

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

**Einfluss thermodynamisch metastabiler
Zustände auf den Zerfall und das
Mischverhalten von Flüssigkeitsstrahlen**

Markus Rothenwöhrer

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der
Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR – INGENIEURS
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. G. H. Schnerr
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil.
R. Schilling

Die Dissertation wurde am 17.12.2003 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 06.05.2004 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit wurde am Lehrstuhl für Thermodynamik (ehemaliger Lehrstuhl A für Thermodynamik) der Technischen Universität München angefertigt und von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Schwerpunktprogrammes „Fluidzerstäubung und Sprühvorgänge“ gefördert.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer danke ich herzlich für seine Betreuung und Unterstützung meiner Arbeit, sowie für die Übernahme des Hauptreferates. Ebenfalls danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. R. Schilling für die Übernahme des Koreferates und Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. G. H. Schnerr für den Vorsitz bei der mündlichen Doktorprüfung.

Dankbar bin ich auch den Kollegen und Kolleginnen am Lehrstuhl, die durch Ihre fachliche und allgemeine Unterstützung ein Gelingen dieser Arbeit überhaupt ermöglichten. Hierbei seien besonders die Herren Marcus Pöschl, Thomas Steinhilber, Emad Gharaibah, Stefan Pettinger, Thomas Lex, Christian Pankiewicz, Fabian Hoseit, Dr.-Ing. Moritz Frobenius, Dr.-Ing. Tobias Sander und Dr.-Ing. Martin Kröner erwähnt. Sie waren stets zu regen Diskussionen bereit und ich konnte mich jederzeit auf ihre kollegiale und freundschaftliche Hilfe verlassen. Ebenso dankbar bin ich den vielen Studenten für ihre Anregungen und Arbeiten sowie für ihr Vertrauen und ihren großen Einsatz. Bei dieser Gelegenheit möchte ich auch dem immer hilfsbereiten Sekretariat, Herrn Udo Glückert für seine Hilfe bei allen Arten von bürokratischen Belangen, der Werkstatt für ihre Ratschläge und deren Ausführungen sowie den Herren Hubert Lepperdinger und Prof. Dr.-Ing. W. Bechteler für ihre freundliche Unterstützung in der Endphase dieser Arbeit danken.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern für ihre Unterstützung und ihren Zuspruch. Sie ermöglichten mir nicht nur diese Arbeit, sondern auch die zur Durchführung notwendige Basis in Form meiner gesamten Ausbildung. Ich konnte mich immer auf sie verlassen.

Ingolstadt, Juni 2004

Inhaltsverzeichnis	
<i>Vorwort</i>	1
<i>Inhaltsverzeichnis</i>	3
<i>Formelzeichen</i>	5
1. EINLEITUNG	8
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN	11
2.1 ZERSTÄUBUNG.....	11
2.1.1 <i>Primärzerfall</i>	11
2.1.2 <i>Sekundärzerfall</i>	20
2.1.3 <i>Tropfenverdampfung</i>	23
2.2 ÜBERKRITISCHE ZERSTÄUBUNG	27
2.2.1 <i>Überhitztes Einspritzen</i>	30
2.2.2 <i>Siedemechanismen</i>	31
2.3 PROBLEMATIK DER ÜBERKRITISCHEN ZERSTÄUBUNG BEI BRENNSTOFFEN ..	35
3. BESCHREIBUNG DER VERSUCHSANLAGEN UND VERSUCHSBEDINGUNGEN	38
3.1 WASSERKANAL.....	38
3.2 ZERSTÄUBUNGSVERSUCHSSTAND.....	40
3.2.1 <i>Kalte Hochdruckzelle</i>	40
3.2.2 <i>Heiße Hochdruckzelle</i>	45
3.3 VERSUCHSBEDINGUNGEN	48
4. MESSTECHNIKEN	50
4.1. OPTISCHE MESSMETHODEN	50
4.1.1 <i>Schattenmesstechnik</i>	50
4.1.2 <i>Laser-Doppler-Anemometry (LDA)</i>	53
4.1.3 <i>Phasen-Doppler-Anemometry (PDA)</i>	55
4.1.4 <i>Laser-Induced Exciplex Fluorescence (LIEF)</i>	61
4.1.5 <i>Particle Image Velocimetry (PIV)</i>	66
4.2 NICHTOPTISCHE MESSMETHODEN	68
<i>Globale Entrainmentmessungen nach Ricou und Spalding</i>	68
5. DÜSENAUSLEGUNG	70
5.1. KONZEPTION UND NUMERISCHE DÜSENAUSLEGUNG.....	72
5.2 VERIFIKATION UND DÜSENAUSWAHL	79
6. ZERSTÄUBUNGSUNTERSUCHUNGEN	89
6.1 MAKROSKOPISCHE STRAHLGRÖßEN	89
6.1.1 <i>Allgemeine Strahlbetrachtungen</i>	90
6.1.2 <i>Entrainment</i>	102
6.1.2.1 <i>Globales Entrainment</i>	102

6.1.2.2 Lokales Entrainment.....	105
6.2 MIKROSKOPISCHE STRAHLGRÖßEN.....	117
6.2.1 Tropfengröße- und Tropfengeschwindigkeit	117
6.2.2 Phasenseparation.....	130
7. ZUSAMMENFASSUNG.....	147
8. LITERATUR	149

Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

A	Flächenverhältnis	[-]
Bi	Biotzahl	[-]
B _M	Triebkraft für Stoffübergang	[-]
B _T	Triebkraft für Wärmeübergang	[-]
c _{drag}	Widerstandsbeiwert	[-]
c _p	isobare Wärmekapazität	[J/kgK]
d	Durchmesser	[m]
f	Frequenz	[1/s]
Fr	Froudezahl	[-]
g	Erdbeschleunigung	[m/s ²]
G	Tropfenverdampfungsrate	[kJ/s]
h	Enthalpie	[kJ/kg]
k	Gaskonstante	[kJ/kgK]
K	Kavitationszahl	[-]
K	Entrainmentkonstante	[-]
L	Verdampfungsenthalpie	[kJ/mol]
l	charakteristische Länge	[m]
<i>m</i>	Massenstrom	[kg/s]
m	Masse	[kg]
n	Brechungsindex	[-]
Nu	Nusseltzahl	[-]
Oh	Ohnesorgzahl	[-]

p	Druck	[bar]
Pr	Prandtlzahl	[-]
\dot{Q}	Heizleistung	[W]
r	Radius	[m]
Re	Reynoldszahl	[-]
S	Stirnfläche	[m ²]
T	Temperatur	[°C]
tke	turbulente kinetische Energie	[m ² /s ²]
Tu	Turbulenzgrad	[-]
U	innere Energie	[kJ/kg]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
We	Weberzahl	[-]
X	Überhitzungsfaktor	[-]
Y _F	Fluidampfmasseanteil	[-]
Y _A	Umgebungsgasmasseanteil	[-]

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² K ⁻¹]
Δ	Phasenverschiebung am Detektor	[°]
ε	Verdichtungsverhältnis	[-]
θ	halber Winkel der PDA bzw. LDA-Strahlen	[°]
λ	Wellenlänge	[nm]
λ_w	Wärmeleitfähigkeit	[W/mK ⁻¹]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
ρ	Dichte	[kg/m ³]

φ	Streulichtwinkel PDA	[°]
ψ	Höhenwinkel PDA	[°]
η	Viskosität	[m ² /s ²]
ζ	Rohrreibungszahl	[-]

Indizes

Aus	Austritt
dd	Dampfdruck
Dü	Düse
e	Entrainment
f	Flashing
g	Gas
G	Gemisch
GGW	Gleichgewicht
Ka	Kammer
krit	kritisch
l	liquid, flüssig
m	Medium
p	Partikel
s	Schwebung
sät	Sättigung
T	Tropfen
überkrit	überkritisch
Um	Umgebung
0	Anfangszustand

1. Einleitung

Kenntnisse über die Zerstäubung von Flüssigkeiten in einer gasförmigen Umgebung, einem klassischen Phänomen der Strömungsmechanik, tragen nicht nur im motorischen Bereich zur Verbrennungsoptimierung bei, sondern nützen auch einer Vielzahl anderer Anwendungen. Bei Gasturbinen, Oberflächenbeschichtungen und in der Arzneimittelherstellung kommen ebenso wie in vielen Haushaltsanwendungen (Haar-, Deo-, Parfum- oder auch Toilettenartikel) Sprays zum Einsatz. Dafür sind unterschiedliche Tropfengrößen, Tropfenverteilungen sowie Gemischbildungen notwendig, wodurch die spezifische Spraygüte der jeweiligen Anwendung definiert wird. Speziell bei Betrachtung der diesel- und auch ottomotorischen Verbrennung wird dies offensichtlich.

Heutzutage ist es z.B. aufgrund des stark expandierenden Fahrzeugmarktes notwendig, die Emissionen der eingesetzten Verbrennungsmotoren zu vermindern. Hierbei liegt das Hauptaugenmerk auf der Reduzierung der Schadstoffe (Stickoxide, Kohlenmonoxid und -dioxid, unverbrannte Kohlenwasserstoffe und Partikel im Abgasstrom). Dafür bieten sich der Industrie motor- und abgasseitig verschiedene Möglichkeiten. So kommen diverse Filtersysteme und Katalysatortekniken zum Einsatz, welche die Abläufe im Motor gezielt mitbestimmen. Ein großes Potenzial für die Emissionsreduzierung bietet der Motor selbst. Durch die Verwendung spezieller Kolbenformen und die Variation der Anzahl und Position der Ventile im Zylinder lassen sich die Strömungsbedingungen im Brennraum vorteilhaft beeinflussen. Durch den zusätzlichen Einsatz von Turboladern und Kompressoren kann eine Leistungssteigerung erzielt werden. Aktuelle Untersuchungen befassen sich mit den Vor- und Nachteilen der Mehrfachzündung. Zur Steuerung der Kraftstoffverteilung im Zylinder setzt die Industrie momentan auf den Einsatz von Direkteinspritzern, welche durch Schichtladung den Verbrauch speziell im Teillastbereich senken. Hierbei werden verschiedene Ansätze wie luft-, wand- und strahlgeführte Verfahren diskutiert. Besonders bei Letztgenanntem ist die Art der Kraftstoffeinbringung und somit die Spraygüte sehr wichtig. Hierzu gehören die axiale und radiale Penetration des Strahles, die Tropfengeschwindigkeiten und -größen, sowie die Gemischbildung. Im Gegensatz zu den fluiddynamischen Einflussparametern wurde aber bis jetzt kaum untersucht, inwieweit sich eine Änderung des Zerstäubungsprozesses bzw. das Einmischverhalten des Strahles mit seiner Umgebung durch thermodynamische Aspekte beeinflussen lässt. Deshalb befasst sich die

vorliegende Arbeit mit der Untersuchung des Einflusses des Phasenüberganges auf das Zerstäubungsverhalten eines Kohlenwasserstoffstrahles hinsichtlich der Sprayqualität, der Einmischzeit und der Intensivierung des Einmischverhaltens des Sprays mit seiner Umgebung. Zur Untersuchung dieses neuartigen Einspritzverfahrens wurde der langkettige Kohlenwasserstoff n-Hexan (C_6H_{14}) als Versuchsfluid verwendet, ein Bestandteil herkömmlichen Benzins mit den physikalischen und chemischen Eigenschaften eines Reinstoffs, der den Anforderungen an die Experimente und die Versuchsanlage besonders entgegenkommt. Zur Durchführung der Versuche wurde das Fluid vor Zerstäubungsbeginn in vier verschiedene Temperaturbereiche gebracht (Umgebungstemperatur, $150^\circ C$, $210^\circ C$ und überkritisch). Hierbei kommt es ab ca. $205^\circ C$ zu einem so genannten „überhitzten Einspritzen“. Dabei wird das Fluid in den metastabilen Bereich entspannt, der zwischen der Binodalen und Spinodalen liegt. Die Temperatur des n-Hexans liegt dann über der Sättigungstemperatur und das Fluid geht über die Aktivierung von heterogenen Siedekeimen und durch das Anwachsen der Blasen in den stabilen zweiphasigen Zustand über. Dadurch kommt es zu einem verstärkten Aufplatzen und somit einer thermodynamischen Perforation und Fragmentierung des Strahles (Flashing). Durch weitere Erwärmung gelangt das Fluid vor Einspritzbeginn in einen überkritischen Zustand und durch die Expansion in das instabile Zweiphasengebiet. Abbildung 1.1 zeigt exemplarisch das T, s-Diagramm der verschiedenen durchgeführten Versuche.

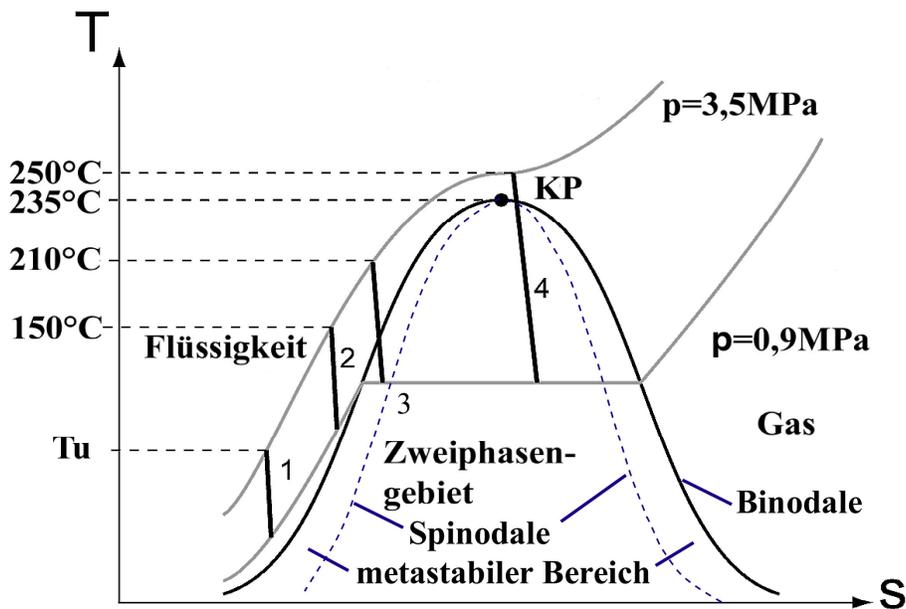


Abbildung 1.1: T, s-Diagramm der verschiedenen Einspritzzustände

Kapitel 2 befasst sich zuerst mit den Grundlagen der klassischen Zerstäubung, wie dem primären und sekundären Strahlzerfall, und mit der Tropfenver-

dampfung. Ein besonderes Augenmerk liegt hier auf der Berücksichtigung der Strahlerturbulenz und der Kavitation in der Düse. Der zweite Abschnitt dieses Kapitels geht anschließend auf das überhitzte Einspritzen ein. Hierbei werden die thermodynamischen Vorgänge und das Siedeverhalten der Strahlen näher beschrieben, welche zu einer Perforation der Strahles führen und den Zerfall begünstigen. Der dritte Teil befasst sich mit der Problematik der auftretenden hohen Fluidtemperaturen in Hinblick auf einen möglichen Einsatz in Einspritzsystemen herkömmlicher Verbrennungskraftmaschinen. Die beiden nachfolgenden Kapitel 3 und 4 beschreiben die Versuchsanlagen und die eingesetzten Messverfahren. Kapitel 5 stellt die eingesetzten Düsen bzw. deren Entwicklung und Auswahl vor. Diese sind in der Lage verschiedene Turbulenzniveaus am Düsenaustritt mit dem Auftreten bzw. dem Nichtauftreten von Kavitation zu kombinieren. Dadurch lassen sich düsenabhängige Einflüsse bei der Bewertung des überhitzten Einspritzens berücksichtigen. Kapitel 6 stellt die Resultate der durchgeführten Experimente vor. Im ersten Abschnitt werden makroskopische Strahlgrößen wie das Strahlentrainment untersucht und globale Strahlbetrachtungen angestellt. Hierbei zeigt sich bereits deutlich der positive Einfluss der Überhitzung auf den Strahlzerfall und des Überhitzungsgrades hinsichtlich der Dampfbildung. Die gewonnenen Erkenntnisse werden durch die Phasenseparationen im zweiten Abschnitt (mikroskopische Strahlgrößen) vertieft. Die Erfassung der kleinen Tropfen und ihre niedrigen Geschwindigkeiten durch den früh einsetzenden Strahlzerfall sowie das schnelle Verdampfungsverhalten komplettieren das entstandene positive Bild vom Einfluss des überhitzten Einspritzens auf den Strahlzerfall.

2. Theoretische Grundlagen

Mit dem sehr komplexen Thema des Strahlzerfalls beschäftigt sich die Forschung seit über 130 Jahren. In den anwendungsorientierten Studien wird versucht, sowohl durch experimentelle Vorgehensweise als auch numerische Ansätze den Strahlzerfall für die jeweiligen Einsatzzwecke zu optimieren. Neben der Variation fluiddynamischer Einflussgrößen wie der Turbulenz, der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Gas und des Düsencharakters wird ebenso wie die Kavitation der thermodynamische Aspekt des Phasenübergangs in jüngster Zeit stärker berücksichtigt.

Bei der Tropfenbildung wird, energetisch gesehen, die freie Oberfläche vergrößert. Dabei wird Arbeit gegen die Oberflächenspannung geleistet. Die dafür aufgewendete Energie (aus Druck bzw. Geschwindigkeit) wird in thermische, kinetische (Rotation, Oszillation und Translation der Tropfen) und freie Grenzflächenenergie umgewandelt. Der Zerfall eines flüssigen Strahles in einer Gasatmosphäre ist in zwei unterschiedliche Bereiche unterteilt: den Primär- und den Sekundärzerfall. Der erstgenannte bezeichnet die Dispersion der kontinuierlichen Phase, wobei der Strahl in Flüssigkeitsligamente und Tropfen zerfällt. Der Sekundärzerfall beschreibt die Tropfenbildung durch die Wechselwirkung des Gases mit dem Fluid bis ein stabiler Tropfendurchmesser erreicht wird, der sich allerdings durch Koaleszenz und Kollision der Tropfen und Strahlligamente noch verändern kann. Bei einer Überhitzung der zu zerstäubenden Flüssigkeit kann die Spraygüte durch eine verstärkte Siedekeimaktivierung und schnelleres Blasenwachstum im Strahl verbessert werden. Der Zerfall des Strahles wird durch das gute Verdampfungsverhalten zusätzlich positiv beeinflusst.

2.1 Zerstäubung

Im Rahmen der Arbeit wurden drallfreie Lochdüsen eingesetzt. Daher konzentriert sich der folgende Überblick auf die Druckzerstäubung, wobei der Aspekt der Oberflächenvergrößerung in Drallzerstäubern ausgeklammert wird.

2.1.1 Primärzerfall

Aus der Erkenntnis, dass durch Störungen hervorgerufene achsensymmetrische, mit der Zeit anwachsende Schwingungen den Strahl in eine Tropfenkette überführen [RAY78], kristallisiert sich heraus, dass mehrere Zerfallsformen, in Abhängigkeit vom Düsenvordruck existieren. Diese gliedern sich in folgende Bereiche: Abtropfen, Zertropfen (Rayleigh-Bereich), Zerwellen (I. luftunter-

stützter Aufbruchsbereich), Zerwellen/Zerstäuben (II. luftunterstützter Aufbruchsbereich) und Zerstäuben (Atomization) (Abbildung 2.1.1).

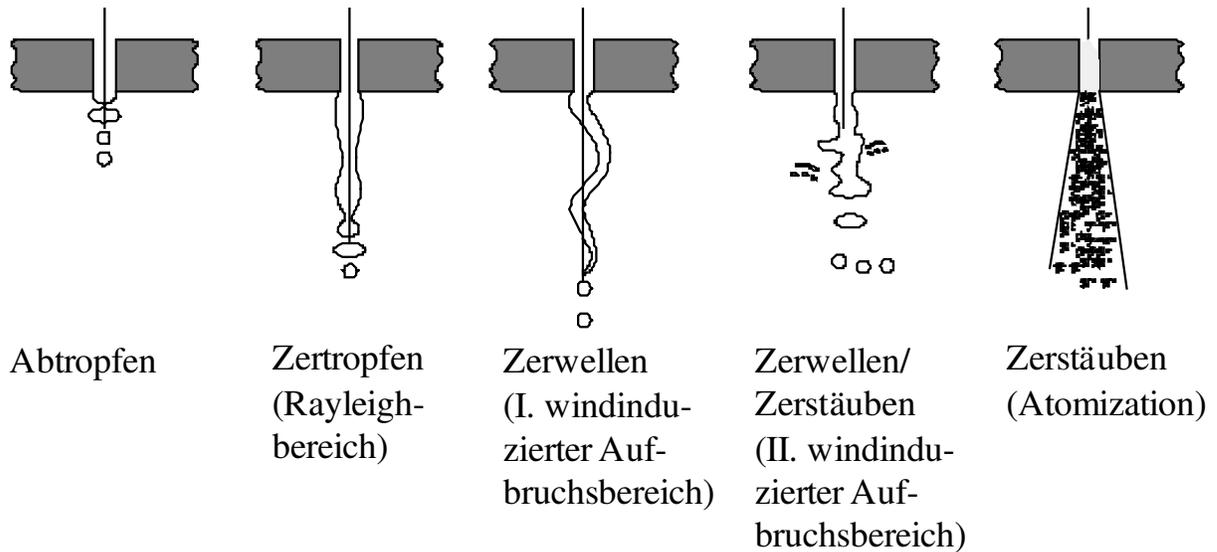


Abbildung 2.1.1: primäre Strahlzerfallsbereiche

Ohnesorge [OH36] untersuchte den Einfluss der Viskosität, der Fluidichte, der Oberflächenspannung und des Düsendurchmessers auf den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. Er stellte fest, dass sich die Grenzen zwischen verschiedenen Zerfallsformen durch dimensionslose Parameter (Ähnlichkeitskenngrößen) beschreiben lassen und veröffentlichte ein Diagramm für Lochdüsen, in dem die verschiedenen Zerfallsformen durch Geraden konstanter Weberzahl voneinander abgegrenzt werden (Abbildung 2.1.2). Zur Korrelation verwendet er die Ohnesorgezahl, eine Kombination aus Weberzahl und Reynoldszahl, und die Reynoldszahl.

$$\text{Weberzahl: } We = \frac{\text{Trägheit}}{\text{Oberflächenspannung}} = \frac{\rho_l \cdot v_{aus}^2 \cdot d}{\sigma_l} \quad (1.1)$$

$$\text{Reynoldszahl: } Re = \frac{\text{Trägheit}}{\text{Schervirkung}} = \frac{\rho_l \cdot v_{aus} \cdot d}{\eta_l} \quad (1.2)$$

$$\text{Ohnesorgezahl: } Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\eta_l}{\sqrt{\sigma_l \cdot \rho_l \cdot d}} \quad (1.3)$$

Die Ohnesorgezahl beschreibt somit die Bilanz zwischen stabilisierenden Zähigkeits- und destabilisierenden Trägheitskräften unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung. Den Austrittsdurchmesser der Düsen beschreibt d .

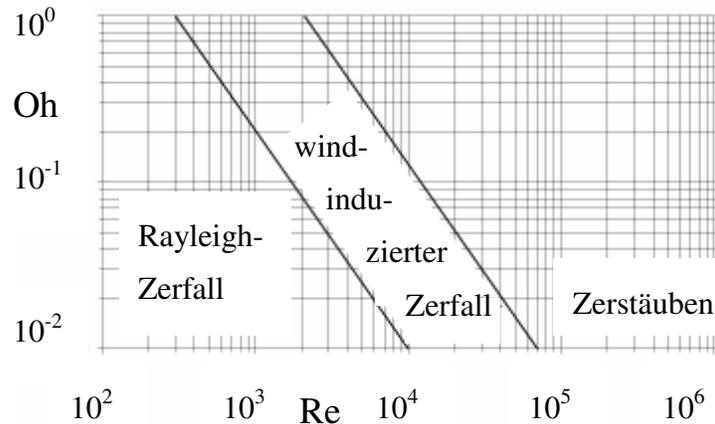


Abbildung 2.1.2: Abgrenzung der Zerfallsbereiche nach Ohnesorge

Ohnesorge hat jedoch bei seinen Untersuchungen die Dichte des Umgebungsmediums nicht berücksichtigt. Diese beeinflusst den Luftwiderstand der Umgebungsgasatmosphäre und wirkt der Oberflächenspannung des zu zerstäubenden Fluids entgegen. Ranz berücksichtigte dies in seiner Arbeit und trug das Verhältnis von Gas- und Flüssigkeitsdichte über der Austrittsgeschwindigkeit auf [RA65]. Auf diese Art und Weise erhielt er Kurven konstanter Weberzahlen, die die verschiedenen Zerfallsbereiche voneinander abgrenzten.

Allerdings gab z.B. Brodkey für den Übergang des Zerfallbereichs „Zerwellen – Zerstäuben“ eine Weberzahl von 8 an [BRO75], Ranz 13 und Miesse als Grenzwert 40 [MIE55]. Dies berücksichtigte Reitz [REI78], ersetzte in seinem Diagramm die Austrittsgeschwindigkeit durch die Reynoldszahl und erweiterte so das Ohnesorgediagramm um eine weitere Dimension zur Berücksichtigung der Umgebung. Dadurch werden die von Ranz [RA65] verwendeten Grenzkurven mit konstanter Weberzahl zur Abgrenzung der verschiedenen Zerfallsregime durch die Ohnesorgezahl parametrisiert. Die Grenzkurven wurden durch Grenzflächen ersetzt (Abbildung 2.1.3).

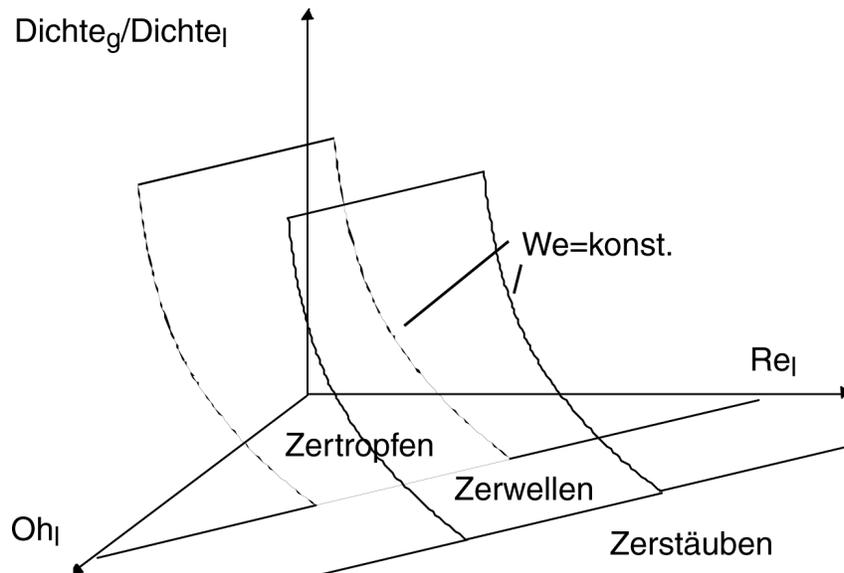


Abbildung 2.1.3: Abgrenzung der Zerfallsbereiche nach Reitz [REI78]

Die von der Ohnesorgezahl, der Reynoldszahl und dem Dichteverhältnis aufgespannten Grenzflächen erklären die in der Literatur auftauchenden unterschiedlichen Zahlenwerte für die Weberzahl zur Abgrenzung der verschiedenen Zerfallsregime. Durch eine Änderung der Ohnesorgezahl verschiebt sich im ρ_g/ρ_l - $Re(1)$ -Diagramm die Kurve der konstanten Weberzahl. Speziell bei niedrigen Viskositäten ist der Einfluss der Ohnesorgezahl allerdings vernachlässigbar.

Ist beim Abtropfen die maßgeblich treibende Kraft die Gravitation, so wird das Zertropfen hauptsächlich von Oberflächenspannungskräften dominiert. Das Zertropfen tritt nur bei geringer Strahlerturbulenz auf und es bilden sich nach einer bestimmten Lauflänge des Strahles zentralsymmetrische Wellen. Durch die Einschnürung der Wellentäler zerfällt der Strahl in Tropfen. Sobald eine Anfangsstörung den Durchmesser des Strahles lokal moduliert hat, erzeugt die Oberflächenspannung Instabilitäten und es kommt zur Bildung einer Welle mit einer großen Wachstumsrate. Es findet eine Wechselwirkung zwischen den Oberflächenspannungskräften und den konvektiven Kräften statt. Der Anfangsstörpegel, verursacht durch die Strömung in der Düse, bleibt jedoch ohne Einfluss auf den Strahlaufbruch [PH73]. Dieser als Rayleigh-Mechanismus [TRÖ89] bezeichnete Strahlzerfall taucht nur in laminaren Strahlen in reiner Form auf. Das Zertropfen tritt nach dem Zerwellen einer Lamelle als Zwischenstadium auf dem Weg zur Tropfenbildung auf.

Beim Zerwellen kommt es durch eine Erhöhung der Ausströmgeschwindigkeit zur Bildung transversaler wellenförmiger Schwingungen im Strahl. Es entstehen Flüssigkeitsfäden, die durch Oberflächenspannungen abgeschnürt werden, und zur anschließenden Tropfenbildung. Der Vorgang wird durch den Ka-

pillardruck, den Staudruck und durch viskose Schubspannungen beeinflusst [WA90]. Aufgrund des Einflusses der Relativgeschwindigkeit zwischen Umgebungsgas und Fluid auf die Tropfenbildung wird dieser Bereich des Zerwellens oft auch als erster windinduzierter Strahlzerfall bezeichnet. Nach Lee und Spencer [LEE31] werden beim Zerwellen sinusförmige Wellen gedämpft, axialsymmetrische Störungen jedoch verstärkt. Somit handelt es sich um den dominierenden Mechanismus des Strahlzerfalls bei mit nicht zu hohem Druck betriebenen lamellenbildenden Düsen. Der eigentliche Strahlzerfall tritt erst einige Düsenaustrittsdurchmesser nach dem Düsenloch ein. Bei einer weiteren Düsenvordruckzunahme steigt die Turbulenz in der Lamelle ebenfalls an ($Re > 2300$), so dass sich ohne ausgeprägte periodisch aufklingende Bewegung Tropfen vom Strahlkern ablösen. Die Tropfengröße nimmt deutlich ab und der Beginn des Strahlzerfalls bewegt sich stromauf zum Düsenloch hin. Der Zerfall wird der Strahlzerstäubung immer ähnlicher und man kommt in den Bereich des zweiten windinduzierten Strahlzerfalls.

Wird die Ausströmgeschwindigkeit weiter erhöht, spricht man vom Zerstäuben. Zu den herausragenden Charakteristika gehören die im Vergleich zur Spritzlochöffnung wesentlich kleineren Tropfendurchmesser, sowie die Ausbildung eines Spraykegels durch den direkt am Düsenaustritt einsetzenden Strahlzerfall. Das Zerstäuben lässt sich auf viele unterschiedliche, zum Teil kontrovers diskutierte Mechanismen zurückführen:

- Zerfallsbeeinflussende Mechanismen innerhalb der Düse: Turbulenz, Druck, Drosselleffekte, Druckverluste, Ausfall von gelösten Gasen, Kavitation,
- Zerfallsbeeinflussende Mechanismen außerhalb der Düse: Aerodynamische Wechselwirkungen, Grenzschichtrelaxation, Kavitationsblasenkollaps.

Einige dieser oben genannten Mechanismen sollen nachfolgend näher beschrieben werden.

Turbulenz

Beim durch Turbulenz induzierten Strahlzerfall werden aus dem austretenden Strahl Flüssigkeitsfäden durch Störungen an der Strömungsoberfläche herausgerissen. Diese Störungen werden durch die radiale Geschwindigkeitskomponente im Strahl induziert [ELK82], [SCH84], [SHE89]. Die Flüssigkeitsfäden zerfallen zum Teil infolge Zerwellens und Zertropfens in einzelne Tropfen. Bereits sehr früh wurde davon ausgegangen, dass die Turbulenz in der Düse beim weiteren Zerfall des Strahles eine wichtige Rolle spielte. Die aufgestellte

Hypothese, dass radiale Geschwindigkeitskomponenten in der Düse nach dem Verlassen Störungen an der Strömungsoberfläche induzieren und die Oberflächenkräfte überwinden, konnte allerdings erst in den späten 30er Jahren von Schweizer [SC37] bestätigt werden. Er war als erster in der Lage, verschiedene Einflüsse auf den Strahlzerfall zu separieren, indem er diesen in einem Vakuum fotografierte. Durch das Fehlen der aerodynamischen Kräfte konnte bewiesen werden, dass die radialen Geschwindigkeitskomponenten des aus der Düse austretenden Fluids schon allein zum Zerfall des Strahles führen. Bei der Durchführung seiner Experimente im Vakuum betrachtete Schweizer bei Erhöhung der Reynoldszahl in der Düse von $Re=2400$ auf $Re=2600$ eine deutlich veränderte Strahloberfläche und eine früher einsetzende Zerstäubung. Das neue Geschwindigkeitsprofil im Strahl nach dem Düsenaustritt ist demnach signifikant für die Störungsgenerierung und somit für den Strahlzerfall. Phiney et al. [PHI73] untersuchten ebenfalls den Einfluss der Turbulenz am Düsenaustritt auf den Strahlzerfall. In Abhängigkeit vom Verhältnis der Düsenlochlänge l zum Düsenlochdurchmesser d stellten sie ab dem Erreichen eines Verhältnisses von $l/d=100$ keine Unterschiede des Zerstäubungsbildes mehr fest. Daraus wurde geschlossen, dass die turbulente Strömung nun voll ausgebildet ist, und somit die Einströmbedingungen in das Düsenloch und die dort vorherrschende Wandrauigkeit den Zerfall stark mit beeinflussen. Dies weist auf die starke Abhängigkeit des Strahlzerfalls von der Düsengeometrie hin, was auch durch die Untersuchungen von Nishida [NIS92] bestätigt wurde. Fritzsche [FRI65] untersuchte ebenfalls verschiedene Düsen bzw. den Einfluss der Turbulenz auf den Strahlzerfall. Turbulente Wirbel im Strahl besitzen durch ihre radiale Geschwindigkeitskomponente meistens genügend Energie, um die Strahloberfläche zu verformen. Die Ursache für diese lokal auftretenden Deformationen und somit die Induzierung einer Störung an der Oberfläche sieht er in der Turbulenz der Flüssigkeit. Für eine in erster Näherung isotrope Turbulenz bestimmt er die Größenordnung des minimalen Deformationsradiuses r_{\min} nach:

$$r_{\min} = \frac{4\sigma}{\rho_l (v_l Tu)^2} \quad (2.1.1)$$

Diese Gleichung verdeutlicht den enormen Einfluss des quadratisch eingehenden Turbulenzgrades Tu am Düsenaustritt auf den Strahlzerfall.

Bei Untersuchungen zur Auswirkung verschiedener Mechanismen auf die Generierung von Oberflächenstörungen eines Strahles verwendeten Wu et al.

[WU95], wie auch in dieser Arbeit, kavitationsfreie Düsen mit abgerundeten Einläufen. Aufgrund des starken Kontraktionsverhältnisses am Düsenaustritt ließ sich bei hohen Reynoldszahlen in der Düse eine laminare Strömung im Kern, sowie eine geringe Grenzschichtdicke am Rand realisieren. Durch das Anbringen einer speziellen Vorrichtung (Cutter) in der Düse nach dem Düsenkörper anstatt des Düsenlochs konnten sie die turbulente Grenzschicht „abschneiden“. Bei Versuchen mit einem kurzen Cutter, also einem sehr niedrigen l/d , konnten sich die Strahlen nicht wieder anlegen und es konnte keine neue Grenzschicht generiert werden. Diese Strahlen zeigten sich selbst bei hohen Reynoldszahlen ($Re > 200.000$) als äußerst stabil und wiesen nicht die für turbulente Strahlen typischen Oberflächenstrukturen auf. Bei einer Erhöhung von l/d bildet sich dadurch, dass sich der Strahl an der Düsenlochwand wieder anlegen kann, sehr schnell erneut eine turbulente Grenzschicht aus, welche zu einer rasch einsetzenden Zerstäubung führt. Die für diese Reynoldszahlen typischen Oberflächenstrukturen treten wieder auf. Diese Erkenntnis bestätigt die These von Schweizer [SC37], dass durch die Gestaltung der Düse und dem daraus resultierenden Turbulenzgrad am Düsenaustritt die Störungen an der Oberfläche forciert werden und diese damit den Primärzerfall stark mitbestimmen. Auch spätere Arbeiten, die sich mit der Abhängigkeit der Turbulenz von den geometrischen Abmessungen, der Wandrauigkeit, sowie vom Verhältnis Düsenlochlänge/Düsendurchmesser (l/d) befassten, bestätigten dies [WIR97] und berücksichtigten zusätzlich den geringen Einfluss der Reynoldszahl [EIF90].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bei allen Düsentypen kleine Tropfen nur dann zu erzielen sind, wenn die Strahl-turbulenz die Flüssigkeit in Fragmente zerteilt, deren charakteristische Länge wesentlich kleiner als der Strahldurchmesser ist.

Kavitation

Unter Kavitation versteht man das druckabhängige Entstehen von dampf- bzw. gasgefüllten Hohlräumen in einer Flüssigkeit, die durch niedrigen Druck z.B. an Stellen hoher Geschwindigkeit auftreten. Dort kann der absolute Druck unter den Dampfdruck der Flüssigkeit fallen. Steigt der Druck wieder an kommt es zwangsläufig zu einer Kondensation in den Dampfblasen. Dadurch kollabieren sie, was lokal zu sehr hohen Geschwindigkeiten im Fluid führt. Ausgehend von einer Unregelmäßigkeit in der Blasenform bildet sich an einer Stelle der Blasenoberfläche eine Verformung in Richtung Blasenmittelpunkt aus, aus wel-

cher sich ein Flüssigkeitsstrahl entwickelt. Dieser durchdringt die Blase und strömt sehr schnell aus dem noch vorliegenden Blasenring heraus.

Nach Eifler [EIF90] beeinflusst neben der Strahlurbulenz auch lokal auftretende Kavitation stark den Strahlaufbruch. Dies führt im Hinblick auf die Zerstäubungsgüte zu einem durchaus gewollten Effekt, da auf diese Art und Weise starke Störungen an der Strahloberfläche hervorgerufen werden. Bode [BO91] findet für den Übergangsbereich von kavitationsfreier zu kavitierender Strömung die Kavitationskennzahl $K=5$ mit:

$$K = \frac{p_l - p_g}{p_g - p_{sät}} \quad (2.1.2)$$

Diese Formel ist eine der vielen Möglichkeiten den Kavitationsbeginn zu korrelieren. He und Ruiz [HE95] untersuchten den Einfluss verschiedener Parameter und Koeffizienten auf den Kavitationsbeginn. Dabei berücksichtigten sie in ihrer Definition der Kavitationskennzahl die mittlere Strömungsgeschwindigkeit v in der Düse:

$$K = \frac{p_l - p_{sät}}{0,5\rho_l v^2} \quad (2.1.3)$$

Aufgrund geometrischer Gegebenheiten in der Düse kommt es häufig zu einer Einschnürung der Strömung (vena contracta). In Abhängigkeit von der Düsenlochlänge und der Strömungsgeschwindigkeit können die aufgrund von Kavitation entstandenen Blasen noch innerhalb der Düse kollabieren und beeinflussen die freie Strahloberfläche stromab und damit den primären Strahlzerfall. Kufferath [KUF02] berücksichtigt dies bei der Bestimmung der Kavitationszahl K :

$$K = \frac{p_l - p_{sät}}{0,5\rho_l v^2 a} + (a^{-2} - 1) \quad (2.1.4)$$

Hierbei beschreibt a das Verhältnis der Düsenquerschnittsfläche zur Fläche an der engsten Stelle (a befindet sich bei technischen Anwendungen typischerweise im Bereich 10 bis 20). Die Definition einer kritischen allgemeingültigen Kennzahl ließ sich nicht realisieren, da weitere Parameter wie Fluidviskosität, Oberflächenspannung, Rauigkeit und die Düsengeometrie nicht berücksichtigt werden konnten.

Ist die aufgrund des Querschnittsprungs abgelöste Strömung nicht in der Lage, sich vor dem Erreichen des Düsenloches wieder anzulegen, so spricht man von einem Hydraulikflip (super-cavitation). Bei diesem Strömungszustand zeigt der Strahl vorerst keine Neigung aufzubrechen [BE59], da sich keine turbulente Grenzschicht mehr aufbauen kann. Anders ist dies bei der Verwendung längerer Düsenlöcher. Hier legt sich der Strahl wieder an und es kann sich eine turbulente neue Grenzschicht mit zunehmender Lauflänge ausbilden. Die Störungen an der Strahloberfläche werden durch den einsetzenden Strahlzerfall zusätzlich verstärkt [HIR91].

Bode und Wu [WU83] stellten auch einen starken Einfluss des Umgebungsgasdruckes und somit der Gasdichte auf den Strahlzerfall fest und konnten somit die Kavitation als alleinigen Zerfallsmechanismus ausschließen. Allerdings beeinflusst die Kavitation das Zerstäubungsbild nachhaltig und wird gerade in Verbrennungskraftmaschinen häufig und bewusst eingesetzt. Die stellenweise verwendete asymmetrische Kavitation, die zu einem nicht erwünschten Strahlbild führen kann, ermöglicht es, das Kraftstoff-Luft-Gemisch im Brennraum individuell zu positionieren. Bode und Wu stellten beim Vergleich kavitierender und nichtkavitierender Düsen keine signifikanten Unterschiede bei der Betrachtung der Kegelwinkel fest.

Die Grenzschicht-Relaxation beschreibt das plötzliche Fehlen der Düsenwand und führt zu einer schlagartigen Beschleunigung der Grenzschicht durch den Strahlkern. Durch die auftretenden starken Druckgradienten kommt es zu einer Destabilisierung des Flüssigkeitsstrahles und dadurch zu einer Induzierung von Störungen an der Flüssigkeitsoberfläche [LEF89], [EIF90]. Dies hat aber einen eher geringen Einfluss auf den Strahlzerfall. Nach dem Verlassen des Fluids aus der Düse stellt die aerodynamische Wechselwirkung zwischen Flüssigkeit und Gas den stärksten Zerfallsmechanismus dar [EIF90, BO91, RA58, RUI85]. Infinitesimal kleine Störungsamplituden werden bei hohen Strahlgeschwindigkeiten durch Druckunterschiede an der Oberfläche verstärkt (Kelvin-Helmholtz-Instabilität) und führen zur Ablösung einzelner Tropfen und Flüssigkeitsligamente [REI82]. Das Anwachsen der Oberflächenwellen nimmt aller-

dings einen gewissen Zeitraum in Anspruch und schließt somit die aerodynamische Wechselwirkung zwischen Flüssigkeit und Umgebungsgas als einzigen Zerfallsmechanismus aus. Die beim primären Strahlzerfall abgelösten Tropfen und Flüssigkeitsligamente zerfallen weiter und man spricht vom so genannten Sekundärzerfall.

2.1.2 Sekundärzerfall

Bisher wurde von einem intakten Strahlkern ausgegangen, von dessen Oberfläche durch den Primärzerfall einzelne Flüssigkeitspartikel verschiedener Formen und Größen abgespalten wurden. Diese zerfallen unter dem Einfluss aerodynamischer Kräfte und starker Wechselwirkung der Flüssigkeitsligamente untereinander weiter, bis eine stabile Kleinsttropfengröße erreicht ist. Andererseits kann es durch Koaleszenz, bedingt durch Tropfenkollisionen, lokal zu einer Zunahme der Tropfengröße kommen. Der jeweilige Mechanismus ist stark abhängig von der Form und Größe der Tropfen, sowie von der Entfernung vom Spritzloch, der Umgebungsgasbewegung und der jeweiligen Position im Spray. Der zerfallende Strahl wird deshalb in einen dichten, einen dünnen und einen sehr dünnen Bereich unterteilt [EIF90]. Die Bereiche unterscheiden sich im Verhältnis des Volumens der flüssigen Phase zum Volumen der Gasphase (Abbildung 2.1.4).

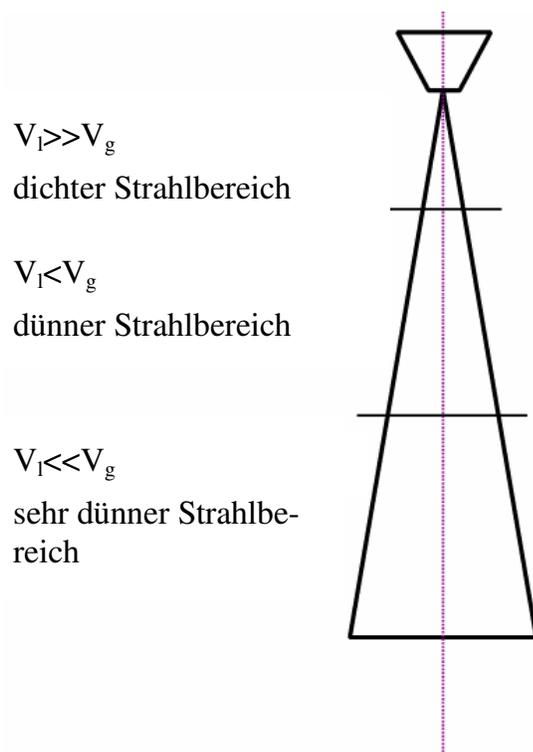


Abbildung 2.1.4: Unterscheidung der verschiedenen Strahlzerfallsbereiche nach Eifler [EIF90]

Im dichten Strahlbereich kommt es durch den hohen Anteil der Flüssigkeitsphase hauptsächlich zu Wechselwirkungen zwischen den Flüssigkeitspartikeln, zu Kollisionen, Zersplitterungen und Tropfenkoaleszenzen, sowie zu Windschatteneffekten. Bei Letztgenannten reißen Tropfen die umgebende Gasphase mit sich, so dass nachfolgende, sich im Windschatten befindliche Tropfen einer deutlich geringeren aerodynamischen Kraft ausgesetzt sind [EIF90]. Die Stabilität der Tropfen erhöht sich dabei. Bei Tropfenkollisionen wird in Abhängigkeit verschiedener Kollisionswinkel zwischen fünf verschiedenen Mechanismen unterschieden [RE70]:

- Dauerhafte Koaleszenz
- Vollständige Trennung
- Vollständige Trennung mit Koaleszenz
- Trennung mit Bildung von Satellitentropfen
- Vollständige Zersplitterung

Im dünnen Strahlbereich kommt es durch den deutlich höheren Gasanteil nur noch bedingt zu einer direkten Interaktion der Tropfen. Die immer noch hohe Relativgeschwindigkeit zwischen den verschiedenen Phasen sorgt für einen weiteren Zerfall der instabilen Tröpfchen. In diesem Fall ist der auf den Tropfen wirkende dynamische Druck mindestens so groß wie der Tropfeninnendruck (2.1.5).

$$\frac{\rho_g \cdot v_T^2 \cdot c_{drag}}{2} = \frac{4\sigma_l}{d_T} \quad (2.1.5)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich unter der Annahme, dass der Widerstandsbeiwert c_{drag} der verformten Tropfen zwischen dem einer Kugel und dem einer Platte liegt, die Weberzahl We bestimmen, ab der ein Tropfen zerfällt (2.1.6).

$$We_g = \frac{8}{c_{drag}} \quad (2.1.6)$$

Nicholls [NIC72] unterscheidet in Abhängigkeit von der Gasweberzahl zwei Aufbruchsbereiche. Ab $We_g > 6$ kommt es zum Bag-Breakup. Ab dieser Weberzahl beginnen sich die Tropfen taschenförmig zu verformen und zerfallen in kleinere Tröpfchen. Bei einer weiteren Erhöhung des Einspritzdruckes und der damit verbundenen Zunahme der Strahlaustrittsgeschwindigkeit kommt es zum Ablösungszerfall, der laut Nicholls ab einer Weberzahl von $We_g > 0,5(Re_l)^{0,5}$ erreicht wird. Pilch und Erdmann [PIL87] unterteilten die von Nicholls beschriebenen Bereiche weiter und ergänzten die anderen geläufigen Mechanismen des Sekundärzerfalls (Abbildung 2.1.5).

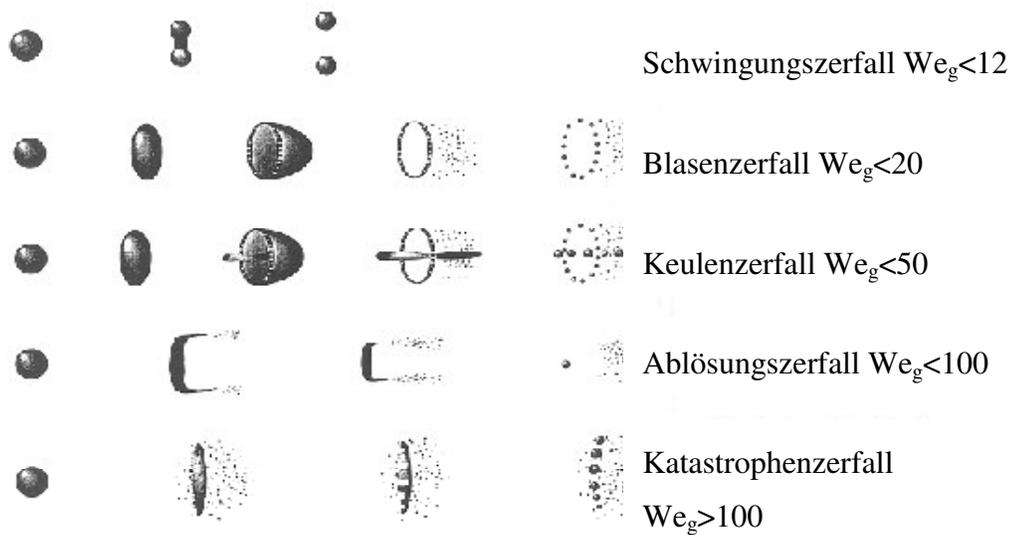


Abbildung 2.1.5: Sekundäre Zerfallsmechanismen [PIL87]

Reitz [REI87] weist, wie bereits erwähnt, darauf hin, dass die in der Literatur angegebenen Werte für die Zerfallsbereiche voneinander differieren. Sie sind stark von der Ohnesorgezahl abhängig, da bei zunehmender Oh-Zahl die We-Grenzwerte ansteigen. Dies gilt besonders beim Übergang vom Ablösungszerfall zum Katastrophenzerfall.

Im sehr dünnen Strahlbereich findet aufgrund des sehr hohen Gasanteils und der daraus resultierenden niedrigen Tröpfchendichte keine Interaktion zwischen den Tropfen mehr statt. Hier hat aufgrund der weiten Entfernung der Tropfen vom Düsenstrichloch die Partikelgeschwindigkeit so weit abgenommen, dass die aerodynamischen Kräfte bereits keinen Einfluss mehr auf den Zerfall selbst haben, sondern nur noch die Partikel weiter abbremsen.

Zusammenfassend lässt sich das Zerstäuben als der dominierende Mechanismus bei Flüssigkeitseinspritzungen durch Lochdüsen in der Technik beschreiben. Im Vergleich zu lamellenbildenden Düsen sind im Allgemeinen jedoch

entweder wesentlich höhere Drücke oder gezielte Turbulenzpromotoren in der Düse notwendig, um die gleiche Sprayqualität zu erreichen. Das Zerstäuben entzieht sich im Gegensatz zum Zertropfen und Zerwellen bisher einer deterministischen Berechnung [RAY78, TAY59, HA31], wenngleich der Vorgang an sich häufig beschrieben wurde und unter stark vereinfachenden Annahmen analytische Ausdrücke für die Größe der entstehenden Tropfen abgeleitet werden können. Dies ist ein Indikator für die Komplexität und die Überlagerung verschiedener Mechanismen.

2.1.3 Tropfenverdampfung

Angesichts vieler wissenschaftlicher Abhandlungen [GEB96], [LEF89] werden die physikalischen Grundlagen der Tropfenverdampfung nur kurz erläutert. Die Tropfenverdampfung umfasst den Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase. Dabei wird die zur Deckung der Verdampfungsenthalpie notwendige Energie in den meisten Fällen dem Umgebungsgas entzogen und ein Tropfen beginnt zu verdunsten. Aus der Temperaturdifferenz zwischen Gas und Tropfen resultiert ein Wärmestrom, von dem ein Teil das Tropfeninnere erwärmt, der andere Teil dient der Verdunstung des Tropfens. Mit zunehmender Tropfentemperatur steigt die Konzentration des Dampfes an der Grenzschicht zwischen Tropfen und Umgebung an. Folgende Abbildung 2.1.6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Änderung der Temperatur T im Tropfen und dem Dampfmassenanteil des eingespritzten Fluids Y_F .

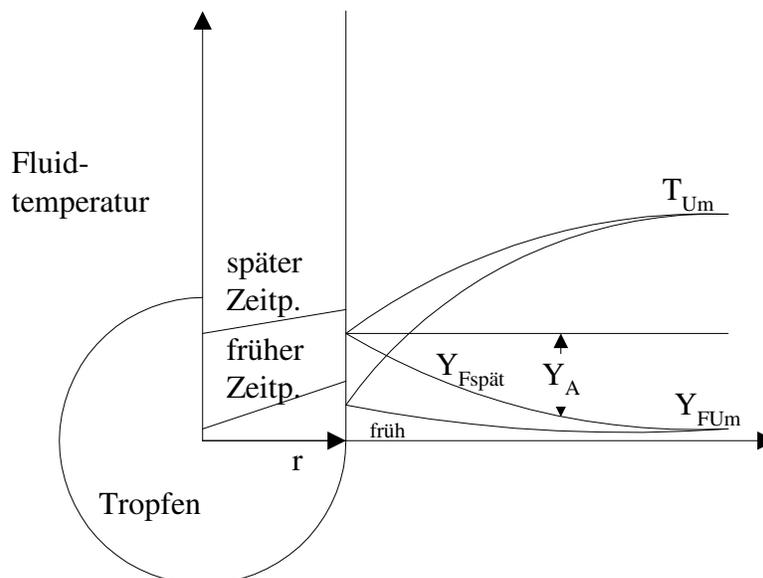


Abbildung 2.1.6: Zeitlicher Verlauf der Tropfentemperatur und der Dampfkonzentration LEF[89]

Mit zunehmender Tropfentemperatur nimmt der Partialdruck an der Tropfenoberfläche zu. Gleichzeitig versucht die Flüssigkeit, den über der tropfenumhüllenden Oberfläche befindlichen Gasraum mit ihrem Dampf zu sättigen. Treibende Kraft ist hierbei das Konzentrationsgefälle zwischen Tropfenoberfläche (Dampf) und der Umgebung, welches zu einem diffusiven Transport der Dampfmoleküle führt. Dabei wird der „alte“ Dampf vom „neuen“ in Richtung Umgebungsgas verdrängt. Während des instationären Tropfenaufheizprozesses behindert der Dampf jedoch den Wärmetransport vom Umgebungsgas zum Tröpfchen und die Tropfentemperatur nimmt immer langsamer zu. Für den von außen dem Tropfen zugeführten Wärmestrom ergibt sich unter Berücksichtigung der während des Aufwärmungsprozesses instationären Wärmeleitfähigkeit λ_w und des Wärmeübergangskoeffizienten des Gemisches aus Umgebungsluft und Dampf (2.1.7):

$$\dot{Q}_{zu} = (2 + 0,6 \text{Re}_G^{0,5} \text{Pr}_G^{0,33}) \cdot \pi \cdot d_T \cdot \lambda_G \cdot (T_{Luft} - T_T) \quad (2.1.7)$$

Zur Lösung dieser Gleichung sind die Stoffwerte des Dampfes und des Umgebungsgases, sowie die Kenntnis ihrer Referenzmassenbrüche, die sich nach Lefebvre [LEF89] berechnen lassen, notwendig. Der Verdampfungsmassenstrom lässt sich nach 2.1.8 berechnen:

$$\dot{m}_v = (2 + 0,6 \text{Re}_G^{0,5} \text{Pr}_G^{0,33}) \cdot \pi \cdot d_T \cdot \left(\frac{\lambda}{c_p}\right)_G \cdot \ln(1 + B_M) \quad (2.1.8)$$

Hierbei stellt B_M nach Spalding [SP69] die treibende Kraft für den Stoffübergang dar und lässt sich aus dem Massenbruch des Dampfes an der Tropfenoberfläche bestimmen. Entspricht die treibende Kraft des Stoffüberganges B_M der treibenden Kraft des Wärmeüberganges B_T stellt sich eine konstante Tropfentemperatur ein und der stationäre Verdampfungsprozess beginnt. Dadurch ergibt sich eine Tropfendurchmesserabnahme nach Gleichung 2.1.9:

$$\frac{d(d_T)}{dt} = \frac{4 \cdot \lambda_g \cdot \ln(1 + B_M)}{\rho_l \cdot c_{pg} \cdot d_T} \quad (2.1.9)$$

Die Tropfentemperatur bleibt nun konstant, d.h. der dem Tröpfchen zugeführte Wärmestrom wird ausschließlich für den Phasenübergang Flüssigkeit in Dampf verwendet. Diese zum Verdampfen notwendige Energie bei gleich bleibender Temperatur der Tröpfchen wird Verdampfungswärme oder –enthalpie genannt. Topaldi et al. berücksichtigten dies bei ihrer sehr komplexen und aufwendigen Simulation verdampfender Einzeltropfen [TO99].

Liegt die Tropfentemperatur über der Temperatur des Umgebungsgases, so bildet sich an der Grenzfläche ebenfalls sofort eine Mischtemperatur aus. Mit zunehmender Dauer wandert die Temperaturfront zum wärmeren Tropfenkern hin. Der Abkühlungsvorgang eines Tropfens wird hierbei durch die Wärmeleitfähigkeit im Tropfen λ_w und dem Wärmeübergang α an der Tropfenoberfläche beschrieben. Das Verhältnis dieser Größen wird in der Biotzahl Bi berücksichtigt, welche ein Maß für die Dynamik der Tropfenabkühlung darstellt (2.1.10).

$$Bi = \alpha \cdot d_T / \lambda_w \quad (2.1.10)$$

Bei bewegten Partikeln werden durch die Relativgeschwindigkeit zwischen den Tropfen und dem Umgebungsgas die Dampfmoleküle von der Oberfläche weggerissen. Durch diese erzwungene Konvektion steigt die Verdampfungsgeschwindigkeit deutlich an. Auf Grund des Umströmens des Tropfens erzeugen Scherkräfte an der Phasengrenze sog. Hill-Wirbel, die zu einer Zirkulation der Flüssigkeit im Tropfeninneren führen. Daher wird häufig von einem ideal gerührten Behälter mit vernachlässigbarer Wärmeleitung im Inneren des Tröpfchens ausgegangen [ABR89]. Die Tropfentemperatur nähert sich asymptotisch einer Gleichgewichtstemperatur T_{GGW} an.

Wie bereits beschrieben gehen die meisten Untersuchungen des Verdampfungsverhaltens von einer Temperatur des Umgebungsgases aus, die deutlich über der Flüssigkeitstemperatur liegt [BI99]. Mit einem zusätzlichen Anstieg der Fluidtemperatur kommt es im Tropfen eher zu einem Gleichgewichtszustand und der Prozess der Tropfenverdampfung tritt früher ein. Steigt nun die Fluidtemperatur über die Siedetemperatur des zerstäubten Fluids beim jeweiligen Umgebungsdruck an, beginnt der Tropfen sofort zu verdampfen. Der heiße Tropfenkern gibt nun seine Wärme an die „kältere“ Oberfläche ab, und die E-

nergie wird sofort in einen Verdampfungsprozess umgesetzt. Ein optimaler Zustand hinsichtlich der Verdampfung entsteht dann, wenn die Temperatur des tropfenumgebenden Gases ebenfalls über der Siedetemperatur des Fluids liegt. Der Verdampfung der Tropfenoberfläche wird nun von außerhalb und innerhalb Energie zur Verfügung gestellt. Zuo et al. [ZOU01] stellten für diesen speziellen und in der Literatur selten erwähnten Zustand eine Gleichung für die iterative Ermittlung der Tropfenverdampfungsrate G (2.1.11) auf:

$$G = 4\pi \frac{k}{c_p} r_0 \frac{Nu}{1 + G_f / G} \ln \left[1 + (1 + G_f / G) \frac{h_\infty - h_{Siede}}{L(T_{Siede})} \right] \quad (2.1.11)$$

Hierbei werden neben den Enthalpien des Umgebungsgases und des Fluids an der Tropfenoberfläche, die Nusseltzahl Nu , die Gaskonstante sowie die spezifische Wärmekapazität berücksichtigt. $L(T_{Siede})$ stellt dabei die Verdampfungsenthalpie am Siedepunkt dar. Das Besondere an dieser Gleichung ist neben der möglichen Berücksichtigung der hohen Gastemperatur auf den Verdampfungsprozess die Gültigkeit bei einer Fluidtemperatur, die oberhalb der Siedetemperatur liegt. Dieses Phänomen, das überhitzte Einspritzen und das überkritische Zerstäuben werden nachfolgend näher behandelt.

2.2 Überkritische Zerstäubung

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt in der Berücksichtigung des zusätzlichen thermodynamischen Einflusses auf den Strahlzerfall. Die so genannte „thermodynamische Fragmentierung“ entsteht durch die rapide Entspannung des heißen Fluids während der Beschleunigungsphase in der Düse. Dadurch liegt die Temperatur des eingespritzten Fluids über der Sättigungstemperatur und man spricht vom überhitzten Einspritzen. Aufgrund des auftretenden thermodynamischen Ungleichgewichtes werden Siedekeime im Strahl gebildet und aktiviert und die Verdampfung des Fluids wird forciert (Flashing). Durch die Erhöhung der Fluidtemperatur und die daraus resultierende Viskositäts- und Oberflächenspannungsabnahme beim Vorheizen der unter hohem Druck gehaltenen Flüssigkeit wird die Sprayqualität zusätzlich in positiv beeinflusst [LEF89], [ME84]. Den Einfluss der Fluid erwärmung stellten Brown et al. [BR62] fest. Mit Hilfe einer Stroboskopaufnahmetechnik untersuchten sie den Einfluss des Grades der Überhitzung von Freon 11 und Wasser auf die Tropfengrößen und Geschwindigkeiten. Mit zunehmender Fluidtemperatur erzielten sie kleinere Tropfengrößen und langsamere Tröpfchengeschwindigkeiten. Durch eine Untersuchung der Blasen im Strahl legten sie für niedrigviskose Flüssigkeiten die kritische Weberzahl $We_{krit}=12,5$ fest, bei deren Überschreitung es zu einem rapiden Anstieg des Blasenwachstums kommt. Mit dem Vorteil der überkritischen Zerstäubung befassten sich auch Oza et al. [OZ83]. Bei Verwendung einer kavitierenden Düse erzielten sie durch das überhitzte Einspritzen eine deutlich höhere Sprayqualität, einen größeren Spraykegelwinkel und eine abnehmende Spraypenetration. Sie untersuchten auch den Grad der Überhitzung auf das Verhalten der einzelnen Tropfen. Bei einer geringen Überhitzung wurden die kleinen Tropfen stark mitgerissen, die großen hielten ihre Flugrichtung aufgrund ihrer hohen Trägheit nahezu ungestört bei. Bei einer starken Überhitzung kommt es zu einer hohen Impulsübertragung zwischen Fluid und Umgebungsgas und die mittlere Tropfengeschwindigkeit nimmt ab. Charwat und Russali untersuchten einen überhitzten Wasserstrahl aus einer Kapillare. Sie stellten in den Bereichen des Zertropfens und Zerwellens eine Biegung des überhitzten Strahles fest, die sie auf eine unsymmetrische Verdampfung des Fluids zurückführten. Mit zunehmendem Grad der Überhitzung setzte der Strahlzerfall, ebenso wie in dieser Arbeit, früher ein und verbesserte die Qualität des Sprays [CHA80]. Das hohe Potential des Verfahrens im Hinblick auf die Verbesserung der Zerstäubungsgüte infolge thermisch induzierter Störungen in der Flüssigkeit und dem darauf beruhenden Blasenwachstum verdeutlichen auch die Untersuchungen von Anderson et al. [AN84]. Ihre Tropfen-

größenmessungen von bis zu 50K überhitzten Wassers weisen abhängig von der zusätzlichen thermodynamischen Fragmentierung eine deutliche Tropfendurchmesserabnahme auf. Dies bestätigen auch die numerischen Resultate von Razzaghi [RAZ89]. Bei der Simulation eines Störfalls in einem Kraftwerk ermittelte er bei der Entspannung von überhitztem Wasser auf Umgebungsniveau eine Tropfendurchmesserabnahme von über 60%.

Im Hinblick auf die guten erzielbaren Zerstäubungsergebnisse kommt die schnelle Expansion fluider überkritischer Lösungen in diversen Anwendungsgebieten häufig zum Einsatz. Das als „Rapid Expansion of Supercritical Solutions“ (RESS) bekannte Verfahren wird z.B. zur Erzeugung von Explosivstoffpartikeln, aber auch im biomedizinischen Bereich zur Produktion von Arzneimittelmikropartikeln (PGA (Polyglykolische Säure) und PLA (polylaktische Säure)) eingesetzt [GERB96, TEIP97, DEB91, DEB93]. Um den apparativen Aufwand zu reduzieren, wird dabei CO₂ aufgrund seiner niedrigen kritischen Stoffwerte bevorzugt als Trägerstoff verwendet. Durch Anwendung des Verfahrens konnten Partikel in einer Größenordnung von 10-40µm erzeugt werden. Es ist allerdings notwendig, die Löslichkeit der Versuchsstoffe in Kohlendioxid bei hohen Drücken zu berücksichtigen. Mohamed et al. [MO89] untersuchten die mit RESS erzielten Partikelgrößen in Abhängigkeit von Druck und Temperatur vor und nach der Expansion, bzw. den Einfluss der Lösungsmittelkonzentration. Bei dem verwendeten Naphthalin und dem Lösungsmittel Kohlendioxid ergaben sich mittlere Partikelgrößen in einem Bereich von ca. 125-255µm.

Die Vorteile des überhitzten Einspritzens auf den Strahlzerfall wurden auch im Bereich der Verbrennungskraftmaschinen untersucht. Gerish untersuchte einen Vorkammerdieselmotor und konnte durch das überhitzte Einspritzen eine Zündzeitverkürzung erzielen sowie einen abnehmenden Maximalzylinderdruck nachweisen [GE33]. An einem direkteinspritzenden Dieselmotor erforschte Yamazaki [YAM85] den Einfluss des überhitzten Einspritzens von Diesel, Schweröl und einem Wasser/Dieselmischung auf die Zerstäubung und die Verbrennung. Im Vergleich zur normalen Einspritzung erzielte er bei einer über der Umgebungstemperatur liegenden Fluidtemperatur (300°C) viel kleinere Tropfen mit einer wesentlich homogeneren Tropfenverteilung und konnte damit die von Gerish erkannten Phänomene bestätigen, die von der deutlich besseren Zerstäubung verursacht werden. Außerdem kam es zu einer Abnahme der Verbrennungsdauer, aber auch zu einer Zunahme der Ablagerungen im Brennraum. Für die Benzindirekteinspritzung untersuchten Zuo et al. [ZUO01] den Zerfall überhitzter Einspritzstrahlen in einem GDI-Motor. Sie kamen ebenfalls zu dem Erkenntnis, dass die Tropfendurchmesser deutlich abnehmen und sich die

Verdampfungsdauer deutlich verringert. Basierend auf ihren und den Messergebnissen weiterer Autoren erweiterten sie das Strahlzerfallsmodell LISA (**Li**-**near Stability Analysis**) von Senecal et al. [SE99]:

$$d = d_{LISA} \left(\frac{p_{Dii}}{p_{Ka}} \right)^{0,27} \left[1 - X \left(\frac{p_{Ka}}{p_{Dii}} \right)^{0,135} \right] \quad (2.2.1)$$

Hierbei stellt X den Überhitzungsparameter dar und setzt sich aus der inneren Energie U des Tröpfchens bei Tropfentemperatur und Siedetemperatur, sowie der Verdampfungsenthalpie L zusammen.

$$X = \frac{U(T_T) - U(T_{Siede})}{L(T_{Siede})} \quad (2.2.2)$$

Im Bereich der Verbrennungskraftmaschinen schlugen Senda et al. [SEN94] einen anderen Weg ein. Unter Verwendung einer kavitierenden Fahrzeugdüse bei einem konstanten Druckabfall über die Düse erzeugten sie ein überhitztes Spray durch eine schlagartige Absenkung des Kammerdrucks (Vakuumpumpe) und konnten so den Grad der Überhitzung festlegen. Beim Vergleich experimenteller und numerischer Experimente stellten sie eine radiale Aufweitung der klassischen Sprayform ab dem Einsetzen des Flashings fest. Dabei beobachteten sie eine deutliche Tropfendurchmesserabnahme.

Auch in Gasturbinenbrennern oder Düsenstrahltriebwerken kann es zur Zerstäubung eines überkritischen Fluids kommen, da der Treibstoff häufig zusätzlich zur Kühlung der Triebwerke eingesetzt wird und dabei unter Umständen auf überkritische Werte gebracht wird. Zhu und Aggarwal [ZHU99] untersuchten für diese Fälle verschiedene Simulationsmodelle für in eine Stickstoffatmosphäre eingedüstes n-Heptan. Sie konnten dabei die Abhängigkeit der Lebensdauer der Tropfen von Druck und Temperatur des Umgebungsgases realisieren. Ein Vergleich mit experimentellen Daten wies ebenfalls eine abnehmende Lebensdauer der Tropfen mit zunehmendem Umgebungsgasdruck auf, was durch eine hohe Umgebungsgastemperatur noch gesteigert werden konnte. Im Hinblick auf die Verbesserung der Schadstoffproduktion von Gasturbinen verwendeten Haldeman et al. [HAL01] unter Versuchsbedingungen, die in der Nähe des kritischen Punktes von Wasser liegen, ein homogenes Was-

ser/Treibstoffgemisch. Die übliche NO_x-Verminderung im Abgas durch die Verwendung von Wasser und die CO-Bildung konnten durch die Benutzung des überkritischen Gemisches deutlich verbessert werden. Die Eindüsung und Verbrennung erfolgten dabei jeweils unter Umgebungsbedingungen.

Nachfolgend wird näher auf die Zustandsänderungen, die bei den Experimenten mit thermodynamischer Fragmentierung auftreten, sowie auf das überhitzte Einspritzen und die daraus resultierende Siedekeimaktivierung eingegangen.

2.2.1 Überhitztes Einspritzen

Überhitztes Einspritzen wird durch die Entspannungsverdampfung einer Flüssigkeit beim Druckabfall in einer Düse realisiert. Im Verlauf der Expansion des Fluids wird die Siedelinie überschritten und das metastabile Gebiet erreicht. Die Flüssigkeit befindet sich nun in einem thermodynamischen Ungleichgewicht, da ihre Temperatur bei der Einspritzung über der Sättigungstemperatur des Druckes in der Einspritzkammer liegt und wird deshalb als überhitzt bezeichnet. Die Temperatur des Flüssigkeitskerns bleibt dabei nahezu konstant, wobei sich an der Phasengrenzfläche Flüssigkeit-Gas durch die Verdampfung eine Temperatur einstellt, die in etwa der Sättigungstemperatur der Flüssigkeit bei Kammerdruck entspricht. Befindet sich durch die Wärmeleitung die Fluidtemperatur von Kern und Oberfläche auf etwa ähnlichem Niveau, so findet die Verdampfung ausschließlich an der Tropfenoberfläche statt. Bei einer zu großen Diskrepanz der Temperaturen kommt es auch im Strahl zur Verdampfung, wodurch es zu einer Dampfblasenbildung in der Flüssigkeit kommt und der stabile zweiphasige Zustand schneller erreicht wird. Dieser Vorgang wird als Entspannungsverdampfung (Flashing) bezeichnet.

In einer idealen Flüssigkeit, ohne gelöste Stoffe und Unreinheiten, bilden sich Siedekeime erst ab einer starken Überhitzung aus. Auftretende Molekülfluktuationen bilden die ersten Keimstellen zur Blasenbildung (homogene Keimbildung). Diese weist keinen Bezug zur technischen Realität auf und kommt nur in den seltensten Fällen vor. Somit kommt es aufgrund von Verunreinigungen oder nicht ideal glatten Gefäßen oder Düsen (z.B. Poren und Einschlüsse) schon bei einem deutlich geringeren Überhitzungsgrad zu einer Siedekeimbildung in der Flüssigkeit (heterogene Keimbildung). Die Flüssigkeit im metastabilen Zustand versucht, durch teilweise Verdampfung das thermodynamische Gleichgewicht wieder herzustellen. Durch diese thermodynamische Fragmentierung kann es durch die entstandenen Blasen im Strahl zu einem Durchstoßen der Oberfläche

von Flüssigkeitsligamenten kommen, die einen Durchbruch hinterlassen und dabei den Strahl regelrecht perforieren.

Einige Arbeiten befassen sich mit dem Einfluss der Düsengeometrie auf das überhitzte Einspritzen. Nagai et al. [NAG85] untersuchten den Einfluss der Düsenlochlänge auf das Zerstäubungsverhalten. Bei der Verwendung einer Langlochdüse konnten bereits bei einer geringen Überhitzung kleinere Tropfendurchmesser als mit einer Kurzlochdüse realisiert werden. Dies ist beim überhitzten Einspritzen typisch für Düsen mit einem scharfkantigen Übergang zum Düsenloch. Beim Einströmen kommt es zu einer Einschnürung der Flüssigkeit (Vena Contracta), wobei der Druckabfall sein Maximum etwa einen halben Düsenlochdurchmesser nach dem Düsenlocheingang hat und zu einem zeitlichen Siedeverzug im Strahl führt [DAU65]. Dabei wird das umliegende Totraumgebiet mit Dampf gefüllt. Bei Verwendung einer Kurzlochdüse legt sich der Flüssigkeitsstrahl nicht wieder an die Düsenlochwand an und die Entspannungsverdampfung des überhitzten Fluids setzt außerhalb der Düse ein. Kommt es abhängig von der Düsenlochlänge zu einer Wiederanlegung des Strahles, so nimmt der Dampfgehalt in der Flüssigkeit noch in der Düse stark zu. Weitere Arbeiten über den Einfluss der Düsenform beim überhitzten Einspritzen finden sich in [OZ83], [SUZ78]. Hierbei wurden Untersuchungen mit verschiedenen Fluiden bei verschiedenen Graden der Überhitzung durchgeführt, wobei Lienhard et al. noch zusätzlich den Einfluss der Kavitationszahl auf den Strahlzerfall berücksichtigten [LIE66]. Den Einfluss thermodynamischer Nichtgleichgewichtseffekte auf den Strahlzerfall lamellenbildender Düsen untersuchte Gebhard [GEB96]. Dabei handelt es sich um eine der wenigen Arbeiten, die sich nicht mit zylindrischen Flüssigkeitsstrahlen befasst. Durch den Einsatz der Holografie konnte Gebhard eine Abhängigkeit des Strahlzerfalls vom Grad der Überhitzung (bis zu über 30K) und der daraus resultierenden Perforation des Strahles beweisen.

2.2.2 Siedemechanismen

Ein überhitzter Freistrahle, der aus einer Düse in die Umgebung strömt, verdampft entweder an der Oberfläche oder beginnt zu sieden. Neben dem Wand-sieden, d.h. der Blasenbildung an der Bohrungsoberfläche, unterscheidet Wildgen [WIL85] das Partikelsieden und das Turbulenzsieden. Diese drei geläufigen Mechanismen bestimmen gemeinsam die Blasenbildung nach einer Expansion der Flüssigkeit. Die Sekundärkeimbildung, die durch geplatze Blasen auftreten kann, wird nicht weiter behandelt.

Wandsieden:

Durch die Expansion der Flüssigkeit in der Düse werden Wandkeime aktiviert. Dabei werden Dampf- und Gaseinschlüsse in den Poren der Düseninnenwand als Wandkeime bezeichnet. Die Siedegrenze ist normalerweise unabhängig vom Düsendurchmesser.

Turbulenzsieden:

Auslöser für das Turbulenzsieden sind turbulente Druckschwankungen, die zu einer Überexpansion in der Düse führen. Dabei ist die Anzahl der entstandenen Blasen abhängig von der Größe des Druckabfalls und der Strahlgeschwindigkeit.

Partikelsieden:

Partikelsieden entsteht durch in der Flüssigkeit mitgeführte Festkörper. Das Blasensieden um die Partikelkeime wird durch die Überexpansion im Freistrahlgelöst. Die Intensität des Partikelsiedens ist abhängig von der vorliegenden Anzahl aktivierter Keime, die im allgemeinen geringer ist als die Anzahl der Partikel. Enthält die Flüssigkeit neben den Partikeln auch noch Gas als zusätzliche Phase, z.B. durch eine gezielte Begasung, erhöht sich die Keimdichte deutlich. Die Partikel werden in einen Gasmantel eingehüllt, der den Druck in den Keimen ansteigen lässt. Das Partikelsieden zeigt keinen zeitlichen Siedeverzug, da die Keime in Form von Partikeln schon mitgeführt und nicht erst aktiviert werden müssen. Der Vorgang ist weitgehend unabhängig von Düsenform und Strömungsgrößen.

Die Aktivierung von Siedekeimen in einer Flüssigkeit ist von verschiedenen Parametern abhängig. Hierzu gehören neben dem Grad der Überhitzung die Stoffwerte des Fluids. In Abhängigkeit vom Keimdurchmesser stellt sich ein Kräftegleichgewicht zwischen dem Dampfdruck im Keim, dem Fluidausströmungsdruck und der Oberflächenspannung ein. Ausgehend von einem sphärischen Siedekeim lässt sich der kritische Radius mittels Gleichung (2.2.3) beschreiben.

$$r_{krit} = \frac{2\sigma}{\Delta p} \quad (2.2.3)$$

Der Blasenradius bleibt zunächst gleich bzw. er wächst langsam an. Diese Phase wird in der Literatur als „idle-Phase“ bezeichnet [OZ83]. Alle Kräfte befinden sich nahezu im Gleichgewicht, da der Innenblasendruck und die Blasenhauttemperatur nahezu konstant sind. Damit die Dampfblasen anwachsen können, muss daher erst die Druckdifferenz zwischen der umgebenden Flüssigkeit und dem Blaseninneren überwunden werden. Diese wird von der Oberflächenspannung an der Phasengrenzfläche verursacht. Anschließend kommt es zu einer raschen Blasenradiuszunahme. In Abhängigkeit vom thermodynamischen Ungleichgewicht an der Phasengrenze wächst die Blase zunächst relativ schnell an. Durch das Verdampfen der Flüssigkeit an der Phasengrenze und der daraus resultierenden Volumenzunahme der Blase, kühlt die phasengrenzenumgebende Flüssigkeit ab. Dadurch wird das Ungleichgewicht kleiner, die Dampfproduktion im Keim und dadurch die Geschwindigkeit der Phasengrenze verlangsamt sich. Wie bereits erwähnt, stellte schon Rayleigh eine lineare Beziehung für das Blasenwachstum auf, beachtete dabei aber nicht den Einfluss der Oberflächenspannung und der Viskosität [RAY18]. Diese wurde von Plesset und Zwick [PLE54] neben dem Wärmeübergang berücksichtigt. Allerdings ermittelten sie eine Blasenwachstumsrate, die über den experimentellen Ergebnissen von Sher et al. [SH77] liegt, die das Flashing von Gemischen untersuchten. Dabei kam es durch die unterschiedlichen physikalischen Stoffwerte zu einer Blasenbildung des einen Gemischpartners bei der Entspannung aus einem Kessel, und der andere Teil des Gemisches wurde aufgerissen. Durch eine weitere Erhöhung der Gemischtemperatur vor Einspritzbeginn wurden aufgrund des verstärkten Blasenwachstums und des früher einsetzenden Strahlzerfalls kleinere Tropfengrößen realisiert. Scriven [SCR59] hat die Blasenwachstumstheorie erweitert, indem er das Verhältnis der Dampfdichte zur Flüssigkeitsdichte berücksichtigte. Dies ist gerade in einem Temperatur- und Druckbereich in der Nähe des kritischen Punktes sehr signifikant.

Die Theorie von Plesset und Prosperetti [PLE77] beschreibt das Blasenwachstum bzw. die zeitliche Abhängigkeit des Blasenradius in einer ideal gemischten überhitzten Flüssigkeit. Hierbei bremsen die Oberflächenspannung und die Viskosität das Blasenwachstum ab, während die Druckdifferenz über die Phasengrenze die entgegengesetzt wirkende Kraft ist. Eine zusätzliche Erweiterung dieser Theorie lieferten anschließend Oza et al. [OZ83], die besonders überhitzte Freistrahlen und die Änderungen der Dampfdichte in den Blasen berücksichtigt.

Abschließend sollen noch drei zusätzliche Effekte erwähnt werden, die beim überhitzten Einspritzen auftreten können. Dies sind:

1. Blasenkoaleszenz: Einander berührende Blasen setzen durch die Änderung des Oberflächen/Volumenverhältnisses eine Energie frei, die eine Zerstäubung in positiver Weise begünstigt.
2. Internes Zerschlagen: Durch die Blasen wird der Strahl regelrecht perforiert (Stichwort: thermodynamische Fragmentierung).
3. Mikroexplosionen: Aufgrund einer vorhergehenden Atomisierung des Strahles kann es in den einzelnen immer noch überhitzten Einzeltröpfchen ebenfalls zur Siedekeimaktivierung und zum Blasenwachstum kommen (Sekundärkeimbildung).

2.3 Problematik der überkritischen Zerstäubung bei Brennstoffen

Speziell im Bereich der Verbrennungskraftmaschinen ist die Thermostabilität der verwendeten Brennstoffe ein häufiges Problem. Besonders in der Luftfahrt wird der Kraftstoff häufig zur Kühlung eingesetzt und dadurch erhitzt. Viele Arbeiten befassen sich mit dieser Problematik. Spadaccini et al. [SPA99] untersuchten die Ablagerungsbildung abhängig von verschiedenen Wärmetauschern hinsichtlich ihres Designs und ihrer Materialien, Beaver et al. [BEA99] befassen sich hauptsächlich mit der Pyrolyse von Kraftstoffen. Hierfür entwickelten sie ein spezielles Additiv, das sowohl eine oxidative (sauerstoffbindend im Bereich 200°-300°C) als auch eine thermische (pyrolyseresistent >400°C) Stabilität ermöglicht. Allgemein können sich Brennstoffe ungünstig verändern, wenn sie lange Zeit gelagert bzw. hohen Temperaturen ausgesetzt werden. In Abhängigkeit vom jeweiligen Temperaturbereich lässt sich die thermische Zersetzung in zwei Gruppen unterteilen:

1. Autooxidation:

Ab einer gewissen Temperatur kommt es zu einer Oxidationsreaktionen mit dem im Kraftstoff gelösten Sauerstoff. Dieser Vorgang wird durch Reaktionen mit der meist metallischen Wand begünstigt. Diese kann katalytisch auf die Oxidationsreaktionen wirken. Die Bildung von Ablagerung und fester Oxidationsprodukte, die sich in den seltensten Fällen absetzen, wird als fouling bezeichnet.

2. Pyrolysereaktion:

Bei einer weiteren Steigerung der Temperatur kommt es zum Cracken der Kohlenwasserstoffe. Dabei beginnen geradkettige und verzweigte Alkane zuerst thermisch zu verfallen. Cycloalkane sind aufgrund ihrer Dissoziationsenergien etwas stabiler. Durch die Pyrolyse kommt es neben gasförmigen Produkten und festen Partikeln zur Russbildung und einer Verkokung der Oberfläche (coking).

Eine klare Abgrenzung der beiden Gruppen ist nicht möglich, da es sich bei den untersuchten Fluiden um Gemische mit verschiedenen Zusammensetzungen handelt. Da wie bereits erwähnt im Luftfahrtbereich der Brennstoff häufig auf hohe Temperaturen erhitzt wird, befassen sich viele Untersuchungen mit der notwendigen thermischen Stabilität von Kerosin. Die Stabilität kann erhöht werden, wenn ein hoher Flammpunkt und gelöster Sauerstoff, sowie leicht reagierende ungesättigte Verbindungen im Brennstoff vermieden werden. Ab etwa

150°C kommt es zur Autooxidation, ab etwa 450°C zur Pyrolysereaktion von Kerosin [RA98]. Untersuchungen der Pyrolyse mit einem deoxygenierten Kraftstoff wiesen deutlich weniger Verkokungen als ein mit Luft gesättigter Brennstoff auf. Die Berücksichtigung des Wandmaterials zeigte hingegen nur eine geringe Änderung [FA71]. Diese Tests werden üblicherweise mit einem JFTOT (Jet Fuel Thermal Oxidizer Test) durchgeführt. Da Autokraftstoffe üblicherweise nicht erhitzt bzw. gezielt vor dem Einspritzen abgekühlt werden, gibt es nur wenig Literatur über ihre thermische Stabilität. Es lässt sich jedoch sagen, dass mit einer Zunahme des Siedeendes die Thermostabilität sinkt [WI86]. Allgemein lässt sich sagen, dass die thermische Stabilität des Kraftstoffes gewahrt wird, wenn er sich nur kurzzeitig auf einer hohen Temperatur befindet. Eine starke Alterung wird dadurch vermieden. So kann der mit Benzin vergleichbare Dieselmotorkraftstoff in modernen Common-Rail Systemen problemlos durch den vorliegenden hohen Druck kurzzeitig auf ca. 180°C erhitzt werden und weist keine thermische Zersetzung auf, die sich an einer Dunkelfärbung des Kraftstoffes zeigen würde. Auch der in dieser Arbeit verwendete Versuchstoff n-Hexan zeigte trotz einer mehrmaligen Erhitzung auf ca. 350°C keine Verfärbung und bestätigt damit die Ergebnisse von Hague und Wheeler [HAG28]. Unter Ausschluss von Sauerstoff stellten sie bei n-Hexan eine Verfärbung durch thermischen Zerfall erst ab einer Temperatur von 750°C fest.

Verlässt der heiße Kraftstoff die Düse und kommt mit Luft in Kontakt, so kann es unter dem Einfluss thermischer Energie zu einer ungewollten Bildung von Ablagerungen im Brennraum, an den Ventilen und den Einspritzdüsen kommen (Verkokung). Dies kann zu unerwünschten Störungen bei der Mischung des Kraftstoffes mit der Verbrennungsluft, zur Bildung einer porösen Schicht mit einem schwammartigen Verhalten und somit letztendlich zu mechanischen Schäden im Motorbereich führen. Die Ablagerungen bestehen in Abhängigkeit von der jeweiligen Zusammensetzung des Kraftstoffes und den beigemengten Additiven zu über 50% aus Kohlenstoff. Die übrigen Bestandteile verteilen sich größtenteils auf Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Phosphor und Zink. Hutfleiß unterteilt in seiner Arbeit den Bildungsmechanismus in drei Stufen [HUT94]:

1. Langkettige Alkene und Alkane, alkylierte Naphtene und Aromaten zerfallen unter dem Einfluss thermischer Energie unter der Bildung von Radikalen
2. Die Radikale reagieren mit Sauerstoff und es kommt zur Bildung von Peroxiradikalen

3. Durch verschiedene Arten von Reaktionen (Umlagerung und Zyklisierung) werden harzartige Verbindungen gebildet, die durch weitere Aufbaureaktionen verfestigt werden können

Man kann davon ausgehen, dass eine überkritische Zerstäubung eines Brennstoffes unter Gewährleistung seiner thermischen Stabilität bei einer richtigen Vorgehensweise möglich ist. Zum Beispiel durch die leichte Vorwärmung eines Fluids wie Benzin oder Dieselkraftstoff, dessen anschließend starke und kurzzeitige Erhitzung kurz vor dem Verlassen der Düse sollte eine thermische Stabilität gewährleisten können.

3. Beschreibung der Versuchsanlagen und Versuchsbedingungen

Zur Durchführung der Experimente kamen zwei Versuchsanlagen zum Einsatz. Zum einen ein Wasserkanal für laseroptische Untersuchungen der Modelldüsen, zum anderen ein Zerstäubungsversuchsstand. Letztgenannter ermöglicht die Einstellmöglichkeit verschiedener Betriebszustände (Kammerdruck, Düsendruck, Fluidtemperatur) und eine Betrachtung der makroskopischen und mikroskopischen Strahlgrößen. Für die globalen Strahlbetrachtungen konnte die Hochdruckatmosphäre zusätzlich auf motortypische Temperaturen erwärmt werden.

3.1 Wasserkanal

Für die Experimente kamen drei verschiedene Düsentypen zum Einsatz, die eine Unabhängigkeit der erzielten Resultate bezüglich des überhitzten Einspritzens vom Düsencharakter gewährleisten. Dadurch können die gewonnenen Erkenntnisse von den strahlzerfallbeeinflussenden Parametern Turbulenz und Kavitation isoliert werden. Nachfolgende Düsenarten wurden untersucht und sind näher in Kapitel 5 beschrieben:

Düse 1: nichtkavitierend und turbulenzarm

Düse 2: nichtkavitierend und turbulent

Düse 3: kavitierend und turbulent

Da die Innenströmungen der Originaldüsen ($d_{\text{Austritt}}=0,65\text{mm}$) optisch sehr schlecht zugänglich sind, wurde zur Verifizierung ihrer numerisch ermittelten Strömungseigenschaften Modelldüsen aus Plexiglas in einem deutlich vergrößerten Maßstab unter Berücksichtigung der Reynoldszahlähnlichkeit gefertigt. Bei Verwendung des Versuchsfluids n-Hexan ergibt sich bei den durchgeführten Experimenten eine Reynoldszahl $Re > 80.000$. Ihre Einhaltung im Wasserkanalversuch hätte bei handhabbaren Modellgrößen extrem hohe Strömungsgeschwindigkeiten und Druckverluste zur Folge. Als Alternative hätte mit sehr großen Modellen gearbeitet werden können. Aus diesen Gründen wurde von einer Auslegung des hydraulischen Experiments auf eine gleiche Reynoldszahl abgesehen und lediglich eine ausreichend hohe Reynoldszahl gefordert, bei der die Turbulenz voll ausgebildet ist. Ein Kriterium hierzu bietet das Prandtl'sche Rohrreibungsgesetz. Eine gravierende Abhängigkeit der Rohrreibungszahl ζ von der Re-Zahl trifft nur für vollausbildete turbulente Strömungen in glat-

ten Rohren bis zu $Re < 80.000$ zu. In einem höheren Bereich nimmt die Rohrreibungszahl deutlich langsamer ab (Moody Diagramm). Für kleine k/D -Verhältnisse (Rautiefe/Durchmesser) polierter Plexiglasdüsen ergibt sich bei $Re > 80.000$ eine nahezu konstante Rohrreibungszahl. Diese Gesetzmäßigkeit bildet die Grundlage für die Ähnlichkeitsuntersuchungen im Wasserkanal und die verwendeten Modelldüsen. Dadurch ergeben sich moderatere Druckverluste und Strömungsgeschwindigkeiten der Modelldüsen im Wasserkanal und handhabbare Modellgrößen. Für die Untersuchungen der Düseninnenströmung wurde ein Wasserkanal konzipiert, der die Möglichkeit zum Einbau verschiedener Einsätze bietet. Abbildung 3.1.1 zeigt schematisch den Aufbau des Wasserkanals mit der verwendeten Messtechnik (LDA, s. Kap 4.1.3). Für den Einbau der Düsen ist eine Platte vorgesehen, die mit dem Kanal ($350 \times 350 \times 1600\text{mm}$) verbunden werden kann und unkontrollierte Bypassströmungen vermeidet. Der aus Plexiglas bestehende Kanal besitzt an seiner Vorderseite eine 15 mm starke Glasscheibe zur Gewährleistung guter optischer Zugänglichkeit. Der von unten nach oben durchströmte Kanal wurde als geschlossener Kreislauf ausgelegt. Dadurch wurde eine wirtschaftliche Benutzung des mit Tracern versetzten Betriebsfluids ermöglicht. Das Wasser wird aus einem Vorratsbehälter (ca. 800 Liter) mit einer Pumpe durch den Kanal zurück in den Tank gepumpt. Die Pumpe wird über einen im Kanalzulauf integrierten Volumenstrommesser nach Vorgabe der gewünschten Fördermenge gesteuert. Auf diese Weise konnte in den Messobjekten ein genau definierter Zustand eingestellt werden.

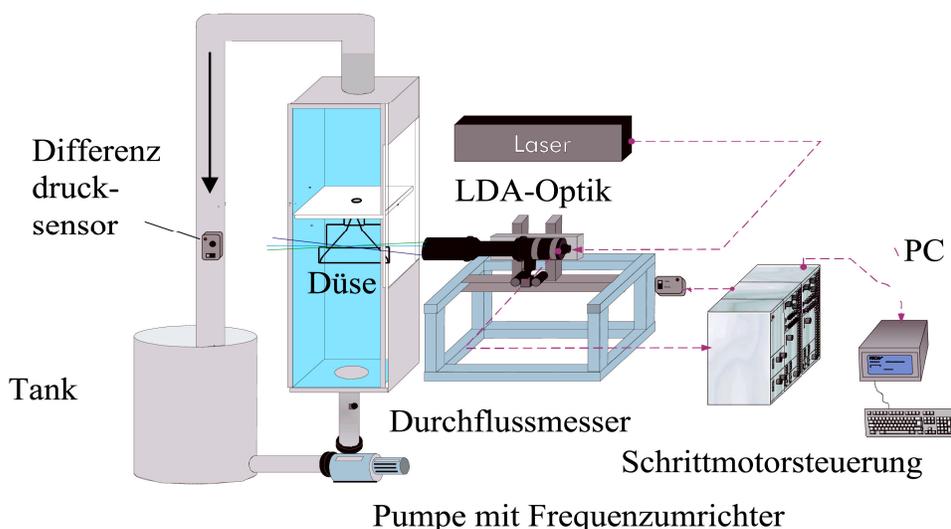


Abbildung 3.1.1: Wasserkanal mit LDA-Messaufbau

3.2 Zerstäubungsversuchsstand

Die Untersuchung des Einflusses des überkritischen Fluids bzw. des Phasenüberganges nach dem Verlassen der Düse auf das Einmischverhalten und die Zerstäubung wurde unter verschiedenen Randbedingungen durchgeführt. Eine Anforderung an die Versuchsanlage war ein konstanter Druck und eine konstante Temperatur in der Versuchskammer, bzw. die Möglichkeit das Gas soweit zu erwärmen, dass separat der Einfluss des Wärmeübergangs auf den Strahlzerfall untersucht werden kann. Daher kommt die kalte Versuchszelle auch leicht modifiziert zur Realisierung einer warmen Umgebung zum Einsatz.

3.2.1 Kalte Hochdruckzelle

Abbildung 3.2.1 zeigt das Schema der kalten Hochdruckzelle

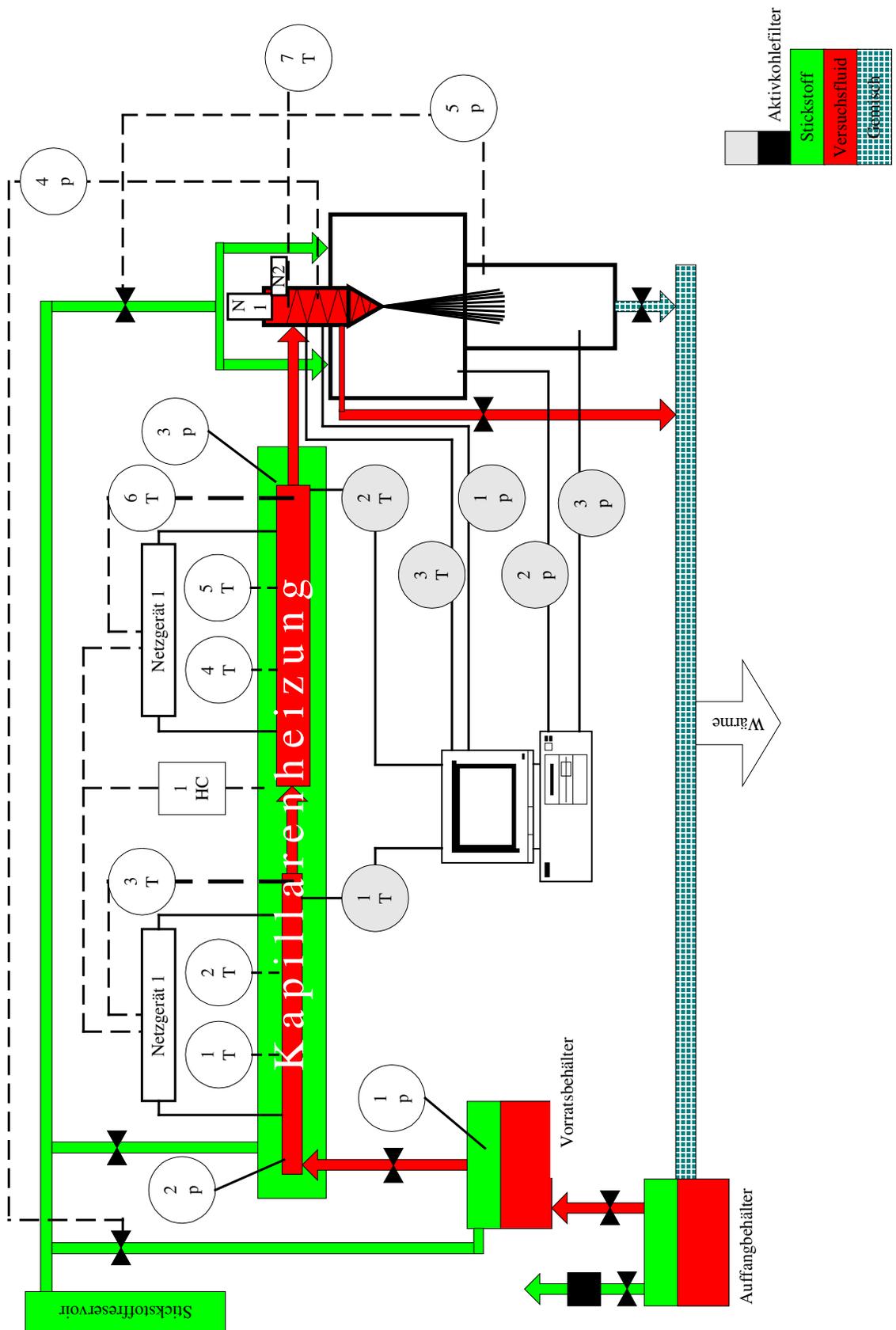


Abbildung 3.2.4: Schematische Darstellung des Versuchsanlage bzw. des Versuchskreislaufs

Für Experimente unter Umgebungstemperatur des Kammergases mit einem Druckniveau von 0,9MPa wird des Versuchsfluid n-Hexan in eine Kammer eingedüst. Die gesamte Versuchsanlage wurde so ausgelegt und aufgebaut, dass neben der Einstellungsmöglichkeit verschiedener Betriebszustände der Fluidtemperatur bei einem jeweils überkritischen Vordruck (3,5MPa) der Einsatz verschiedener Düsentypen gewährleistet werden konnte. Die Anforderungen an die Aufbereitung des Fluids waren neben dem überkritischen Druck die Variation des Fluidtemperaturbereiches von Umgebungstemperatur bis hin zum überkritischen Bereich $T_1 > 230^\circ\text{C}$ bei einer hohen Stabilität der Temperatur während des Einspritzvorganges. Mit Hilfe der integrierten Messtechnik (Thermoelemente, Drucksensoren), die Temperaturen und Drücke an den jeweils relevanten Stellen misst wird die vorgeschaltete Fluidheizung reguliert. Auf diese Art und Weise wird der thermodynamische Zustand des Fluids vor der Beschleunigung in der Düse, sowie der Gegendruck der Kammer präzise kontrolliert. Die Versuchskammer bietet eine gute optische Zugänglichkeit, die den Einsatz verschiedener optischer Messmethoden sowohl im Durchlichtverfahren als auch bei rechtwinkligen oder ähnlichen Messanordnungen (z.B. PDA) ermöglicht. In nachfolgender Tabelle 3.2.1 sind die Systemparameter des Zerstäubungsverfahrens für Experimente unter kalten Umgebungsbedingungen dargestellt:

Systemdruck Düse	$p_1 = 3,5\text{MPa}$
Fluidtemperatur Düse	$T_1 = 250^\circ\text{C}$
Massenstrom (n-Hexan)	$\dot{m} \approx 10\text{ml/s}$
Temperatur Versuchskammer	$T_g = T_{Um}$
Systemdruck Versuchskammer	$P_g = 1,0\text{MPa}$
Druckdifferenz Düse-Kammer	$\Delta p = 2,5\text{MPa}$
Erforderliche Kapillarenheizleistung	$\dot{Q} = 7\text{-}8\text{kW}$

Tab. 3.2.1: Systemparameter und Auslegungsdaten der kalten Versuchsanlage

Die Versuchszelle wird über einen Druckregler mittels eines Stickstoffspeichers auf den Sollruck aufgeladen. Im Betrieb wird die Kammer kontinuierlich von Stickstoff durchspült, um so die hohe Konzentrationen des Versuchsfluids zumindest für einen kurzen Zeitraum gering zu halten.

Erste Versuche waren sofort nach Einspritzbeginn von starker Nebelbildung begleitet, und auf eine speziell zum Schutz vor zurückspritzenden Tropfen eingesetzte Blende zwischen Kammer und Ablauf wurde eine Kraft entgegen der Sprührichtung ausgeübt. Das sehr starke Entrainment, das sogar zu einer Ansaugung des Gas-Fluidgemisches entgegen der Erdbeschleunigung und Spülstromrichtung führte, war ein Indikator für eine zu geringe, dem Strahl zugeführte Gasmenge. Die Notwendigkeit eines hohen Stickstoffmassenstroms in der Kammer zeigt nachfolgende rechnerische Abschätzung (Abbildung 3.2.2).

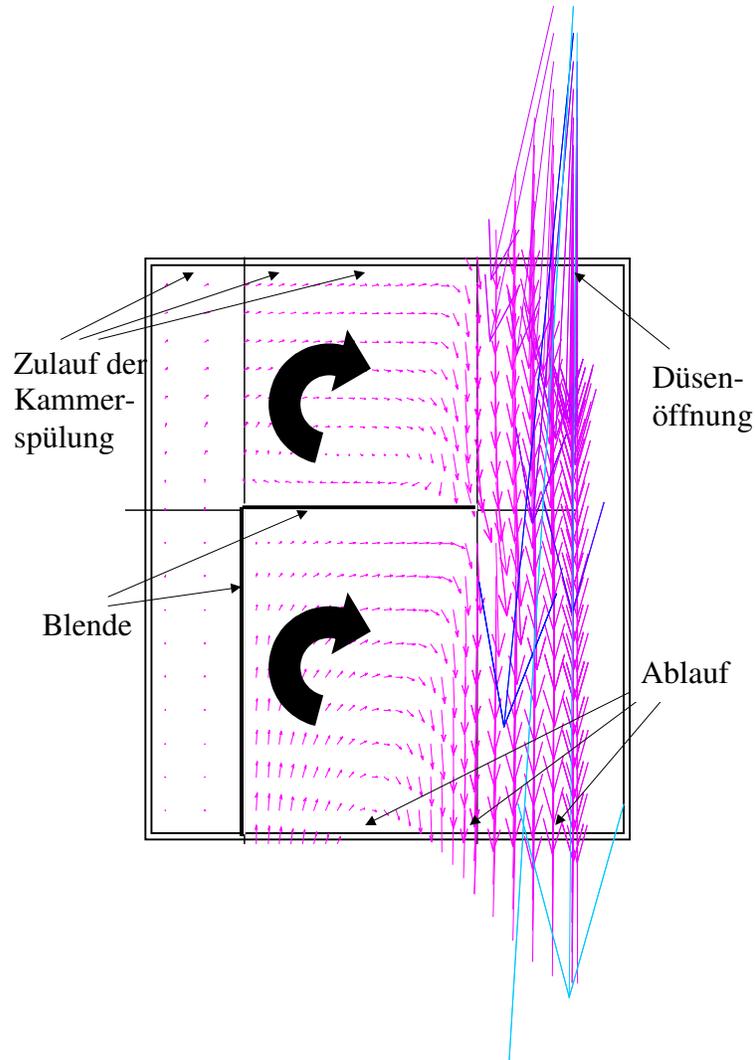


Abbildung 3.2.2: Numerisch ermitteltes Strömungsfeld für das Entrainment innerhalb der Versuchskammer (die dicken Linien entsprechen den Blendenkonturen)

Die Abbildung zeigt schematisch die linke Hälfte der symmetrischen Versuchskammer. Anhand der Darstellung sieht man deutlich den Einfluss des Strahles (Düsenaustritt rechts oben) auf die Gasatmosphäre (Gaseintritt über die gesamte obere Kante). Im Bereich der eingebauten Blende ist die vom Entrain-

ment verursachte Wirbelbildung offensichtlich. Sie verschwindet erst, wenn die zugeführte Inertgasmenge das Strahlentrainment übersteigt. Durch Kompensation des Entrainments des Strahls mittels Gaszugabe kann die Atmosphäre um den Spray für einen kurzen Zeitraum von Tropfen frei gehalten und eine optische Zugänglichkeit gewährleistet werden.

Ebenfalls durch ein Stickstoffreservoir wurde das Versuchsfluid im Vorratsbehälter, der aus Sicherheitsgründen auf der kalten Seite angeordnet ist, auf den überkritischen Solldruck in der Düse gebracht. Auf seinem Weg zur Düse wird das Versuchsfluid in einer temperaturgeregelten, thyristorgesteuerten Kapillarenwiderstandsheizung (Abbildung 3.2.3) auf Solltemperatur erhitzt. Bei der Wahl des Verlaufs des Kapillareninnendurchmessers und der Wanddicke wurde darauf geachtet, dass die Wandtemperatur möglichst wenig über die Austrittstemperatur des Fluids ansteigt, um thermisch-oxidative und pyrolytische Zersetzungseffekte bei hohen Fluidtemperaturen zu vermeiden. Dies und eine Anpassung an die jeweilige Leistungscharakteristik der beiden Netzgeräte erforderte eine zweistufige Regelstrategie und die Verwendung zweier elektrisch voneinander isolierter Kapillaren mit unterschiedlichen Wandstärken bei jeweils gleichem Innendurchmesser. Diese wurden in ein Gehäuse eingebettet, dass aus sicherheitstechnischen Aspekten mit Stickstoff geflutet und von Kohlenwasserstoffsensoren überwacht wird.

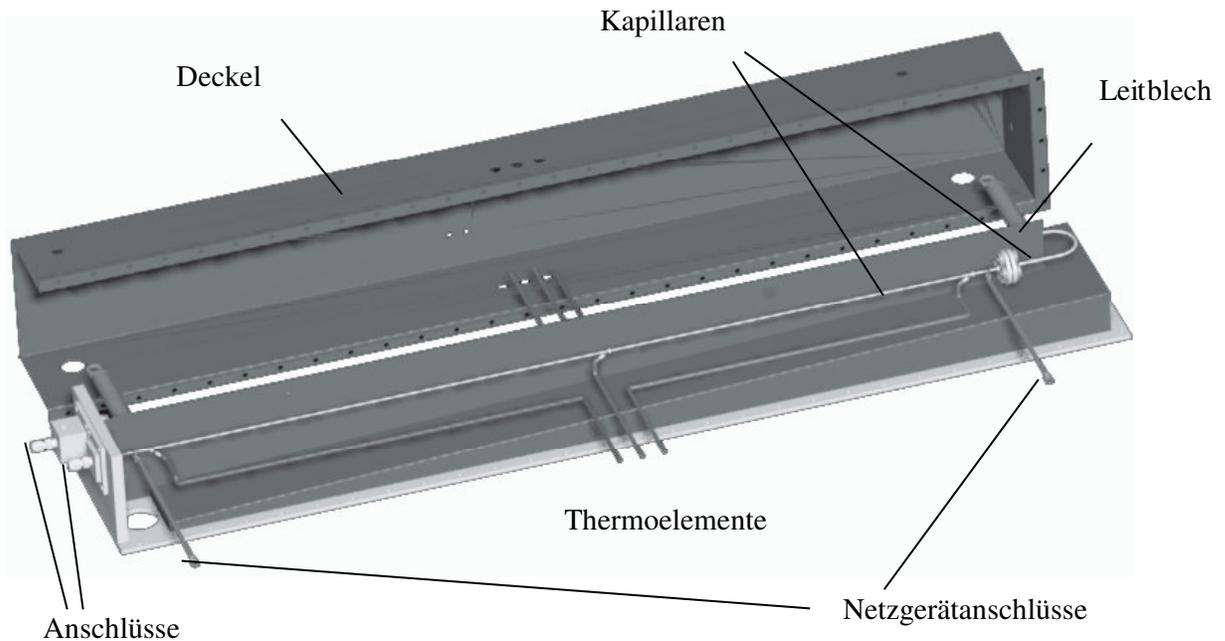


Abbildung 3.2.3: Schematische Darstellung der Kapillarenheizung mit geöffnetem Gehäuse

Zur Feinregelung der Fluidtemperatur und zur Kompensation des Wärmeverlustes mit der Umgebung kommt ein Heizeinsatz (1) im Düsenstock (Abbildung 3.2.4) zum Einsatz. Um einen überkritischen Zustand des Fluids vor dem Verlassen der verschiedenen alternativ einsetzbaren Düsen gewährleisten zu können, wurde zur Kompensation des Druckabfalls bei der Öffnungsbewegung der Düsennadel (2) eine Kompensationsnadel (3) integriert. Diese bewegt sich gegenläufig simultan und mit gleichem Hub zur Düsennadel in die Kammer und garantiert dadurch ein stabiles Druckniveau bei Einspritzbeginn.

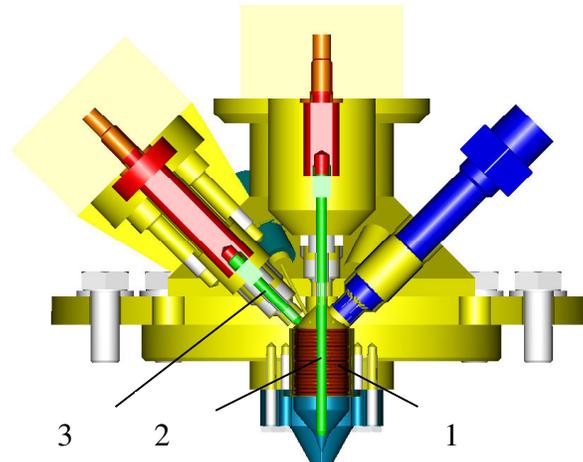


Abbildung 3.2.4: Schematische Darstellungen des Düsenstocks

Ein wichtiges Kriterium für die Auslegung war eine kompakte Bauweise der Anlage, um einen geringen Abstand der Messgeräte vom zerfallenden Strahl zu erzielen und somit eine optimale Erfassung der Zerstäubungsvorgänge zu ermöglichen. Zur Minimierung der Brand- und Explosionsgefahr wird die als geschlossener Kreislauf konzipierte Anlage mit Stickstoff gespült und ist zur Überwachung mit Temperaturgrenzschildern und Kohlenwasserstoffwarnern versehen. Zusätzlich wird das heiße Fluid nach seiner Zerstäubung zusammen mit dem Inertgas zuerst durch einen Wärmetauscher abgekühlt und anschließend in einen Sammelbehälter eingespeist.

3.2.2 Heiße Hochdruckzelle

Ein wichtiger Aspekt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Zerstäubung einer überhitzten Flüssigkeit in einer heißen Umgebung. Dazu wurde die bereits in Kapitel 3.2.1 beschriebene Versuchsanlage derart modifiziert, dass die ebenfalls stationär durchströmte Kammer ein Druckniveau von 0,9MPa bietet, allerdings bei einer Gastemperatur von ca. 300°C. Diese liegt deutlich über der maximalen Fluidtemperatur der durchgeführten Versuche und befindet sich etwa im Temperaturbereich eines Ottomotors mit einem theoretischen Verdichtungsverhältnis von $\epsilon=6$. Der ermittelte Volumenstrom des Spül- und Inert-

gases Stickstoff zum Erreichen des Kammerdruckes und der Gewährleistung des Druckniveaus beträgt ca. 210 l/min und erfordert somit eine Heizleistung von etwa 2,7kW. Dies konnte durch Verwendung eines Leister Luftherizers 5000 realisiert werden. Aufgrund seines nichtdruckfesten Gehäuses (Maximaldruck im Heizrohr: 5,0MPa) wurde er in ein druckfestes Stahlrohr eingebaut und mit der Steuer- und Regeleinheit außerhalb des Rohres verbunden (Abbildung 3.2.5).

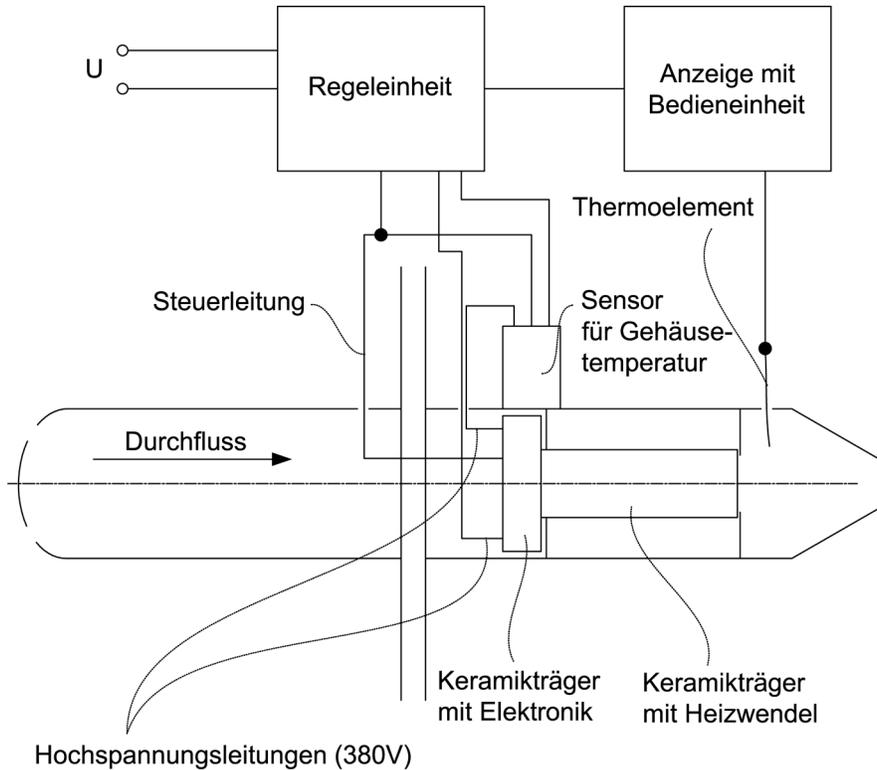


Abbildung 3.2.5: Schematische Darstellung der Heizeinheit

Abbildung 3.2.6 zeigt den erweiterten Versuchsaufbau der Hochdruckzelle basierend auf Abbildung 3.2.1.

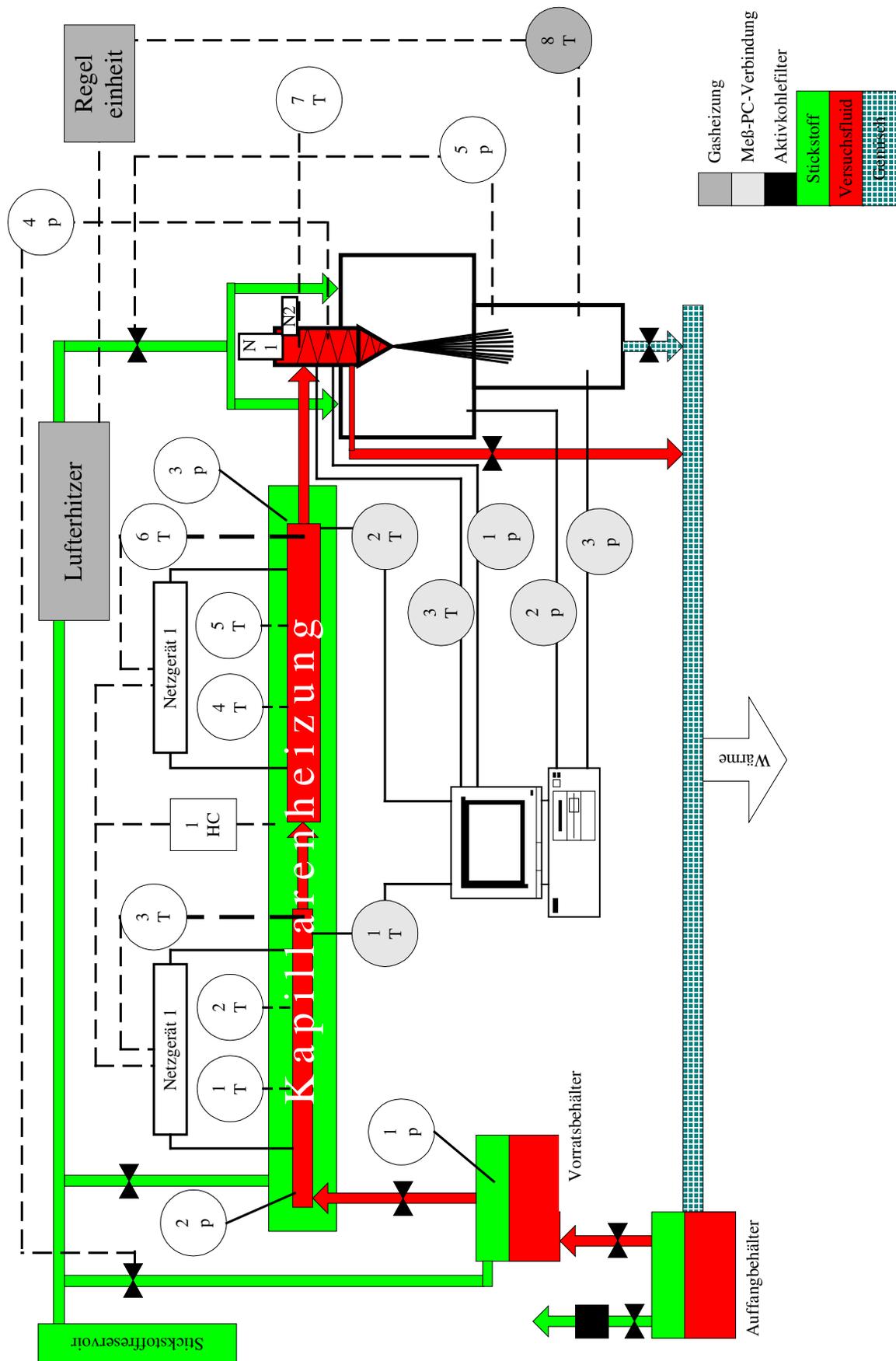


Abbildung 3.2.6: Erweiterter Schaltplan der Versuchsanlage für Strahlerefalluntersuchungen in einer heißen Gasatmosphäre

3.3 Versuchsbedingungen

Zur Untersuchung des thermodynamischen Einflusses auf den Zerfall eines stationären Strahles wurden die Experimente jeweils unter identischen Versuchsbedingungen bei hohem Vordruck mit unterschiedlichen Fluidtemperaturen durchgeführt. Als Versuchsstoff wurde dabei n-Hexan (C_6H_{14} ; $T_{krit}=234,8^\circ C$, $p_{krit}=2,99MPa$) gewählt, ein geradkettiger Kohlenwasserstoff und Bestandteil herkömmlichen Benzins. Dabei handelt es sich um einen Reinstoff mit bekannten Stoffwerten, der dadurch leichter als ein Gemisch wie z.B. Benzin benutzt werden kann. Für das verwendete Fluid wurden die Versuchsbedingungen festgelegt: Von einem überkritischen Düsenvordruck ($3,5MPa$) wird jeweils auf einen relativen Kammerdruck von $0,9MPa$ entspannt. Da besonders in Verbrennungskraftmaschinen meistens in Umgebungen mit hohem Druck eingedüst wird, wurde dieser technische Aspekt berücksichtigt. Die gewählte Druckdifferenz bietet die Möglichkeit, bei einer geeigneten Wahl der Fluidtemperatur vor dem Einspritzen, den thermodynamischen Einfluss auf den Strahlzerfall zu untersuchen (Abbildung 3.3.1).

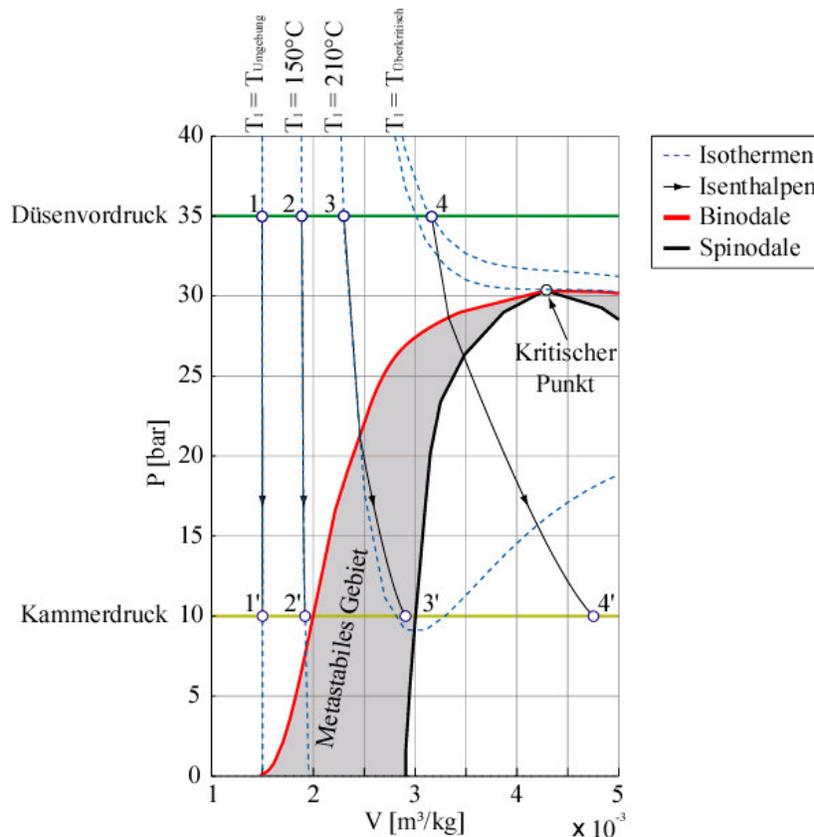


Abbildung 3.3.1: p-v-Diagramm von n-Hexan mit den Zustandsänderungen und dem metastabilen Gebiet (Spinodalen nach van-der-Waals)

Die Zustandsänderungen entsprechen hierbei jeweils der Expansion des Fluids während der Beschleunigungsphase in der Düse. Bei der Zustandsänderung 1-1' ($T_1=T_{Um}$) und 2-2' ($T_1=150^\circ\text{C}$) befindet sich das n-Hexan vor und nach der Entspannung in einem flüssigen Zustand. Durch die Wahl dieser Anfangstemperaturen kann der Einfluss der temperaturabhängigen Stoffwerte des Fluids auf den Strahlzerfall näher untersucht werden. Bei der Zustandsänderung 3-3' ($T_1=210^\circ\text{C}$) kommt es zum so genannten überhitzten Einspritzen, das Fluid befindet sich nach dem Verlassen der Düse im metastabilen Gebiet. Obwohl die Fluidtemperatur über der Sättigungstemperatur liegt, ist das n-Hexan beim Verlassen der Düse noch flüssig. Aufgrund des thermischen Ungleichgewichtes wird durch die Aktivierung von Siedekeimen und einsetzendem Blasenwachstum im Strahl (thermodynamische Fragmentierung) der stabile zweiphasige Zustand erreicht. Dieser Vorgang wird durch eine Störung induziert. Wird die Temperatur des Fluids noch weiter erhöht (Zustandsänderung Nr.4, $T_1=T_{\text{überkrit}}$) kommt es zur überkritischen Zerstäubung. Das erhitzte Fluid expandiert aus dem überkritischen Zustand während der Beschleunigungsphase in der Düse in das instabile Zweiphasengebiet, wo es zum spontanen Phasenübergang kommt. Es kann davon ausgegangen werden, dass der Übergang bereits in den Düsen stattgefunden hat. Da jedoch bei allen Experimenten über die gleiche Druckdifferenz entspannt wurde, kam es bei der Versuchsdurchführung zu keinen Auffälligkeiten.

Nachdem das Fluid die Düse verlassen hat, mischt es sich mit dem Umgebungsgas. Hierbei kommt es speziell bei den höheren Fluidtemperaturen neben einer Oberflächenvergrößerung zu einem Wärmeübergang vom Fluid zum Umgebungsgas ($T_{Um}\approx 15^\circ\text{C}$). Da jedoch in den meisten technischen Anwendungen in eine heiße Atmosphäre eingedüst wird, wurde zur globalen Strahlbetrachtung die Umgebungstemperatur erhöht. Hierbei wurde eine Umgebungsgastemperatur von 300°C gewählt, die einer ottomotorischen Verdichtung bei $\varepsilon=6$ entspricht und deutlich über der Siedetemperatur des n-Hexans in der Kammer liegt. Zusätzlich kamen drei verschiedene Düsen zum Einsatz, die eine Beurteilung des thermodynamischen Einflusses auf den Strahlzerfall, unabhängig von Strahlerturbulenz und Kavitation in der Düse, ermöglichen.

Das Versuchsfluid und die spraybeeinflussenden Parameter wurden so gewählt, dass ein aussagekräftiges Bild über den thermodynamischen Einfluss auf die Zerstäubung eines Kohlenwasserstoffes entsteht. Die Wahl der Parameter (z.B. die Kammerbedingungen) berücksichtigte einen denkbaren technischen Anwendungszweck..

4. Messtechniken

4.1. Optische Messmethoden

4.1.1 Schattenmesstechnik

Die Schatten- und Schlierenmesstechnik wird für Untersuchungen makroskopischer Strahlstrukturen, wie z.B. der Strahlbildung, dem Strahlzerfall und der Eindringtiefe eines Sprays, eingesetzt. Diese Verfahren besitzen eine hohe zeitliche und/oder räumliche Auflösung und eignen sich in Verbindung mit der Hochgeschwindigkeitskinematographie sehr gut zur Analyse der Strahlbildung und des Strahlzerfalls. Yamaguchi, Nakahira und Komori [YA90] untersuchten mit dieser Messtechnik den Eindüsungsvorgang in einem Einzylinder-Dieselmotor mit Hochdruckeinspritzung. Sie konnten zeigen, dass durch die Erhöhung der Mischgeschwindigkeit (höhere Drücke, kleinere Düsen) eindeutige Verbesserungen im Verbrennungsablauf erreicht werden können. Scheeder [SCHE94] untersuchte mit der Schlierenmesstechnik die Verbrennung in einem Zylinder mit quadratischem Querschnitt und synchronisierte die jeweilige Kurbelstellung mit der Bildaufnahmefrequenz, um die schnell ablaufenden Prozesse optimal erfassen zu können. Das Einmischverhalten von Deseleinspritzstrahlen mit dem Umgebungsgas untersuchten Atzler et al. [AT00], und variierten dabei die Turbulenzintensität. Mit steigenden Umgebungsgastemperaturen nahm der Einfluss der Turbulenz auf den Strahlzerfall ab. Weitere Arbeiten über den Einsatz dieser Messtechniken zur Untersuchung der Gemischbildung finden sich in [SCHW94] und [KO96].

Bei der Schlierenmesstechnik lassen sich Dichtegradienten (sog. Schlieren) in transparenten Medien darstellen. Parallele Lichtstrahlen werden an Punkten mit Dichtegradienten aufgrund der dort vorherrschenden verschiedenen Brechungsindizes unterschiedlich stark gebrochen. Eine nach dem Messobjekt angeordnete Sammellinse fokussiert die unbehinderten parallelen Strahlen, die abgelenkten Strahlen werden durch eine sich ebenfalls im Brennpunkt der Sammellinse befindliche Blende oder Schlierenkante teilweise ausgeblendet. Somit können die Dichteunterschiede als Intensitätsdifferenzen in der Beobachtungsebene dargestellt werden. Bei der Schattenmesstechnik handelt es sich um eine einfachere Variante der Schlierenmesstechnik. Hierbei werden die von Messobjekt gestreuten parallelen Lichtstrahlen jedoch vollständig adsorbiert bzw. reflektiert und von der Sammellinse nicht fokussiert. Es entstehen Schatten an den Orten der Messobjekte (Abbildung 4.1.1).

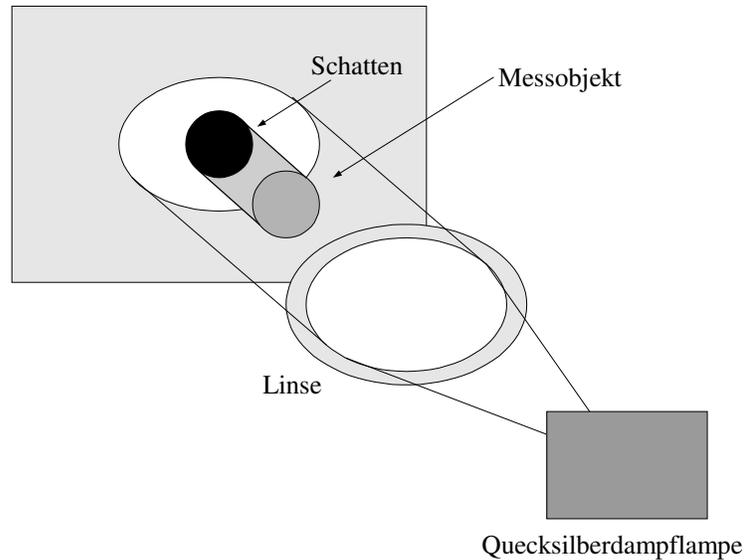


Abbildung 4.1.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise der Schattenaufnahmen

Bei den Messobjekten muss es sich im Gegensatz zur Schlierenmesstechnik um lichtundurchlässige Partikel handeln, wozu auch das erzeugte Spray gehört, da aufgrund der hohen Tropfendichte im zerstäubten Strahl von einem dichten Medium ausgegangen werden kann. Die durchgeführten Experimente mit der Schlierenmesstechnik zeigen, dass eine Phasenseparation nicht realisiert werden konnte, da sich die Versuchskammer aufgrund der hohen Fluidtemperaturen aufheizte. Die so entstandenen Schlieren überlagerten stellenweise die des Sprays und ließen keine eindeutigen Aussagen hinsichtlich der Phasenunterscheidung zu. Aus diesem Grund wurde die Schattenmesstechnik für die globalen Strahluntersuchungen herangezogen.

Bei der Versuchsdurchführung wurde eine 200W Quecksilberdampf Lampe als Lichtquelle benutzt. Die Strahlaufweitung erfolgt nach dem Durchlaufen einer Spaltblende mittels einer sphärischen Aufweitungslinse (Brennweite=100mm). Ein Hohlspiegel befindet sich in 1,5m Entfernung, der Brennweite der Spiegel, von der Spaltblende entfernt. Anschließend trifft der Lichtstrahl auf die Versuchskammer, deren Fenster senkrecht zur Strahlrichtung des parallelisierten Lichtes ausgerichtet sind. Der klassische Schlierenmesstechnikaufbau wurde nun den bestehenden Anforderungen angepasst. Das entstandene Bild wurde anstatt auf einen zweiten Hohlspiegel auf eine semitransparente Fläche projiziert, und von dort mit einer intensivierten Hamatsu Kamera aufgenommen

(Abbildung 4.1.2). Eine Kombination mit einem handelsüblichen VHS-Videorecorder ermöglichte Langzeitaufnahmen.

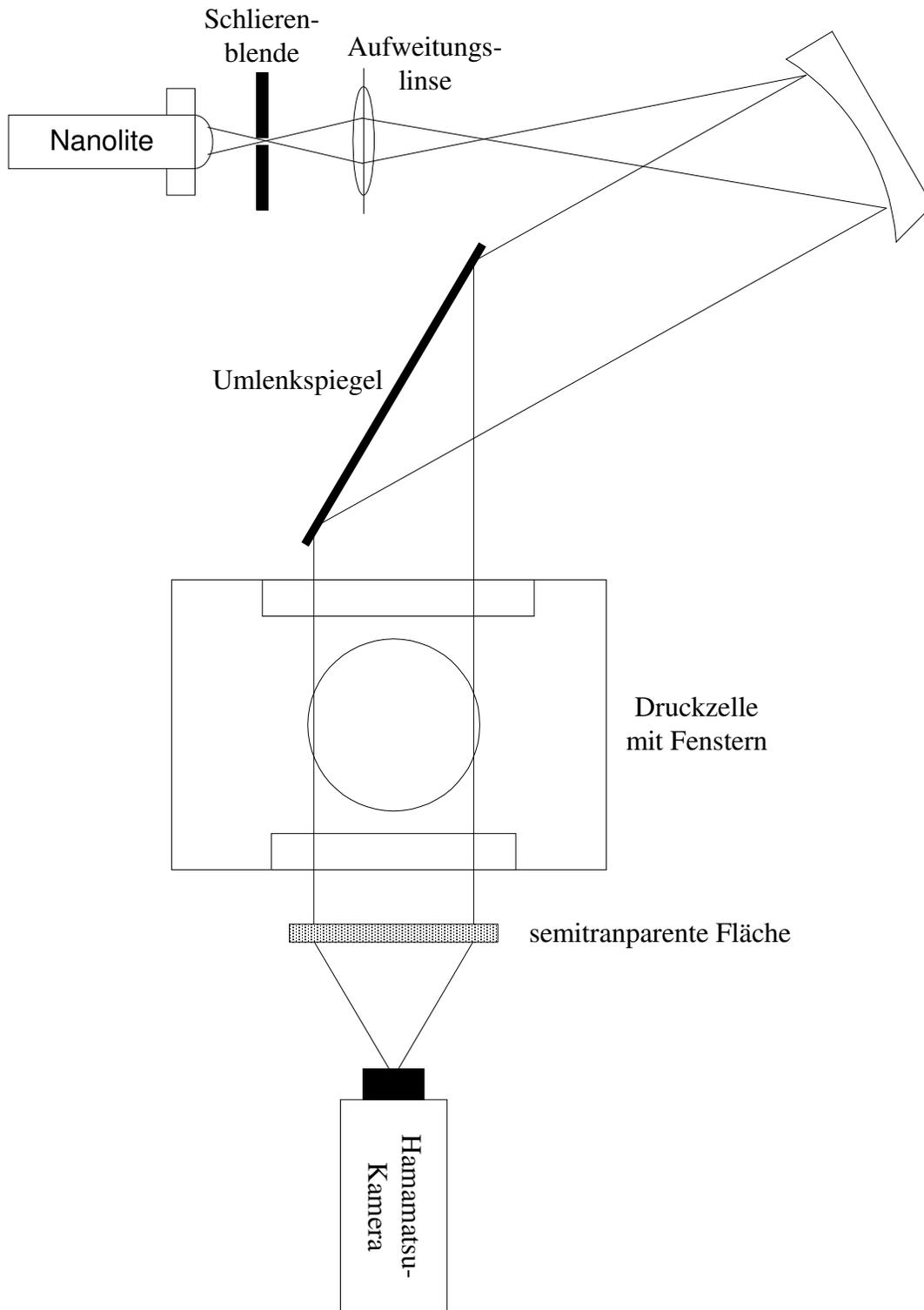


Abbildung 4.1.2: Schematische Darstellung des Schlierenaufbaus

Die auf dem VHS-Videoband aufgezeichneten Ergebnisse können durch Verwendung einer Framegrabberkarte in digitale Filme umgewandelt werden,

aus denen sich die momentanen Einzelaufnahmen der verschiedenen Sprays extrahieren lassen. Die Aufnahmen lassen sich durch geeignete Variation der Gradationskurven und Subtraktion der einzelnen Bilder voneinander soweit nachbehandeln, dass eine Rauschunterdrückung erreicht werden kann. Die normalerweise vorherrschende Problematik der Bewegungsunschärfe bei der Aufnahme schnell ablaufender Prozesse konnte vernachlässigt werden, da die Einspritzstrahlen stationär über einen längeren Zeitraum die Düse verließen und zur Auswertung der makroskopischen Strahlgrößen ausreichend genaue Bilder lieferten. Um die verschiedenen Bereiche des Sprays in ihrer Intensität quantitativ erfassen zu können wurde die Anzahl der Graustufen der gewonnenen Aufnahmen manuell auf drei reduziert. Durch diese Gradation steht weiß für den Bereich, in dem keine flüssigen bzw. nur dampfförmige Sprayanteile vorliegen. Der Bereich des dichten Sprays mit fast ausschließlich flüssigen Fluidanteilen erscheint schwarz, grau steht für den Anteil des Spray mit einem hohen Dampfanteil. Abbildung 4.1.3 zeigt das Ergebnis anhand eines Beispiels.

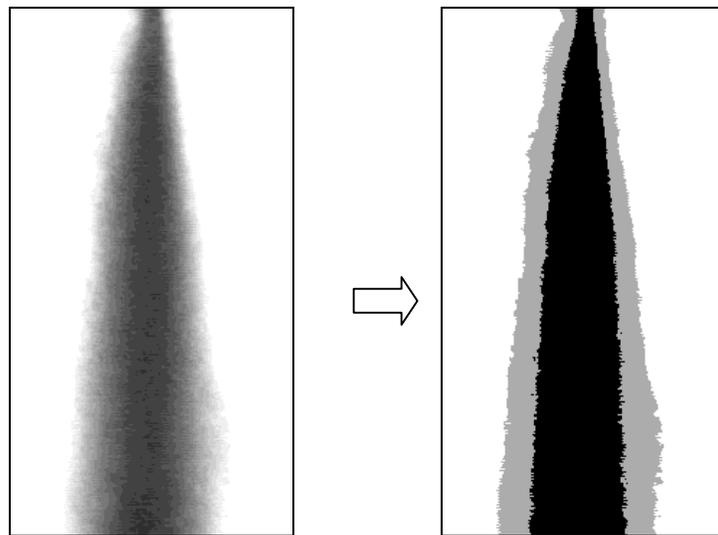


Abbildung 4.1.3: Gradation von 16 Graustufen in 3

Aufgrund der jeweils identischen Größe des Ausschnittes der verschiedenen Aufnahmen bietet eine Auszählung der Pixel in Abhängigkeit von der jeweiligen Graustufe ein wertvolles Werkzeug. Dadurch können die verschiedenen Phasenanteile der Sprays und das Einmischverhalten der Strahlen in die Umgebung semiquantitativ miteinander verglichen werden.

4.1.2 Laser-Doppler-Anemometry (LDA)

Zur Messung der Geschwindigkeit von Partikeln in einer fluiden Phase entwickelten Yeh und Cummins 1964 die Laser Doppler Anemometry. Die LDA

diente der Erfassung der Geschwindigkeiten und der Bestimmung der dazugehörigen Turbulenzstrukturen im Wasserkanal. Da in diesem Fall die Bestimmung der Partikelgrößen irrelevant war, konnte das für die Untersuchung der mikroskopischen Strahlgrößen verwendete PDA (s. u.) in vereinfachter Weise eingesetzt werden und ermöglichte eine Durchführung der Versuche im Rückstreulichtprinzip. Eine schematische Abbildung des Messaufbaus (Abbildung 3.1.1) findet sich in Kapitel 3.1, eine genaue Beschreibung des PDA-Messsystems in Kapitel 4.1.3.

Erfassung der Tropfengeschwindigkeit

Das Prinzip der Geschwindigkeitsermittlung durch die Messung der Phasenverschiebung ist beim LDA identisch mit dem des PDA-Messsystems. An einem Teilchen, das sich durch das Messvolumen bewegt wird das Licht der beiden Laserstrahlen in verschiedene Richtungen gestreut und es kommt zur Frequenzverschiebung. Aufgrund der verschiedenen Winkel der Lichtstrahlen und der Geschwindigkeitsrichtungen der Partikel entsteht eine Dopplerverschiebung.

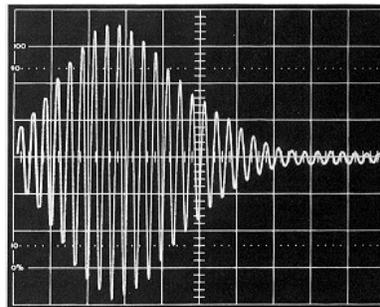


Abbildung 4.1.4: typisches Burstsinal

In Abbildung 4.1.4 ist ein so genanntes Burst-Signal dargestellt, wie es direkt vom Fotodetektor gemessen wird. Die Frequenz, aus der sich das Signal aufbaut, stellt die Signalfrequenz dar, die sich aus der Schwebungsfrequenz der beiden kleinen und messtechnisch schwer erfassbaren dopplerverschobenen Lichtwellen zusammensetzt. Die Laserstrahlen, die für die Laser Doppler Anemometry eingesetzt werden, weisen im Allgemeinen eine gaußförmige Intensitätsverteilung über den Strahlenquerschnitt auf. Die Überlagerung zweier derartiger Strahlen führt wiederum zu einer gaußförmigen Intensitätsverteilung im Messvolumen, woraus sich die ebenfalls gaußförmige Einhüllende des detektierten LDA-Signals ergibt. Die Geschwindigkeit der Teilchen kann somit nach (4.1.1) bestimmt werden:

$$v = \frac{f_s \cdot \lambda}{2 \cdot \sin(\Theta)} \quad (4.1.1)$$

Aus dieser Gleichung kann allerdings nur die Geschwindigkeit, aber nicht die Bewegungsrichtung des Teilchens bestimmt werden. Zwei Partikel, die sich in entgegengesetzte Richtungen bewegen, aber betragsmäßig die gleiche Geschwindigkeit besitzen, würden dieselbe Schwebungsfrequenz erzeugen. Durch Erhöhung der Frequenz einer der beiden Laserstrahlen mit Hilfe einer Bragg-Zelle bekommt ein ruhendes Teilchen die Schwebungsfrequenz 40 MHz zugeordnet (Shifting, Abbildung 4.1.5). Bei einer Bewegung in positive Koordinatenrichtung erhöht sich folglich die Frequenz, in entgegengesetzter Richtung nimmt sie ab.

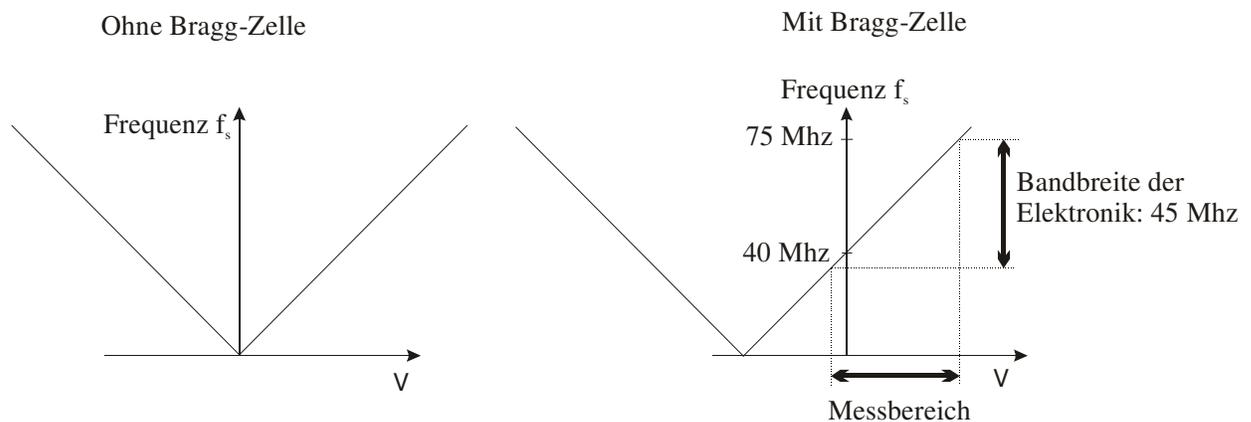


Abbildung 4.1.5: Bestimmung der Bewegungsrichtung

Die Geschwindigkeit verändert sich daher wie folgt (4.1.2):

$$v = \frac{(f_s - 40\text{MHz}) \cdot \lambda}{2 \cdot \sin(\Theta)} \quad (4.1.2)$$

Die Frequenzanalyse findet in einem Bereich von 30-75MHz statt.

4.1.3 Phasen-Doppler-Anemometry (PDA)

Zur Erfassung mikroskopischer Strahlgrößen wie Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit wurde ein berührungs- und masseloses Messprinzip, die 2D-Phasen-Doppler-Anemometry (Dantec / Fiber-PDA) eingesetzt. Dieses weiterentwickelte LDA-System (Kap. 4.1.2) dient neben der Ermittlung von Partikelgeschwindigkeiten ebenfalls der simultanen Erfassung von Partikelgrößen, kam

unter Durst und Zarè erstmals 1975 zum Einsatz und ist mittlerweile ein wichtiger Bestandteil für viele Forschungsarbeiten. Ismailov et al. [IS99] setzten zum Beispiel für instationäre Geschwindigkeitsfeldvermessungen und zur Ermittlung der Tröpfchendichte in einem Spray erfolgreich ein PDA-Messsystem in Kombination mit einer CCD-Kamera ein. Bei der Ermittlung des Dampfgehaltes einer gepulsten Einspritzung setzten Wright und Drallmeier [WRI98] zusätzlich ein PDA-System zur Vermessung der mikroskopischen Strahlgrößen ein und verglichen sowohl die pneumatisch unterstützte, als auch die nicht unterstützte Zerstäubung von Iso-Oktan. Bessere Ergebnisse hinsichtlich der Verdampfungsrates und dem mittleren Tröpfchendurchmesser erzielten sie mit der luftunterstützten Zerstäubung. Zur Ermittlung von Aussagen über das Sprayverhalten hinsichtlich der Geschwindigkeit und Größe der Tröpfchen setzte Noymer [NOY00] ebenfalls erfolgreich ein PDA-Messsystem in Kombination mit einem speziellen Algorithmus zur Auswertung der PDA-Ergebnisse ein. Mittels der Messdaten ließen sich Rückschlüsse auf Kollisionen, Clusterbildung, etc. ziehen. Er untersuchte drei verschiedene Typen des Strahlzerfalls: einen Strahlzerfall, der zu monodispersen Tropfen führt, einen herkömmlichen Strahlzerfall und einen durch Schall angeregten Strahlzerfall.

Aufgrund vieler wissenschaftlicher Abhandlungen [MAY01, OF1] werden die physikalischen Grundlagen dieser Messmethode nur kurz erläutert. Nachfolgende Abbildung 4.1.6 zeigt schematisch den Aufbau eines PDA-Systems, dessen zwei kohärente Laserstrahlen identischer Wellenlänge λ den Schnittwinkel 2θ einnehmen. Ihr Schnittpunkt bildet das Messvolumen, das innerhalb des Sprays positioniert wird.

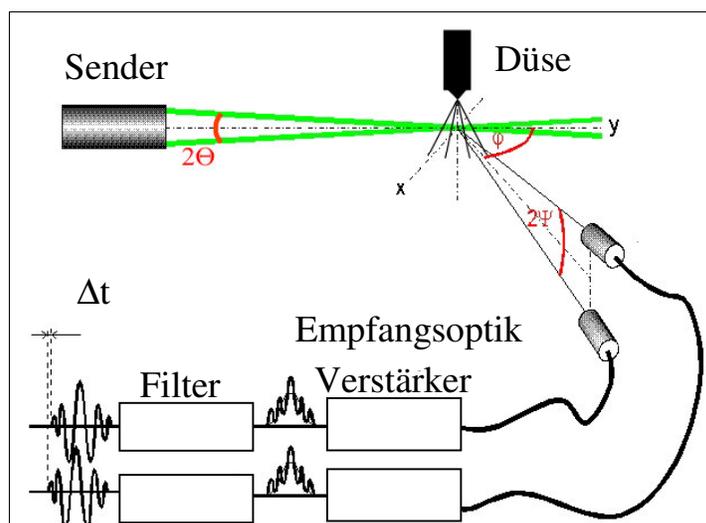


Abbildung 4.1.6: Schematischer Aufbau eines PDA-Messsystems

Die Empfangsoptik ist um den Streuwinkel φ zu der durch die austretenden Laserlichtstrahlen gebildeten Ebene versetzt und erfasst das gestreute Licht. Die beiden Detektoren bilden mit dem Messvolumen ein gleichseitiges Dreieck, wobei der Winkel Detektor-Messvolumen-Detektor die Größe 2Ψ beträgt.

Die Beschreibung der Tröpfchengeschwindigkeitserfassung wird in Kapitel 4.1.2 (LDA) näher beschrieben.

Erfassung der Tropfengrößen

Trifft ein Laserstrahl auf einen Tropfen, so wird das Licht gebrochen und reflektiert (Abbildung 4.1.7). Die Tatsache, dass die beiden von einem Tröpfchen im Messvolumen erzeugten Streulichtanteile bis zu den Detektoren unterschiedliche optische Weglängen zurücklegen führt dazu, dass zwischen den Signalen, die von den beiden Laserstrahlen herrühren, eine messbare Phasenverschiebung entsteht.

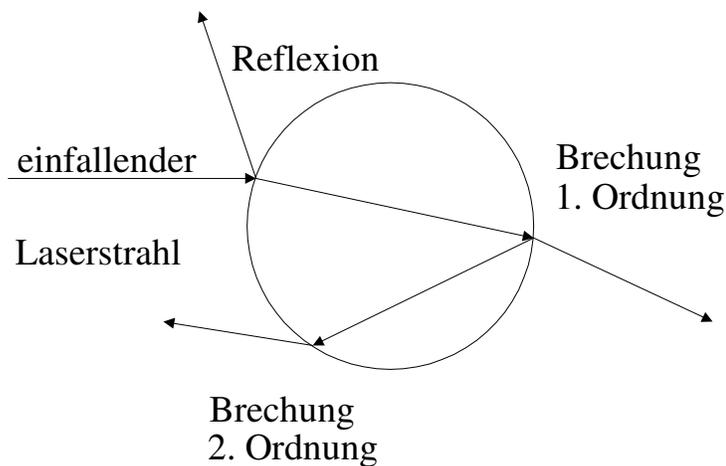


Abbildung 4.1.7: Brechung und Reflexion an einem Tropfen

Die Detektoren erhalten somit phasenverschobene Interferenzsignale gleicher Frequenz. Die Signale sind direkt proportional zum Durchmesser d_p des Teilchens und stehen in folgender Beziehung:

Reflexion:

$$\Delta_i = \frac{2\pi d_p}{\lambda} \cdot \frac{\sin \Theta \sin \Psi_i}{\sqrt{2(1-q)}}; \quad \sin \Theta \sin \Psi_i \ll q \quad (4.1.3)$$

Brechung 1.Ordnung:

$$\Delta_i = \frac{-2\pi d_p}{\lambda} \cdot \frac{(n_p/n_m) \sin \Theta \sin \Psi_i}{\sqrt{2(1+q)(1+(n_p/n_m)^2 - (n_p/n_m)\sqrt{2(1+q)})}}; \quad (4.1.4)$$

mit $q = \cos\Theta \cos\Psi \cos\Phi$ und für $n_p/n_m > 1$

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Signalen handelt es sich sowohl um Reflexionen, als auch um Brechungen 1.Ordnung der Laserstrahlen. Aus den Gleichungen (4.1.3, 4.1.4) lässt sich der Partikeldurchmesser d_p aus der mit den Detektoren gemessenen Phasendifferenz Δ , der Wellenlänge λ des Lasers, den Winkeln Θ, Ψ, Φ und dem relativen Brechungsindex n_p/n_m berechnen.

Versuchsaufbau

Zur Erzielung optimaler Messergebnisse ist es von besonderer Bedeutung, den geeigneten Streuwinkel für die PDA-Messungen genau vorhersagen zu können. Hierfür ist eine genaue Kenntnis der Lichtstreuungen der Laserstrahlen an den Tröpfchen notwendig. Aufgrund verschiedener Vorzeichen der Phasenverschiebungen der Laserstrahlen, je nachdem ob sie gebrochen oder reflektiert wurden, ist es unerlässlich, nur einen der beiden dominierenden Streumechanismen zu detektieren. Der optimale Winkel für das in den Experimenten verwendete n-Hexan in einer Stickstoffatmosphäre wurde mittels einer speziellen Software [LSA] ermittelt und stimmt relativ genau mit dem Streulichtwinkel von Dieseltröpfchen überein. Hierbei wird die starke Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses des reflektierten zum gebrochenen Lichtanteil von dem relativen Brechungsindex, der Polarisierung und des Streuwinkels berücksichtigt. Bei der Betrachtung eines Polardiagramms des dem Versuchfluids sehr ähnlichem Dieselkraftstoffes (Abbildung 4.1.8) zeigt sich der Grund für die Wahl eines Streulichtwinkels von 65° (dicke gestrichelte Linie).

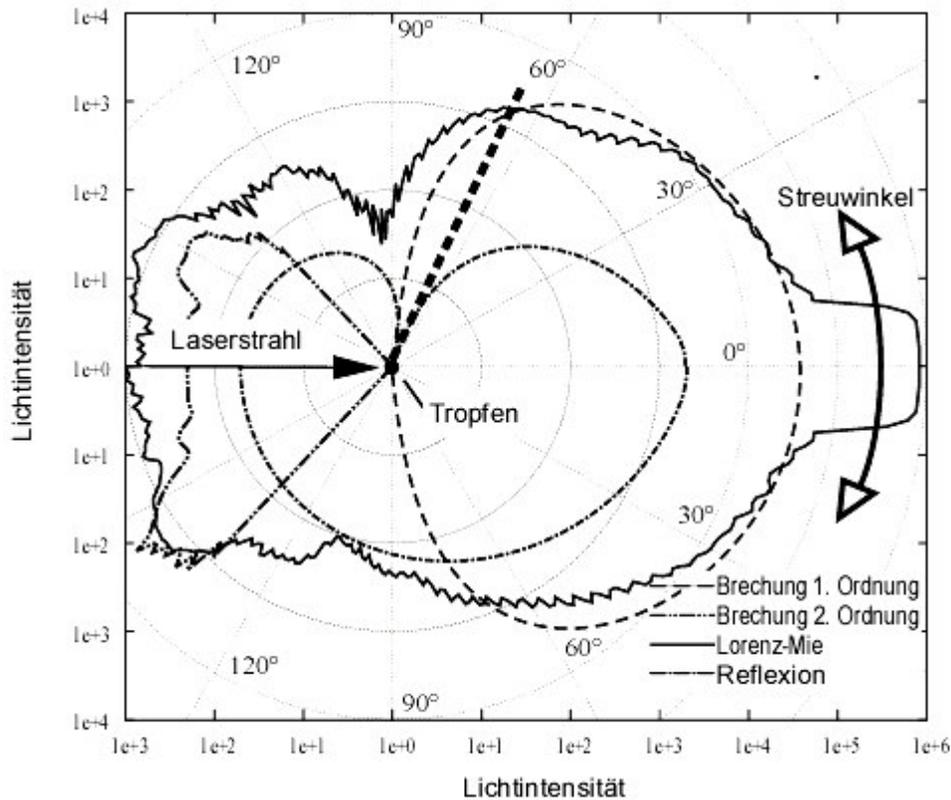


Abbildung 4.1.8: logarithmisches Polardiagramm der Streulichtintensitäten des Versuchsfluids

Bei Verwendung dieses Streulichtwinkels liegt im Fall der Laserlichtpolarisation parallel zur Streuebene (obere Hälfte des Polardiagramms) eine hohe Lichtintensität vor. Zusätzlich befindet man sich in der Nähe des sog. Brewster Winkels, unter dem keine reflektiertes Streulicht auftritt. Somit fällt unter dem verwendeten Streulichtwinkel nur ein Streumechanismus an. Der vorherrschende Streumechanismus in den durchgeführten Experimenten war die Brechung 1. Ordnung. Die eindeutige Dominanz dieses Effekts ist notwendig, um die Tropfengröße nach den angegebenen Korrelationen bestimmen zu können. Es ist außerdem bekannt, dass sich mit PDA-Systemen bei diesem Streuwinkel die besten Resultate bei Untersuchungen von Kohlenwasserstoffen erzielen lassen. Auch aufgrund der verschiedenen auftretenden Brechungsindizes des Versuchsfluids in Abhängigkeit von der jeweiligen Fluidtemperatur wurde dieser Streulichtwinkel verwendet. Der abnehmende Brechungsindex der Tropfen bei ansteigenden Fluidtemperaturen hat einen starken Einfluss auf die Phasendifferenz und somit auch auf die Tröpfchengröße. Durch Verwendung eines relativ großen Streulichtwinkels lässt sich eine gewisse Unempfindlichkeit (ca. 3%) realisieren. Zusätzlich wurde das sich einstellende Messvolumen der Laserstrahlen extrem verringert, um die Wahrscheinlichkeit zu minimieren, dass sich mehrere Tropfen zeitgleich im Schnittpunkt der Strahlen aufhalten. Durch Ver-

wendung einer kurzen Brennweite ($f=310\text{mm}$) und einer Strahlaufweitung konnten Mehrfachstreuungen stark eingeschränkt werden.

Hieraus ergibt sich auch der Aufbau des PDA-Messsystems an der Versuchsanlage (Abbildung 4.1.9).

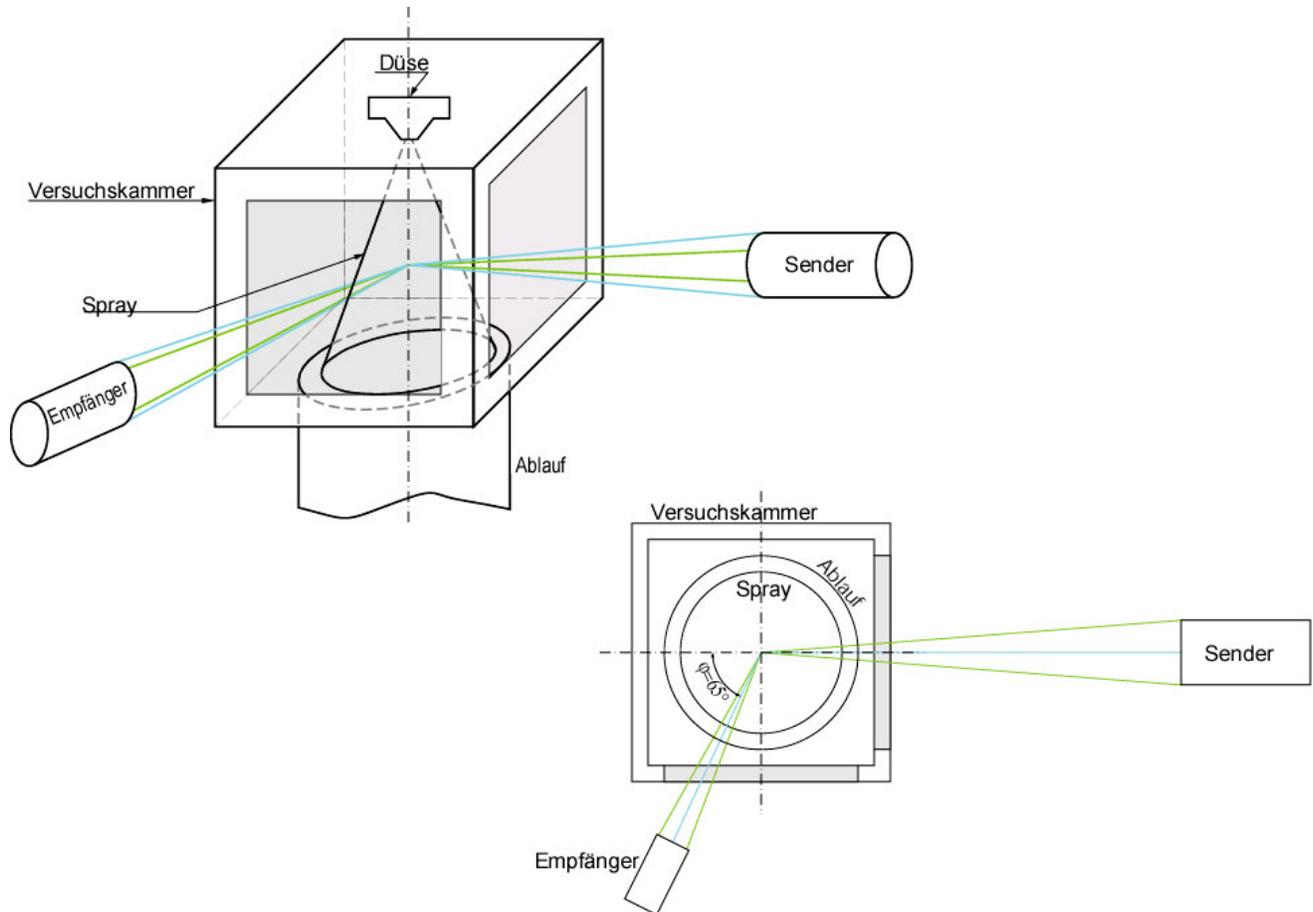


Abbildung 4.1.9: Schematische Darstellung des PDA-Messsystems an der Versuchskammer

Die Messungen für die Tropfengrößen und –geschwindigkeiten wurden unter Verwendung eines leistungsstarken Spectra Physics Stabilite 2017 Argon-Ionen-Laser durchgeführt, welcher mit einer Ausgangsleistung von 2 W betrieben wurde. Sein Laserstrahl wird über eine Transmitterkoppelbox in das Dantec PDA-System eingespeist. Dort wird der Laserstrahl zunächst in zwei Wellenlängen aufgespalten (488 nm / 514,5 nm), wobei je ein Strahl der beiden Wellenlängen mit Hilfe einer Bragg-Zelle eine Frequenzverschiebung von 40MHz erfährt. Durch die Verwendung dieses Systems können gleichzeitig die Geschwindigkeiten in zwei zueinander senkrechten Richtungen gemessen werden. Über ein Glasfaserkabel werden die Strahlen zur Sendeoptik geleitet. Der Empfänger nimmt das Streulicht auf und leitet es mit einem Glasfaserkabel an die

Detektoren weiter. Diese sind an eine Auswerteelektronik angeschlossen, die wiederum mit einem Rechner verbunden ist.

4.1.4 Laser-Induced Exciplex Fluorescence (LIEF)

Die LIF oder LIEF wird hauptsächlich zur zeitlich und örtlich hochaufgelösten Beobachtung von Konzentrationsverteilungen eingesetzt. Im Vergleich zu anderen laserspektroskopischen Techniken ist in diesen Fällen die Signalintensität deutlich höher, weshalb z.B. auch Spezies detektiert werden können, die nur in Konzentrationen im ppm Bereich vorliegen. Die LIEF basiert auf der Erfassung von Fluoreszenzerscheinungen der im Versuchsfluid beigemengter Stoffe. Hierbei kann wiederum zwischen mehreren Verfahren unterschieden werden, wie z.B. der Flüssigkernfluoreszenz, der verzögerten Fluoreszenz und der in dieser Arbeit verwendeten Zweiphasenfluoreszenz, die auch von Roosen [RO89] am Austritt einer Dieseleinspritzdüse eingesetzt wurden. Die Flüssigkernfluoreszenz wird zur Messung der zusammenhängenden Länge eines homogenen Flüssigkeitsstrahls verwendet. Dabei wird die Totalreflektion des Lichtes an der Grenzschicht von Flüssigkeit und Luft ausgenutzt. Der Anregungslichtstrahl wird in Richtung des aus der Düse austretenden Strahles eingekoppelt. Beim Strahlzerfall bilden die entstehenden brechenden Phasengrenzen im Inneren ein Hindernis für das Anregungslicht, wodurch der Rest des Strahles dunkel bleibt. Es konnte gezeigt werden, dass der untersuchte Strahl (Ethanol) kurz nach dem Verlassen des Spritzlochs aufgrund von Kavitation zerfällt. Wichtig für die Anwendbarkeit des Verfahrens ist die Homogenität der Flüssigkeit und das Vorliegen von zunächst glatten Phasengrenzen. Die verzögerte Fluoreszenz ermöglicht eine Verfolgung einzelner Strahlbestandteile längs ihres Ausbreitungsweges. Es wird der Aufenthaltsort eines von Laserlicht angeregten Messvolumens zu einem definierten späteren Zeitpunkt nachgewiesen. Durch die Vermessung der Schwerpunktsverschiebung kann die Tropfengeschwindigkeit berechnet werden. Das Anregungs- und das Fluoreszenzlicht werden senkrecht zueinander ein- bzw. ausgekoppelt. Die in dieser Arbeit verwendete Zweiphasenfluoreszenzmethode macht sich zunutze, dass angeregte fluoreszierende Stoffe ein Licht emittieren, dessen Wellenlänge von der unterschiedlichen molekularen Umgebung der Flüssigkeits- bzw. Dampfphase und somit auch vom Aggregatzustand abhängig ist. Dieses Phänomen ermöglicht die Phasentrennung durch eine spektrale Separation der Signale, und somit eine Analyse des Dampf/Flüssigkeitsverhältnisses im Spray. In der Zerstäubungsforschung dominieren bei der LIF/LIEF zweidimensionale Lichtschnittverfahren. Mit der Verdampfungsuntersuchung befassten sich auch Knoche et al. [KN92] und setzen bei der Benzindirekteinspritzung eine planare LIF zur Unterscheidung der

flüssigen und der dampfförmigen Phase aufgrund ihrer unterschiedlichen spektralen Verteilung ein. Sie untersuchten mit diesem Verfahren ebenfalls die Verdampfungsrate und die räumliche Verteilung von flüssigem und dampfförmigem Treibstoff in Abhängigkeit von der Geometrie einer Dieseleinspritzdüse [KN90]. Auch Yeh et al. [YE93] unternahmen qualitative und quantitative Kraftstoffdampfmessungen mit der LIEF in einer N_2 -Atmosphäre bei hohen Umgebungsdrücken und -temperaturen.

Oft kommen auch Kombinationen der LIF mit anderen Messmethoden zum Einsatz. Neben der 2D-LIF setzten Arnold et al. [AR00] die Mie-Streuung zur Unterscheidung der flüssigen und der dampfförmigen Phase ein. Die ermittelten Daten dienten dem Vergleich mit Ergebnissen aus numerischen Simulationen. Das zur quantitativen Konzentrationsanalyse von Öl in einer Gasturbine verwendete LIF kommt ohne fluoreszierende Additive aus. Die Mie-Messungen wurden durchgeführt, um unverdampfte Tröpfchen zu detektieren. Die Messungen fanden in Düsennähe statt, und die Autoren gehen von einem Messfehler von ca. 20-25% aus. Lavielle et al. [LAV00] bestimmten mit der laserinduzierten Fluoreszenz unter Verwendung organischer Tracer die Temperaturen monodisperser heißer Tropfen. Die zusätzliche Verwendung eines LDA-Messsystems für Geschwindigkeitsfeldvermessungen diente der Bewertung diverser numerischer Simulationsmodelle. Eine Kombination der linearen Raman Spektroskopie und der laserinduzierten Fluoreszenz kam zur Untersuchung von Verdampfungsvorgängen zum Einsatz. Sie basiert auf der Erfassung der Ramanstreuung an Flüssigkeitstropfen und der simultanen Erfassung des Fluoreszenzsignals. Der gewählte Farbzusatz verdampft dabei schlechter als das Fluid und sammelt sich im verdampfenden Tröpfchen an. Somit verhält sich das Fluoreszenzsignal proportional zum Ausgangsvolumen des Tropfens. Mit Hilfe der Ramanspektroskopie lässt sich das momentane Volumen des Tröpfchens ermitteln. Da beide Messungen zum gleichen Zeitpunkt stattfinden, kann durch die Auswertung der beiden Signale die Historie des Tropfens in Hinblick auf den Stoffübergang an das Umgebungsgas nachvollzogen werden. Bacile und Stepowski [BAC94] setzten dieses Verfahren zur Untersuchung der Verbrennung eines mit Luftunterstützung zerstäubten Methanolsprays ein.

In dieser Arbeit lässt sich durch die Zweiphasenfluoreszenz örtlich und zeitlich hochaufgelöst die Phasenverteilung des flüssigen und dampfförmigen Versuchfluids aufzeichnen. Unter Verwendung diverser Fluoreszenzmittel lassen sich in Abhängigkeit vom jeweiligen Aggregatzustand verschiedene Emissionswellenlängen realisieren. Angeregt durch einen Laserlichtschnitt ergibt sich bei der simultanen Erfassung der verschiedenen spektralen Verteilungen ein

zweidimensionales Bild der Phasenverteilung des Einspritzstrahles. Bei Verwendung von Kohlenwasserstoffen kann eine Bildung von Molekülkomplexen (sog. Dimere) sowohl im Grundzustand als auch im elektronisch angeregten Zustand beobachtet werden. Ein Dimer besteht aus einem elektronenabgebenden (Donor) und einem elektronenaufnehmenden (Akzeptor) Monomer, wodurch ein Ladungstransport stattfindet. Findet dieser nur statt, wenn einer der beteiligten Stoffe angeregt ist, so handelt es sich um ein Exciplex. Die Exciplexbildung wird durch Stoffe mit hohem Ionisierungspotential und hoher Elektronenaffinität positiv beeinflusst. Ansonsten spricht man von EDA-Komplexen (Elektron-Donor-Akzeptor), welche andere Absorptionsspektren als Einzelstoffe aufweisen [BA88], [LA71]. Bei den durchgeführten Versuchen kam nach Melton [ME83], [ME1] ein ternäres Gemisches aus Kohlenwasserstoff (in diesem Fall n-Hexan, 89%), Naphthalin (10%) und Tetramethyl-p-Phenylendiamin (TMPD, 1%) zum Einsatz. Die Ionisierungsenergien der beiden Stoffe sind sehr unterschiedlich (TMPD $-0,16\text{eV}$, Naphthalin $2,58\text{eV}$). Aufgrund dieser günstigen Kombination bildet sich das Exciplex aus dem primär angeregten TMPD und dem unangeregtem Naphthalin. Je nach Aggregatzustand überwiegt die Bildung von Exciplexen bzw. die Dissoziation des Exciplexes der beiden im Versuchsfluid n-Hexan gelösten Stoffe. Daher lässt sich die Exciplexfluoreszenz der Flüssigkeit und die Monomerfluoreszenz der Dampfphase zuordnen.

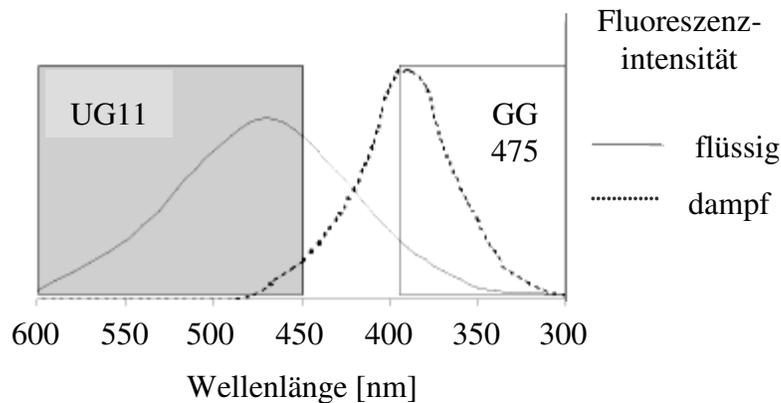


Abbildung 4.1.10: Spektrale Verteilung der Zweiphasenfluoreszenz nach Melton mit den jeweiligen Filterbereichen

Abbildung 4.1.10 zeigt die Intensitätsmaxima der Flüssigkeits- und Dampfphasefluoreszenz, welche um ca. 90nm gegeneinander verschoben sind. Es ist bereits eine visuelle Unterscheidung der Farben möglich (Flüssigkeit grün, Dampf violett). Die Verwendung und Kombination der Filter UG11 (Dampfphasefluoreszenzfilter) und GG475 (Flüssigkeitsphasefluoreszenzfilter) unterdrückt den Bereich von

etwa 390nm bis 470nm. Dadurch verringern sich allerdings die Lichtmengen der Einzelfluoreszenzen erheblich (bis zu 50%). Zusätzlich wird der Filter UG11 mit einem Notchfilter kombiniert, um die Streuung des verwendeten Laserlichts (Lambda Physik Excimer EMG 150 TMS: E2933, 308nm) zu unterdrücken. Der GG475-Filter muss nicht mit einem Notchfilter kombiniert werden, da er die Anregungswellenlänge komplett ausfiltert.

Die Messwerte werden simultan von zwei intensivierten Kameras (Hamamatsu ICCD) aus genügend großer Entfernung aufgezeichnet, so dass sich ein vernachlässigbarer Winkelversatz einstellt. Die auf einem VHS-Videoband aufgezeichneten Ergebnisse können durch Verwendung einer Framegrabberkarte in digitale Filme umgewandelt werden, aus denen sich durch eine spezielle Trigger- und Kalibriertechnik die jeweils zueinandergehörigen Aufnahmen der Dampf- und Flüssigkeitsphase extrahieren lassen. Abschattungsphänomene durch den umgebenden Spray müssen nicht berücksichtigt werden, da es sich ausschließlich um stationäre Vorgänge rotationssymmetrischer Strahlen handelt. Die Aufnahmen lassen sich durch geeignete Variation der Gradationskurven soweit nachbehandeln, dass sie miteinander verglichen werden können. Zusätzlich kann auf diese Art und Weise das Hintergrundrauschen unterdrückt werden.

Durch die Verwendung eines Schwellenwertes lassen sich die Bilder in Binärbilder umwandeln. Dieser Wert wird so gewählt, dass eventuell auftretende Hintergrundfluoreszenz unterdrückt wird. Um bei der Wahl die Aufnahmen bzw. ihre Aussagekräftigkeit nicht zu verfälschen, wurden dabei die Ergebnisse der bereits durchgeführten globalen Strahlbetrachtung berücksichtigt. Dadurch waren Stellen mit reinem Dampf- und Flüssigkeitsvorkommen bekannt und dienten als Referenzwerte. Der Schwellenwert wurde relativ hoch angesetzt ($\approx 85\text{-}90\%$), so dass das Flüssigkeitsvorkommen eher überwog und wurde bei der Binarisierung aller Aufnahmen verwendet. Eine speziell adaptierte Softwareanwendung ermöglicht ein Auszählen der weißen Pixel, so dass sich eine Zu- bzw. Abnahme der Phasenverteilung einfach quantitativ darstellen lässt. Eine zusätzliche Intensitätsverteilung der Originalbilder gibt Aufschluss hinsichtlich der Dampf- und Flüssigkeitsverteilung.

Abbildung 4.1.11 zeigt den schematischen Messaufbau an der Versuchszelle.

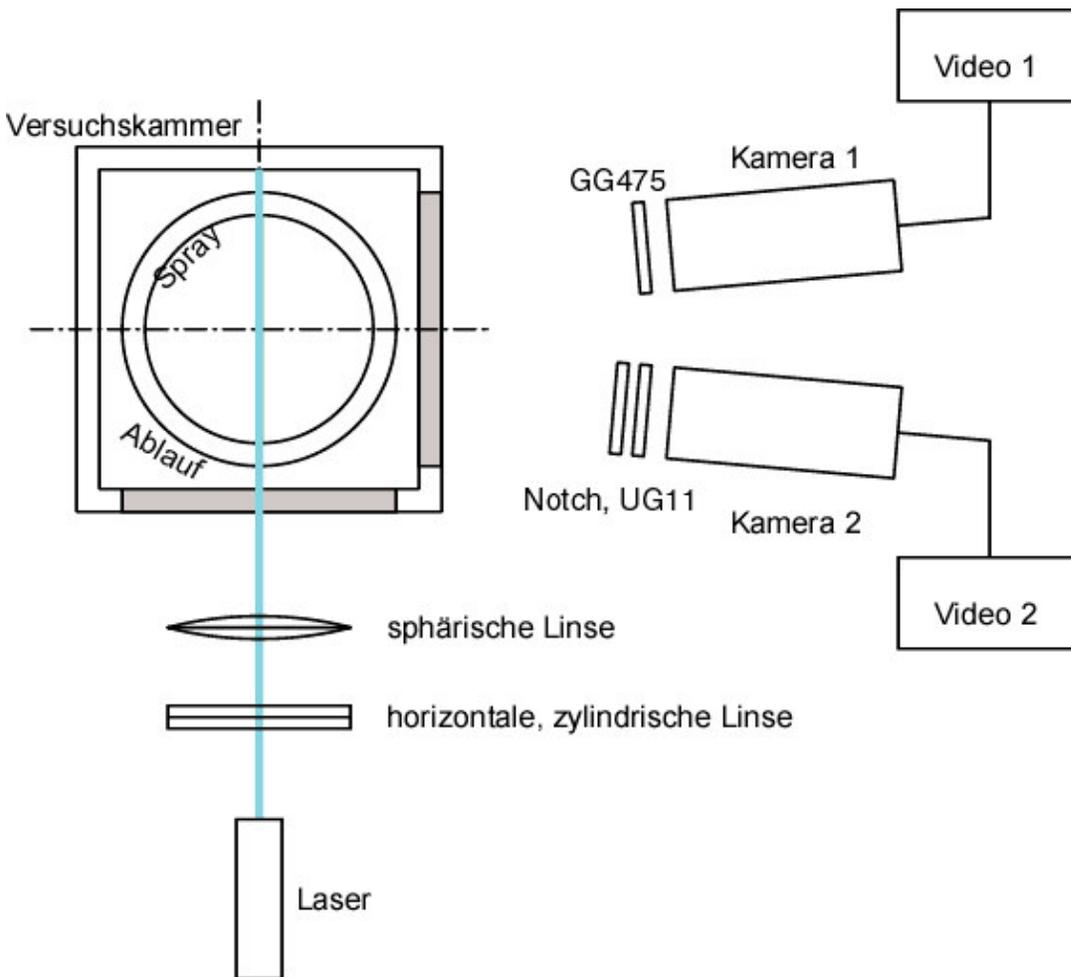
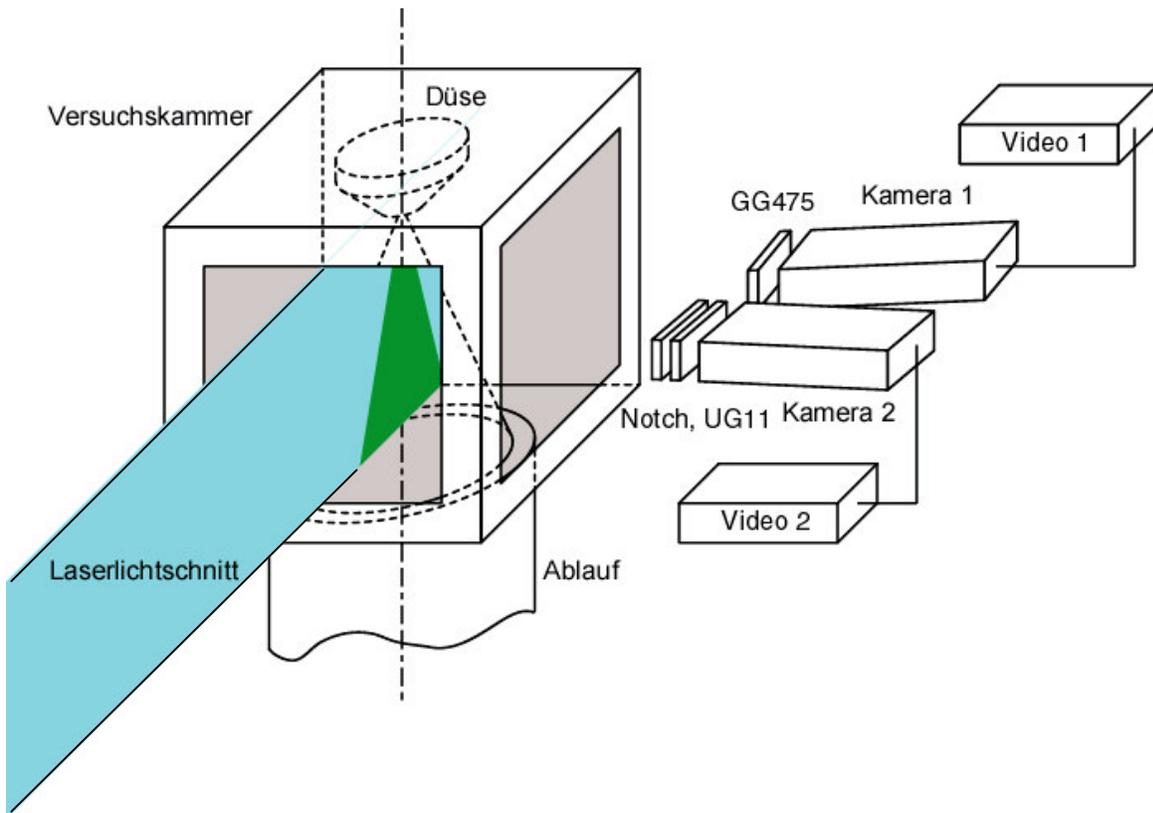


Abbildung 4.1.11: Schematische Darstellung des LIEF-Aufbaus

4.1.5 Particle Image Velocimetry (PIV)

Bei der Particle-Image-Velocimetry (PIV) handelt es sich um ein noch relativ neues optisches Verfahren zur simultanen Ganzfeldgeschwindigkeitsmessung in strömenden Fluiden. Es kommt häufig bei der Visualisierung oder quantitativen Untersuchung von Strömungsfeldern [PU01] und speziell stark turbulenter Strömungen zum Einsatz [FIN97]. Li et al. untersuchten mit der PIV den Strahl, der von einer sternförmig gewölbten oder lappigen Düse (lobed nozzle) erzeugt wird. Für die Auswertung setzten sie im Postprozessing der PIV-Resultate eine spezielle auf Wellenlängen basierende Technik ein [LI02]. Auch bei der Untersuchung von Kolbenmaschinen kommt die PIV zur Visualisierung von Zündzonen häufig in direkteinspritzenden Ottomotoren zum Einsatz [PI01], [PI02]. Die PIV stellt auch eine Alternative zur LDA dar. Zur Messung der axialen und radialen Gasgeschwindigkeit benutzten Ruff et al. [RUF89] diese Messtechnik auch erfolgreich in den Zonen hoher Tropfendichte im Spray. Ihre intensiven Untersuchungen des Entrainments fanden bei der Zerstäubung von Flüssigkeiten statt, denen im Zerstäuber geringe Mengen eines Gases unter hohem Druck zugemischt wurden (Effervescent Atomization).

Voraussetzung für alle Einsatzgebiete der Messmethode sind dafür natürlich vorhandene oder künstlich zugesetzte Streupartikel (Tracer bzw. Seedingpartikel), welche der Strömung schlupffrei folgen und Licht in einem hohen Maße reflektieren. Ihre anwendungsspezifischen Abmessungen liegen üblicherweise im Bereich zwischen 1 und 20µm. Üblicherweise werden hierfür Feststoffpartikel, Gasblasen in Flüssigkeiten oder Flüssigkeitstropfen in Gasen verwendet. Briffa und Dombrowski [BRI66] benutzten für ihre Entrainmentuntersuchungen z.B. Lycodiumpulver als Tracer. Alternativ funktionieren gasförmige NO-Tracer sehr gut in heißer Umgebung [GRÜ00]. Als Lichtquelle kamen bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten zwei gepulste Nd:YAG-Laser (New Wave Gemini PIV200, Pulsleistung 200mJ, Frequenz 15Hz) zum Einsatz, die über ein System optischer Linsen Laserlichtschnitte erzeugen. Deren Zuführung zur Versuchskammer erfolgte über einen flexiblen optischen Arm. Bewegen sich nun in der Strömung die eingebrachten Aerosilpartikel durch die Bildebene, werden sie beleuchtet und damit sichtbar. Das in alle Raumrichtungen gestreute Licht wird mit einer hochauflösenden HiSense PIV/LPIV Kamera (1280x1024 Pixel, 12 Bit) unter einem Winkel von 90° aufgenommen.

Bei der Particle Image Velocimetry werden die Positionen der Tracerpartikel an zwei exakt definierten und unmittelbar aufeinander folgenden Zeitpunkten t_1

und t_2 in der gesamten Bildebene erfasst. Aus der Ortsverschiebung der Teilchen und Kenntnis der vorgegebenen Zeitspanne zwischen zwei Laserlichtblitzen lassen sich somit die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten berechnen (Abbildung 4.1.12).

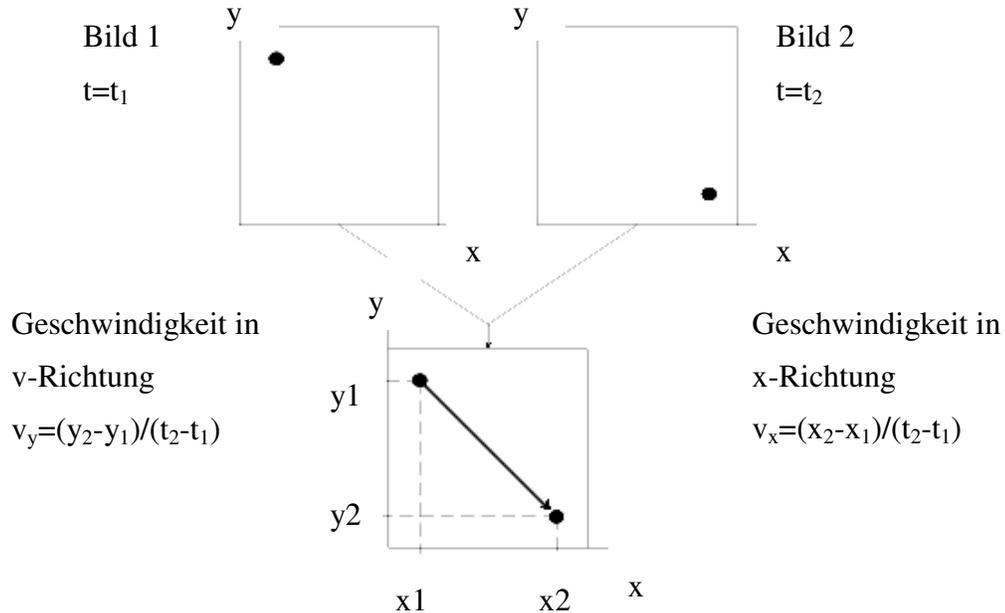


Abbildung 4.1.12: Prinzipalskizze der Geschwindigkeitsermittlung der PIV

Zur Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilungen und Visualisierung der Strömungen unterteilt die spezielle PIV-Software die aufgenommenen Bilder (ca. 200mmx200mm) in viele einzelne und kleine Analysenbereiche (Interrogation areas). Durch Anwendung von Algorithmen können somit die Hauptströmungsrichtungen und die Beträge der Geschwindigkeiten ermittelt werden. Bei Verwendung einer genügend kleinen Zeitspanne (Delay) zwischen den beiden Laserpulsen ist die Trajektorie der Partikel annähernd linear und somit die Partikelgeschwindigkeit längs dieser Strecke konstant. Das Delay bei den durchgeführten Messungen betrug $110 \mu\text{s}$. Die so gewonnenen Geschwindigkeitsfelder der Einzelbilder lassen sich einfach auswerten und können quantitativ in Vektordiagrammen zusammenfasst werden. Abbildung 4.1.13 zeigt den schematischen Versuchsaufbau.

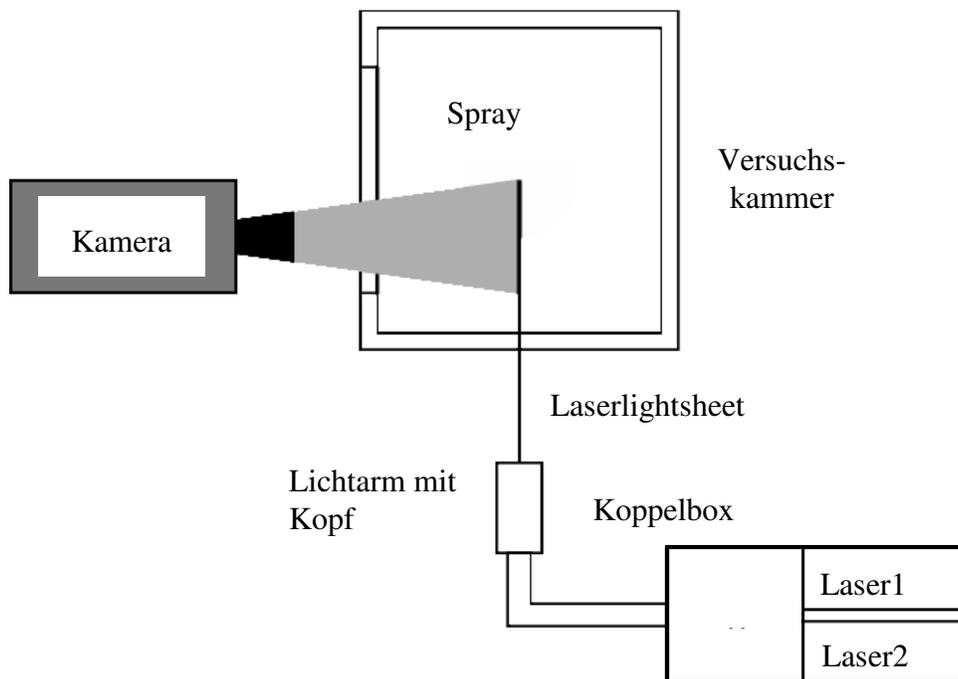


Abbildung 4.1.13: Schematischer PIV-Versuchsaufbau

Als ein großes Problem erwies sich die konstante Zufuhr des Seedings in die Versuchskammer. Die Konzentration muss sehr gewissenhaft den Versuchen angepasst werden. Eine zu hohe Anzahl von Partikeln führt zu starken Störungen bei den Messungen, da die Aufnahmen durch die hohe Lichtintensität überbelichtet wird. Ein zu geringer Seedinganteil im Umgebungsgas liefert eine zu niedrige Datenrate. Ein speziell konzipiertes und aufwendiges Bypassventil konnte die gewünschte Seedingkonzentration liefern und ermöglichte eine konstante und homogene Verteilung der Tracerpartikel im Umgebungsgas.

4.2 Nichtoptische Messmethoden

Globale Entrainmentmessungen nach Ricou und Spalding

Zur Untersuchung des Einmischverhaltens eines Strahls mit der Umgebung wurde das strahlinduzierte Entrainment erfasst, das in den meisten technischen Anwendungen von besonderer Bedeutung ist.

Das Entrainment von Luft durch die Dynamik des Strahls wurde in der Vergangenheit häufig untersucht. Das Mitreißen von Umgebungsmedium durch die flüssige Phase ist das Ergebnis einer Impulsübertragung von Flüssigkeitstropfen (und gegebenenfalls vom Zerstäubungsmedium) auf das Umgebungsgas eines Sprays.

Zur Untersuchung des globalen Strahlentrainments in dieser Arbeit wurde auf ein von Ricou und Spalding [RIC60] publiziertes integrales Messverfahren zurückgegriffen. Dabei wird eine Versuchszelle in zwei separate Kammern unterteilt, die durch eine Blende voneinander getrennt sind (Abbildung 4.2.1). Die Blendenöffnung wird während des Experimentes genau so eingestellt, dass das Spray gerade noch vollständig hindurchströmen kann. Die Tröpfchen treffen nicht auf den Blendenrand und es entsteht kein Spalt zwischen Strahl und Blende. Ein konzentrisch zur Sprayrichtung angebrachtes poröses Rohr trennt den Strahl vom Rest der Kammer und stellt sicher, dass das Umgebungsgas dem Strahl ohne Axialimpuls nur radial zugeführt wird. Die Erfassung des Entrainments erfolgt über die Messung der Druckdifferenz zwischen dem Rohrrinnenraum und dem zweiten unteren Kammerabschnitt. Hierbei ist eine Messung des Differenzdruckes ohne Spray die Referenz und Ausgangssituation für die Messungen. Während der Experimente wird die Spülgasmenge so lange erhöht, bis der Druckunterschied über die Blende wieder dem ohne Spray entspricht. Diese zusätzlich quantifizierbare Gasmenge entspricht direkt der Fördermenge des Sprays. Bedingt durch den starken Einfluss der Umgebungsgasdichte auf das Entrainment muss der Versuchskammerdruck präzise konstant gehalten werden, was durch die Verwendung eines speziell kalibrierten Überströmventils realisiert wurde.

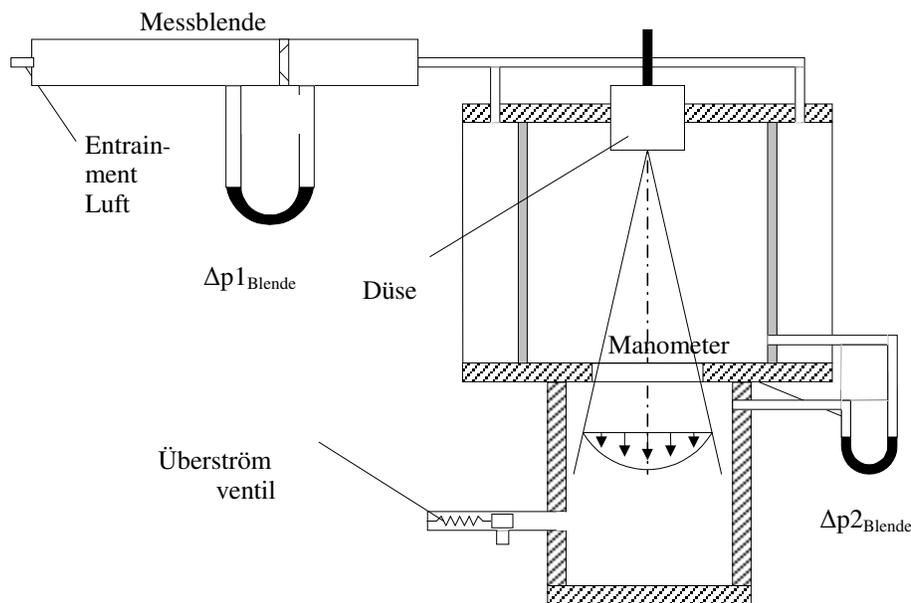


Abbildung 4.2.1: schematische Darstellung des Entrainmentaufbaus

5. Düsenauslegung

Um Informationen über die Spraygüte bei der überkritischen Zerstäubung unabhängig vom Düsencharakter gewinnen zu können, wurden für die Experimente verschiedene Düsentypen eingesetzt. Diese wurden entwickelt, um bewerten zu können, wie relevant Effekte aufgrund des Überschreitens der Phasengrenze im Vergleich zur Kavitation und zur Strahlerturbulenz auf den Strahlzerfall sind. Mittels numerischer Untersuchungen ist eine Optimierung der Düsengeometrien wesentlich effizienter durchführbar als auf rein experimentellem Weg. Ein wichtiger Zusatzaspekt ist hierbei, dass durch die Strömungsberechnung im Gegensatz zum Experiment relativ einfach Druckfelder ermittelt werden können, die darüber Auskunft geben, ob Kavitation auftreten kann. Durch eine iterative Vorgehensweise wurden unter Berücksichtigung der jeweils entstandenen Strömungsbedingungen die Düsengeometrien gezielt verändert. Vor allem die Auslegung der beiden kavitationsfreien Düsen erforderte einige Iterationsschritte, bis zwei Geometrien gefunden wurden, die unterschiedliche Turbulenzgrade am Düsenaustritt aufweisen und trotzdem mit den geforderten Randbedingungen kompatibel waren (Kap. 5.1). Die experimentellen Strömungsmessungen im Wasserkanal, in dem die Plexiglasmodelle der verwendeten Düsen in Abhängigkeit von der Reynoldszahlähnlichkeit im vergrößerten Maßstab untersucht wurden, gestatteten eine Verifizierung der Rechenergebnisse, wobei hier der Turbulenzgrad in den Düsenbohrungen und besonders am Düsenaustritt von besonderer Bedeutung war. Die Konturen der Düsen, die letztlich in den Zerstäubungsversuchen eingesetzt wurden, sind das Ergebnis dieser kombiniert numerisch/experimentellen Optimierung.

Viele Autoren stellten einen starken Einfluss der Düsengeometrie und -art auf den Strahlzerfall fest. In der Technik kommen deshalb zur Zerstäubung von Flüssigkeiten eine Vielzahl von Düsen oder Zerstäubern unterschiedlicher Bauarten zum Einsatz. Es ist vor allem zwischen Einstoff-Druckdüsen, pneumatischen Zerstäuberdüsen, Rotationszerstäubern und einer Vielzahl von Sonderzerstäuber zu unterscheiden. Bei Lefebvre [LEF89] findet sich eine detaillierte Beschreibung der üblichen technischen Bauformen. Für die durchgeführten Experimente wurden nur Einstoff-Druckdüsen verwendet. Bei diesen wird die über den Druck zugeführte Energie hauptsächlich in kinetische Energie umgewandelt, die anschließend fast ausschließlich in innere Energie dissipiert wird. Nur ein kleiner Teil wird zur Oberflächenbildung verwendet, wobei die Düsengeometrie den Wirkungsgrad der Umsetzung wesentlich mitbestimmt.

Neben der Kavitation in der Düse und der Strahlurbulenz befassen sich einige Arbeiten mit anderen strahlbeeinflussenden Parametern. Reitz et al. [REI82] erstellten eine Übersicht diverser Zerfallsmechanismen in Abhängigkeit von der Wechselwirkung zwischen Fluid und Umgebungsgas, vom Geschwindigkeitsprofil am Düsenaustritt und von auftretenden Druckschwankungen. Dabei wurden auch verschiedene Düsengeometrien berücksichtigt. Die Autoren benutzten sowohl gerade, als auch konvergente Düseninnenformen. Für den Einfluss der Düsengeometrie auf den Strahlzerfall gibt es zahlreiche weitere Literaturquellen [MCC74], [FRI65], [WA90]. Bei Lochdüsen mit abrupten Querschnittssprüngen, die häufig in technischen Anwendungen verwendet werden, führen lokale starke Druckabsenkungen während der Beschleunigungsphase zur Strömungsablösung und/oder zur Kavitation [RO98]. Der Strahlzerfall wird positiv beeinflusst, was in vielen Anwendungsbereichen durchaus erwünscht ist. Sowohl bei kavitierenden, als auch bei nichtkavitierenden Düsen kann durch eine starke Erhöhung der Turbulenz vor der Beschleunigung der Strahlzerfall forciert werden. Die Einflüsse der Kavitation und der Strahlurbulenz werden in der Literatur häufig nicht präzise unterschieden und unter dem Begriff "Turbulenz" zusammengefasst, da durch die Kavitation in den meisten Fällen auch Turbulenz generiert wird. Diese Phänomene können also nicht deutlich unterschieden werden. Der Kavitationsbeginn kann durch die Kavitationszahl K (2.1.4) charakterisiert werden. Von besonderer Bedeutung für die Kavitation ist neben der geometrischen Form der Düsenbohrung vor allem die Wandrauigkeit im Einlaufbereich. Eifler et. al [EIF90] konnten durch eine gezielte Führung der Flüssigkeit stromauf Turbulenzniveau und -struktur in der Düsenbohrung gezielt verändern und somit auf den Strahlaufbruch Einfluss nehmen. Den Zusammenhang zwischen Kavitation und Turbulenz untersuchten, wie bereits erwähnt, He und Ruiz [HE95]. Hierbei orientierten sich die verwendeten Modelldüsen an einer Benzineinspritzdüse, die, wie auch in dieser Arbeit, unter Berücksichtigung der Reynoldszahlähnlichkeit zum Original hergestellt (Vergrößerungsfaktor=200) und mit der LDA untersucht wurden. Sie legten dabei einen kritischen Kavitationsparameter σ_{krit} fest, ab dem der Druck in der Rückstromzone am Düsenaustritt auf den Dampfdruck abfällt und sich Dampf im Totwassergebiet sammelt (5.1.1).

$$\sigma_{krit} = 2(1/C_c - 1) - 0,04l/d \quad (5.1.1)$$

Hierbei stellt C_C das Kontraktionsverhältnis am Düsenaustritt dar, welches auch die Übergangsrundung und somit geometrische Struktur am Düseneintritt berücksichtigt. Ebenfalls interessant ist die Beachtung des Düsendurchmesser/Düsenlängenverhältnisses l/d . He und Ruiz stellten fest, dass sich beim Wiederanlegen der Vena Contracta ein höherer Turbulenzgrad einstellt, als bei einer herkömmlichen Düsenströmung nach dem Passieren des Rezirkulationsgebietes. Bode et al. stellten in ihrer Arbeit eine starke Abhängigkeit des Strahlzerfalls von der Kavitation bei verschiedenen Düsendrücken fest [BO92]. Bei einer geringen Relativgeschwindigkeit zwischen Strahl und Umgebungsgas ist die treibende Kraft des Zerfalls der Kavitationsfilm am Düsenaustritt. Durch eine hohe Geschwindigkeit werden der Spraykegelwinkel und die Penetration des Strahles maßgeblich beeinflusst. Sie beobachteten auch unter dieselmotorischen Bedingungen in einer transparenten Glasdüse eine Abhängigkeit der Kavitation vom Einspritzdruck [BO91-2]. Schmidt et al. [SCHM99] untersuchten verschiedene asymmetrische und kavitierende Düsentypen. Hierbei kamen optisch zugängliche zweidimensionale Düsen zum Einsatz, welche unter Variation des Düsenvordrucks und des Kammerdrucks untersucht wurden. Die ermittelten Messdaten wurden mit numerischen Simulationen verglichen. Das verwendete numerische Modell ermittelte bei sehr hohen Einspritzdrücken eine durch Kavitation erzeugte Druckoszillation, durch die der Strahlzerfall stark beeinflusst wird. Murphy et al. [MUR01] simulierten den Strahlzerfall jeweils in Abhängigkeit von der Düseninnenströmung. Hierbei unterscheiden sie zwischen zwei Zuständen, welche sie in der Kavitationszahl berücksichtigten: dem Sieden bei heißen und der Kavitation bei kalten Flüssigkeiten. 1962 untersuchten Brown et al. [BR62] den Einfluss verschiedener Düsentypen auf den Strahlzerfall beim überhitzten Einspritzen. Sie variierten hierbei, anders als in dieser Arbeit, nur zwischen einem scharfkantigen und einem weichem Übergang, sowie der Wandrauigkeit. Es zeigte sich eine Abhängigkeit der Tropfengrößen von der Oberflächenbeschaffenheit. Wie in dieser Arbeit war der Einfluss des Überhitzens stärker.

5.1. Konzeption und numerische Düsenauslegung

Die numerischen Berechnungen wurden stationär und inkompressibel für das Modellfluid Wasser und unter Verwendung des differenziellen Reynoldsspannungsmodells ausgeführt. Als Basis diente die Reynoldszahlähnlichkeit unter der Annahme, dass die Temperatur des Versuchsfluids n-Hexan bei den Zerstäubungsuntersuchungen der Umgebungstemperatur entspricht. Die während der Optimierungsprozesse ermittelten einfachen Geometrien sind rotations-symmetrisch und entsprechen den Zielvorstellungen hinsichtlich des Turbu-

lenzniveaus und der Kavitationsneigung (Abbildung 5.1.1). Aufgrund des starken Einflusses des Wandbereiches auf die Turbulenzproduktion kann davon ausgegangen werden, dass die Bohrungsoberfläche, wie in den Rechnungen angenommen und in den Plexiglasdüsen realisiert, auch in den sehr kleinen Versuchsdüsen als hydraulisch glatt anzusehen ist.

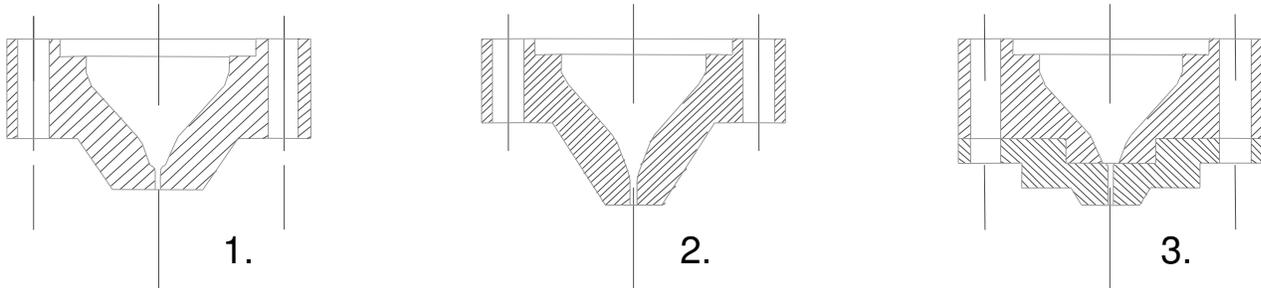


Abbildung 5.1.1: Die verschiedenen Düsentypen (1. kavitationsfreie, turbulenzarme Düse, 2. kavitationsfreie Düse, 3. kavitierende Düse)

Die kavitationsfreien Düsen 1 und 2 zeichnen sich durch eine kontinuierliche Beschleunigung des Fluids aus, die durch geeignet abgerundete Düseninnenkonturen beim Übergang der Düsenkammer zum Spritzloch erreicht wird. Damit werden sowohl die den Strahlzerfall beeinflussende Kavitation, als auch eine lokale starke Turbulenzproduktion in der Beschleunigungsstrecke vermieden. Es ist jedoch eine nicht triviale Aufgabe, bei den gegebenen Randbedingungen und Längenskalen hohe Turbulenzniveaus in den Düsen 2 und 3 zu realisieren. Gezielt eingebrachte Störungen in der Düsenbohrung oder Einbauten führen zu unerwünschten Unterdruckgebieten und erhöhen somit signifikant die Kavitationsgefahr speziell in der Düse 2. Turbulenzerzeuger in der Beschleunigungsstrecke sind generell ineffizient, weil der Turbulenzgrad durch Dissipation schon in der Kontraktionszone oder zumindest in der anschließenden Düsenbohrung abklingt, wenn diese nicht extrem kurz ist. Deshalb wurde die Turbulenzproduktion im Wandbereich der Düsenbohrung genutzt. Somit unterscheiden sich die Düsen 1 und 2 dennoch wesentlich im Turbulenzgrad am Düsenaustritt durch ihre unterschiedlichen Düsenlochlängen. In dem im Verhältnis zur Düse 1 längeren Düsenloch der Düse 2 nimmt die durch die Querschnittsverengung stromauf stark dissipierte Turbulenz am Düseneinlauf in Abhängigkeit von der ansteigenden Grenzschichtdicke mit wachsender Lauflänge wieder zu und das Turbulenzniveau am Düsenaustritt ist höher. Damit wird zunächst eine Quantifizierung des Turbulenzeinflusses auf den Strahlzerfall möglich und es kann der Einfluss eines turbulenten und fluktuierenden Druckfeldes auf die Siedekeimaktivierung im metastabilen Bereich untersucht werden. Der dritte Düsentyp zeichnet sich durch starke Unterdruckgebiete beim scharfkanti-

gen Übergang in die Düsenöffnung aus, die bei geeigneten Betriebsbedingungen zum Unterschreiten des Dampfdrucks mit anschließender Kavitation führt. Die Turbulenzstruktur am Düsenaustritt entspricht in etwa der der turbulenten, nichtkavitierenden Düse 2.

1. Kavitationsfreie, turbulenzarme Düse

Um eine Absenkung des mittleren Druckes unter den Dampfdruck der Flüssigkeit und die damit verbundene Kavitation zu vermeiden, wurde dieser Düsentyp mit einem sehr weichen Übergang von der Düsenkammer zum Düsen-spritzloch ausgelegt. Eine Auslegung mit sehr großer Rundung vermeidet die für starke Krümmungen typischen Strömungsablösungen und somit eine plötzliche oder lokale starke Beschleunigung mit einer Druckabsenkung unter den Austrittsdruck. In der Simulation entspricht der Austrittsdruck (=Umgebungsdruck) dem unteren Grenzwert einer kavitationsfreien Strömung. Bei der Betrachtung der Abbildung 5.1.2 wird ein Anwachsen der Dicke der turbulenten Grenzschicht in Strömungsrichtung in dem relativ kurzen Düsen-spritzloch offensichtlich. Aufgrund des sehr niedrigen Turbulenzniveaus durch die Dissipation im Düseneinströmbereich aller drei verwendeten Düsentypen liefert ein hohes l/d -Verhältnis ein ansteigendes Turbulenzniveau in Richtung Düsenaustritt. Die Turbulenzproduktion im Wandbereich und die Diffusion zum Zentrum hin sind stärker als die Dissipation der stromab konvektierten Turbulenz, welche hauptsächlich im Beschleunigungszentrum, in der Düsenlochmitte, auftritt. Durch die geringe Düsenlochlänge der Düse 1 liegt das Turbulenzniveau am Düsenaustritt deutlich unter dem der Düsen 2 und 3.

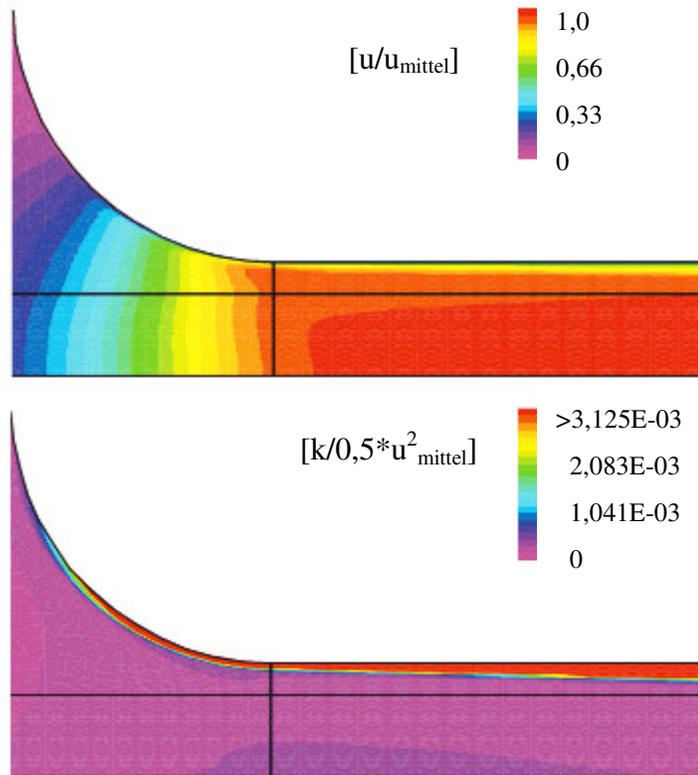


Abbildung 5.1.2: Dimensionsloser Verlauf der turbulenten kinetischen Energie und der Geschwindigkeit in einer turbulenzarmen, nichtkavitierenden Düse

2. Kavitationsfreie Düse

Wie bereits in der Beschreibung der Düse 1 erwähnt, müssen bei einer kavitationsfreien Düse Unstetigkeitsstellen oder starke Richtungsänderungen des Fluids während der Beschleunigungsphase vermieden werden. Deshalb gehen auch bei diesem Düsentyp die Schrägen der Düsenkammer gerundet in das Spritzloch über. Abbildung 5.1.3 zeigt das Resultat der Simulation für den relevanten Abschnitt der Düse. Das entstehende Druckminimum befindet sich über dem Druck am Düsenaustritt und es kann von einer kavitationsfreien Strömung ausgegangen werden. Bei diesem Düsentyp ist die Turbulenzproduktion durch die Grenzschicht ebenfalls deutlich sichtbar. Aufgrund des relativ großen Verhältnisses zwischen Bohrungslänge und Bohrungsdurchmesser entspricht das Turbulenzniveau in etwa dem der kavitierenden Düse 3 und liegt, bedingt durch die große Düsenlochlänge, über dem der Düse 1. Dieses Resultat entspricht den Aussagen von Wu et al. [WU95], dass unter gleichen Versuchsbedingungen allein durch die Verlängerung des Düsenloch bei sonst gleichen geometrischen Abmessungen ein Anwachsen der turbulenten Grenzschicht die Turbulenz am

Düsenaustritt maßgeblich erhöht. Durch die zur Düsenlochmitte diffundierende Turbulenz erhöht sich der Turbulenzgrad im Strahlkern. Grundsätzlich haben die Düsengeometrie und die Oberflächenbeschaffenheit des verwendeten Materials einen sehr starken Einfluss auf die turbulente Grenzschichtentwicklung. Diese Parameter wurden bei der Auslegung absichtlich nicht variiert, um eine gute Vergleichbarkeit der verschiedenen Düsen garantieren zu können. Die Kombination eines anderen Radius für den Übergangsbereich Düsenkammer-Spritzloch mit der Erhöhung der Düsenlochlänge führt zu einer höheren Turbulenz am Düsenaustritt im Vergleich zur Düse 1.

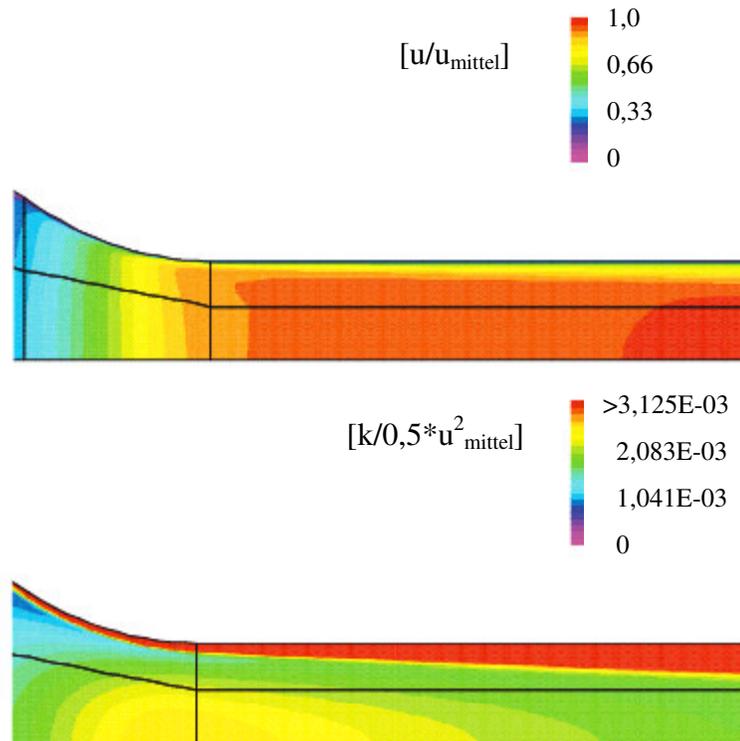


Abbildung 5.1.3: Dimensionsloser Verlauf der turbulenten kinetischen Energie und der Geschwindigkeit in einer kavitationsfreien Düse (2D)

3. Kavitierende Düse

Das wesentliche Merkmal dieses Düsentyps liegt in der Unterschreitung des Sättigungsdruckes des Versuchsfluids und somit in der Erzeugung von Kavitation in der Düse. Der Phasenwechsel wird durch einen scharfkantigen Übergang von der Düsenkammer in den Düsenkanal gewährleistet (Abbildung 5.1.4). In diesem Bereich treten die zu erwartenden lokalen Unterdruckgebiete auf und setzen sich bis in den Anfangsbereich des Düsenstritzloches fort. Bedingt durch die Kontraktion des Strahls im Düsenstritzloch kommt es zu einer starken

Fluidbeschleunigung und folglich zu Kavitation. Hierbei wurde, um eine gute Vergleichsmöglichkeit mit den anderen Düsentypen zu gewährleisten, eine rotationssymmetrische geometrische Störung gewählt, und nicht wie stellenweise in der Technik üblich eine asymmetrische Kavitation erzeugt. Da durch den scharfkantigen Querschnittsprung eine Vena Contracta und somit ein Blasenring erzeugt werden kann, ist ein sehr langes Düsenloch notwendig, um ein Wiederanlegen der Strömung an die Düsenwand garantieren und einen Hydraulikflip vermeiden zu können. Es kommt durch die komplette Strömungsablösung zu einem vollständigen Verschwinden der turbulenten Grenzschicht, die sich nach dem Wiederanlegen neu aufbauen muss [WU95]. Im Gegensatz zu den Düsen 1 und 2 deshalb ist eine höhere Düsenlochlänge erforderlich, um das Turbulenzniveau der Düse 2 am Düsenaustritt zu erreichen.

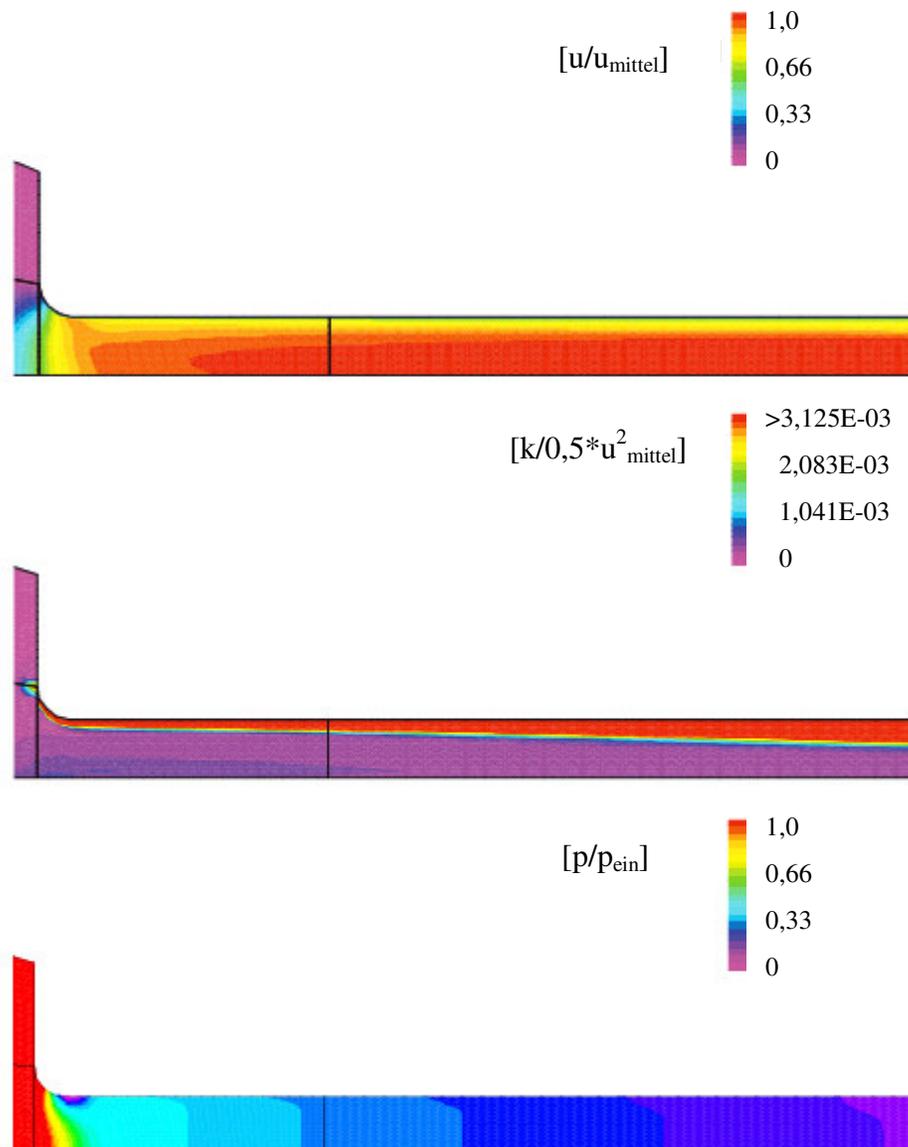


Abbildung 5.1.4: Dimensionsloser Verlauf der turbulenten kinetischen Energie, der Geschwindigkeit und des Drucks in einer kavitierenden Düse

Abbildung 5.1.5 zeigt abschließend einen Überblick über den numerisch ermittelten Turbulenzgrad am Austritt der verschiedenen Düsentypen, der in der oberen Abbildung jeweils von der Düsenwand (linker Rand) bis zur Düsenmitte (rechter Rand) verläuft. Der hohe Turbulenzgrad auf der Wandseite wird durch die hohen Geschwindigkeitsgradienten verursacht. Die untere Abbildung zeigt einen Ausschnitt in der Rohrmitte. In diesem Diagramm kann man die verschiedenen Turbulenzniveaus der Düsen besser unterscheiden. Es zeigt den relativ ähnlichen Verlauf der Turbulenzgrade der Düsen 2 und 3, welche offensichtlich über dem der Düse 1 liegen.

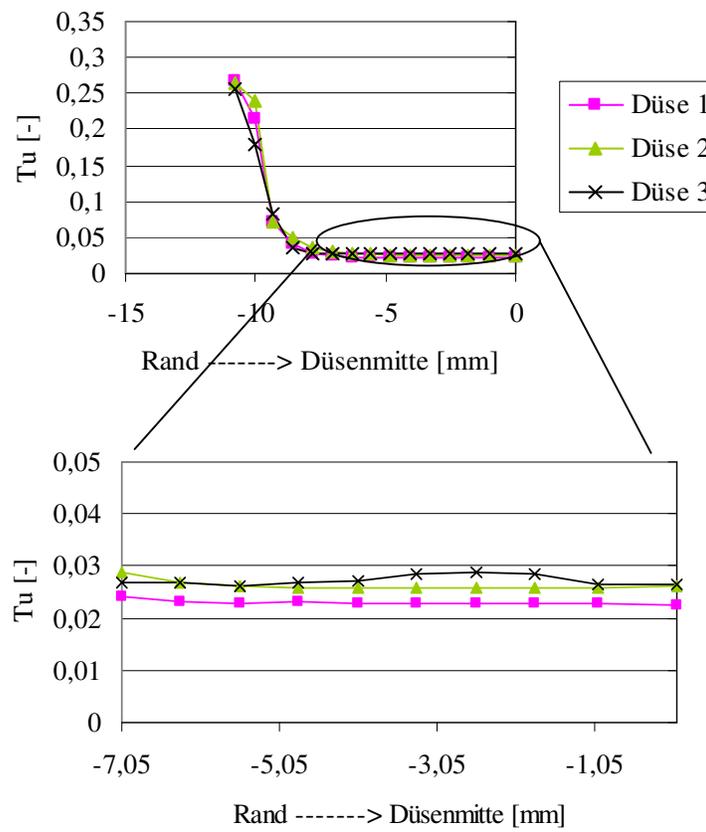


Abbildung 5.1.5: Verteilung des Turbulenzgrades am Düsenaustritt der verschiedenen Düsentypen (Numerische Simulation)

5.2 Verifikation und Düsenauswahl

Durch die numerische Simulation konnten drei Düsengeometrien gefunden werden, welche eine getrennte Untersuchung der Effekte der Kavitation und des Turbulenzgrades auf den Strahlzerfall ermöglichen. Somit besteht die Möglichkeit, unabhängig von den Strömungsbedingungen in der Düse, den Strahlzerfall durch eine Expansion in den metastabilen Zustand von dem klassischen Zerstäuben zu unterscheiden.

Strömungsmessungen in einem Wasserkanal verifizierten die numerischen Ergebnisse. Dazu wurden drei verschiedene Modelldüsen für laseroptische Untersuchungen aus Plexiglas gefertigt (Abbildung 5.2.1). Die Geschwindigkeitsmessungen wurden mittels eines LDA-Systems im Wasserkanal (Kapitel 5.1) durchgeführt.



Abbildung 5.2.1: Plexiglasmodelldüsen für LDA-Strömungsmessungen

Die Umsetzung der Düsen in Modelle für die Wasserkanalanwendung wurde unter Berücksichtigung der Reynoldszahlähnlichkeit durchgeführt. Diese Kennzahl drückt den Einfluss der Reibung auf die Strömung durch das Verhältnis der Trägheits- und Zähigkeitskraft aus. Eine exakte Umsetzung der Re-Zahlen in den Versuchsdüsen ($Re > 130.000$) hätte zu enormen Abmessungen der Wasserkanals bzw. der Modelldüsen geführt, wodurch sich natürlich ein nicht vernachlässigbarer Einfluss der Schwerkraft auf das strömende Fluid ergeben hätte. Darum wurde die Froudezahl Fr (5.2.1), die das Verhältnis von Trägheits- zu Gravitationskräften beschreibt, klein gehalten, und die Modelldüsen für eine Reynoldszahl von ca. 80.000 ausgelegt.

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{g \cdot l}} \quad (5.2.1)$$

Ab $Re = 80.000$ steigt trotz einer weiteren Zunahme der Reynoldszahl der Einfluss der Reibung auf die Strömung nicht weiter an, und die Rohrreibungszahl ζ bleibt konstant (Moodydiagramm [TRU80]). Bei hohen Re-Zahlen wird ζ nach Prandtl bestimmt (5.2.2).

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta}} = 2,0 \lg(Re \sqrt{\zeta}) - 0,8 \quad (5.2.2)$$

Mit ausreichender Genauigkeit bestimmt sich die Rohrreibungszahl zu:

$$\zeta \approx 1,02(\lg \text{Re})^{-2,5} = 0,0172 \quad (5.2.3)$$

Die Düsen sind im strömungstechnischen Sinn glatt anzusehen und die Unebenheiten der Wände der polierten Modelldüsen (maximale Rauheitstiefe: 0,01mm) werden deutlich von der viskosen Unterschicht eingehüllt.

Turbulente Strömungen werden von zeitlichen und räumlichen Unregelmäßigkeiten geprägt. Einzelne Teilchen befinden sich auf ungeordneten Bahnen und folgen dabei einer Hauptströmungsrichtung, wie in diesem Falle von der Düsenkammer zum Düsenspritzloch. Hierbei dissipieren die in der turbulenten Strömung befindlichen Wirbel zu Wärme. Die sich überlagernden Wirbel zerfallen in immer kleinere Wirbel, bis nur noch eine Wärmebewegung übrig bleibt.

Bei den ermittelten Geschwindigkeiten \bar{u} und \bar{v} handelt es sich um die mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten, die das arithmetische Mittel aus n Messwerten der momentanen Strömungsgeschwindigkeiten u_i und v_i darstellen.

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n u_i \quad (5.2.4)$$

Bei den Mittelungen wird entweder zeitlich (Reynoldsmittelung) oder massengewichtig (Favremittelung) verfahren. Der Reynoldsche Ansatz beruht darauf, dass sich die momentane Strömungsgeschwindigkeit in Raumrichtung u aus der momentanen Schwankungsgeschwindigkeit u' und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} zusammensetzt.

$$u = \bar{u} + u' \quad v = \bar{v} + v' \quad w = \bar{w} + w' \quad (5.2.5)$$

Zur Mittelwertbestimmung einer Strömung muss folglich die gemittelte Schwankungsgeschwindigkeit die Bedingung $\bar{u}'=0$ erfüllen. Die Turbulenzintensität wird durch die mittleren Schwankungsgrößen $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$ beschrieben. Sind alle drei Intensitäten in einem Punkt gleich groß, so spricht man von einer isotropen Turbulenz, sind sie über jeden Strömungsquerschnitt konstant, von einer homogenen Turbulenz.

Eine geläufige Art die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten $\sqrt{\overline{u'^2}}, \sqrt{\overline{v'^2}}, \sqrt{\overline{w'^2}}$ darzustellen sind die so genannten r.m.s (root-mean-square) Intensitäten $u'_{\text{rms}}, v'_{\text{rms}}$ und w'_{rms} . Werden diese auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung bezogen, so erhält man den Turbulenzgrad Tu einer Strömung,

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} \quad (5.2.6)$$

oder allgemein ausgedrückt

$$Tu = \frac{\sqrt{1/3(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{\bar{u}} \quad (5.2.7)$$

Der Turbulenzgrad ist ein Maß für die Stärke eines Wirbels und gibt die mittlere zeitliche Geschwindigkeitsfluktuation an. Reynolds [REY74] gibt für Bereiche hinter feinmaschigen Gittern einen Turbulenzgrad von $Tu \approx 1\%$ an, bei Rohren in Wandnähe $Tu \approx 10\%$ und $Tu > 10\%$ bei turbulenten Freistrahlen.

In der Numerik hingegen wird stattdessen häufig die turbulente kinetische Energie tke pro Masseneinheit verwendet.

$$tke = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (5.2.8)$$

Da die Messungen zweidimensional durchgeführt wurden konnten ursprünglich nur die u und v -Komponenten der Geschwindigkeit berücksichtigt werden (Abbildung 5.2.2).

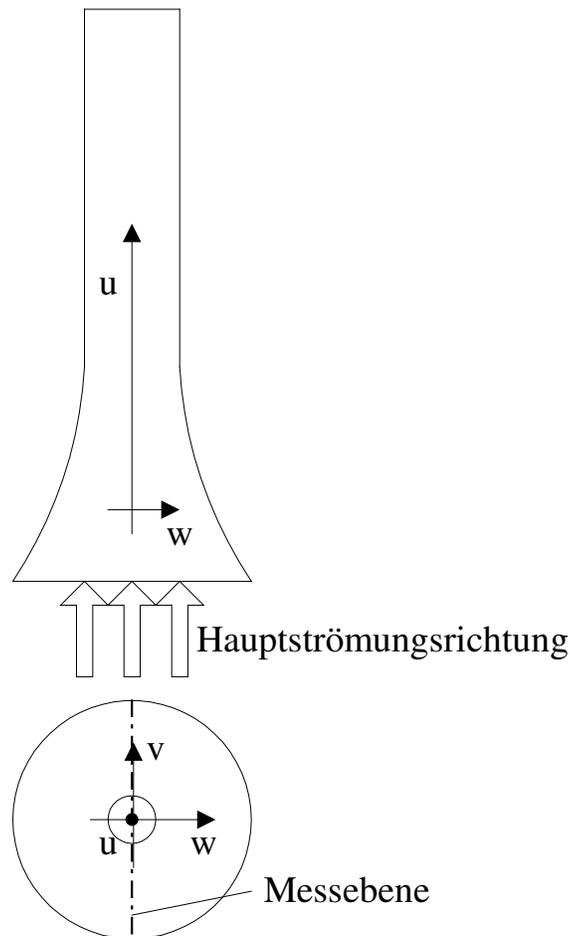


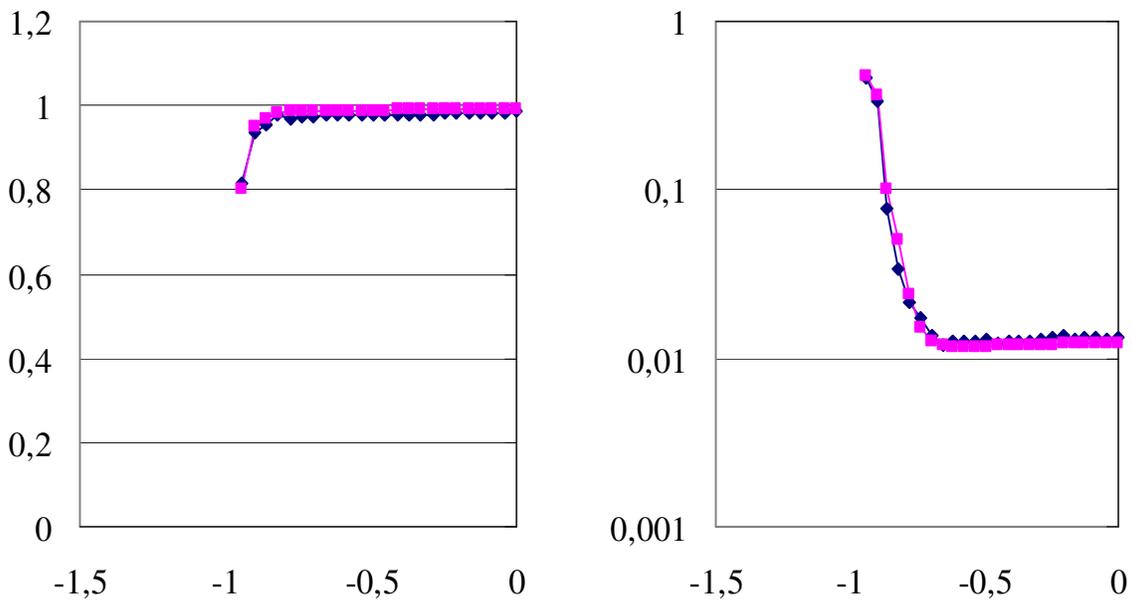
Abbildung 5.2.2: Darstellung des in der Düse verwendeten Koordinatensystem

Die mittlere Schwankungsgröße $\overline{w'^2}$ in w -Richtung wurde unter der Annahme von Isotropie in den rotationssymmetrischen Düsen der ähnlichen mittleren Schwankungsgröße $\overline{v'^2}$ in v -Richtung gleichgesetzt und konnte so in der turbulenten kinetischen Energie berücksichtigt werden.

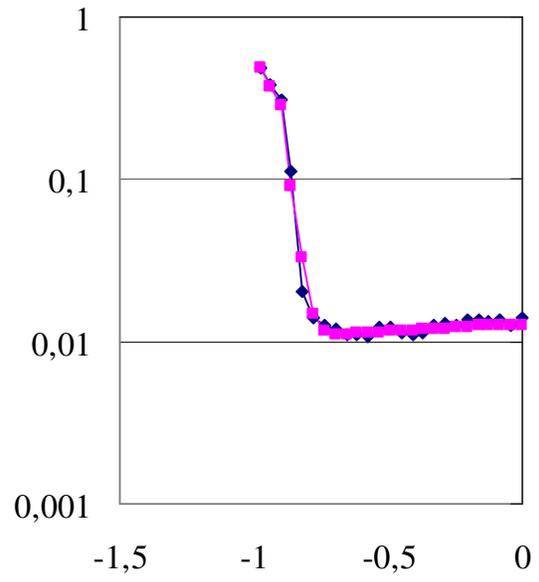
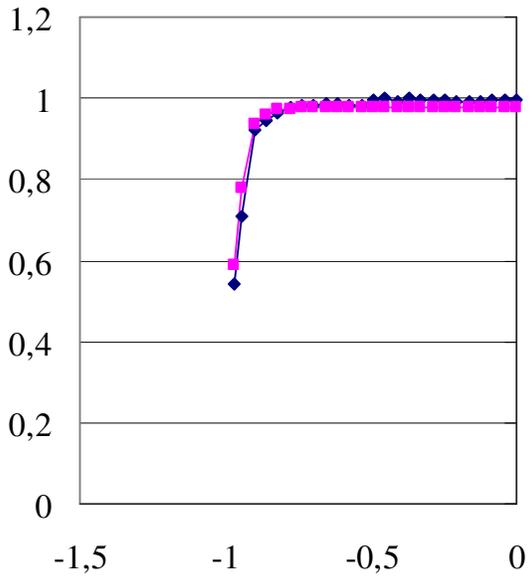
Aufgrund dieser Vorüberlegung konnten die in den Zerstäubungsversuchen eingesetzten Düsen in etwa 30-facher Vergrößerung aus Plexiglas gefertigt, und bei Verwendung eines Wasservolumenstroms von 3,5 l/s, was einer Strömungsgeschwindigkeit von 10m/s im Modelldüsen-spritzloch entspricht, mittels der LDA vermessen werden. Allerdings konnte aufgrund anlagenspezifischer Gegebenheiten bei den Strömungsuntersuchungen der Brechungsindex des Was-

sers nicht an den des Plexiglasses angepasst werden. Eine hohe und aussagekräftige Ergebnisrate erforderte deshalb eine sehr genaue und zeitaufwendige Justierung des Lasersystems und des Systems Düse-Wasserkanal. Die Koordinaten der einzelnen Messpunkte wurden nachträglich mit Hilfe einer Brechungskorrektur angepasst. Erst dann konnte eine ausreichend genaue Zuordnung der gemessenen und der gerechneten Punkte gewährleistet werden. Allerdings konnten die Messergebnisse im düsenwandnahen Bereich (0 bis ca. 0,3mm) aufgrund starker Reflexionen nicht verwendet werden. Dennoch ließen sich akzeptable Messungen noch innerhalb der turbulenten Grenzschicht realisieren. Abbildung 5.2.3 zeigt den Vergleich zwischen den Ergebnissen der LDA-Messungen und den Resultaten der numerischen Simulation für die nichtkavitierende Düse 2. Hierbei werden die Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung und der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie betrachtet. Die grauen Kurven entsprechen den Simulationsergebnissen, die schwarzen den experimentell ermittelten Daten. Die Vergleiche finden in einigen ausgewählten Entfernungen vom Düsenaustritt (15,6mm; 36,4mm; 57,2mm; 62,4mm und 75,9mm) statt.

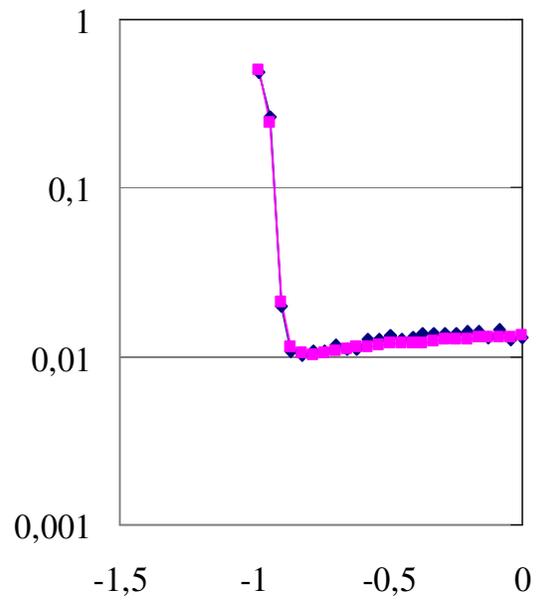
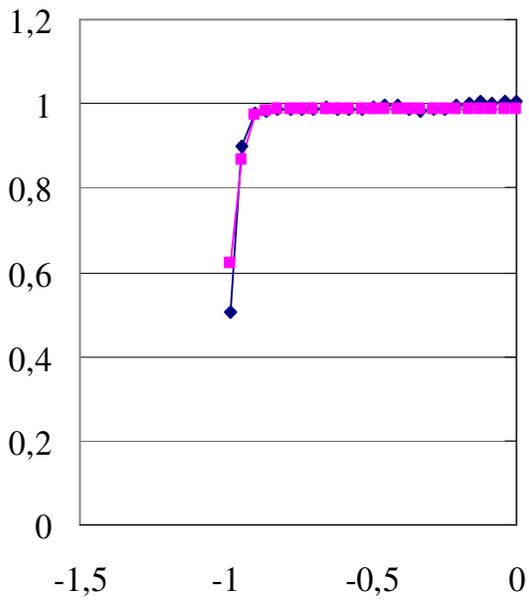
Messebene: -15,6mm



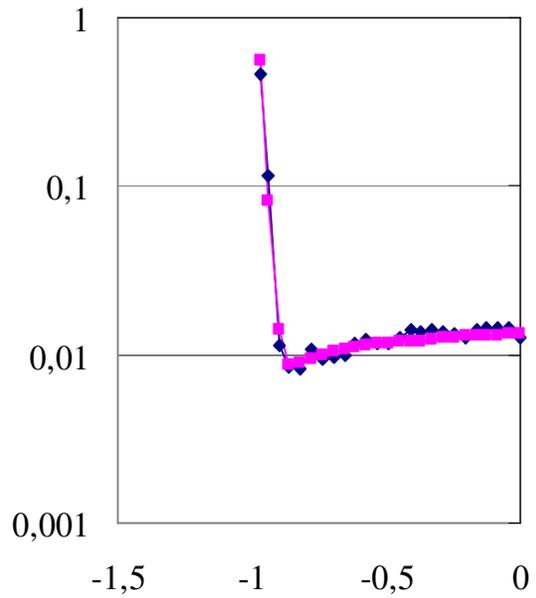
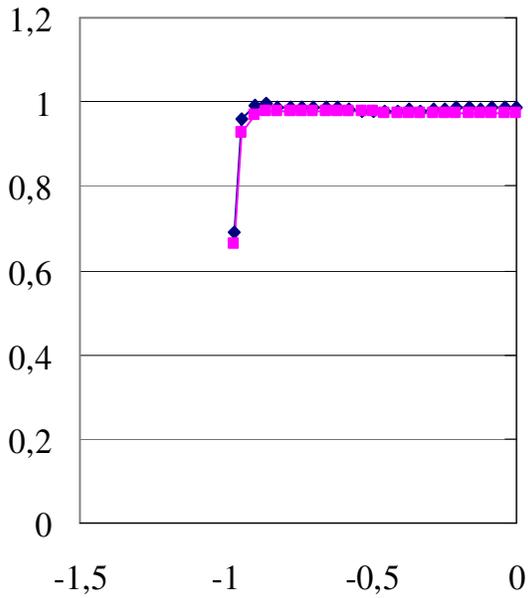
Messebene: -36,4mm



Messebene: -57,2mm



Messebene: -62,4mm



Messebene: -75,9mm

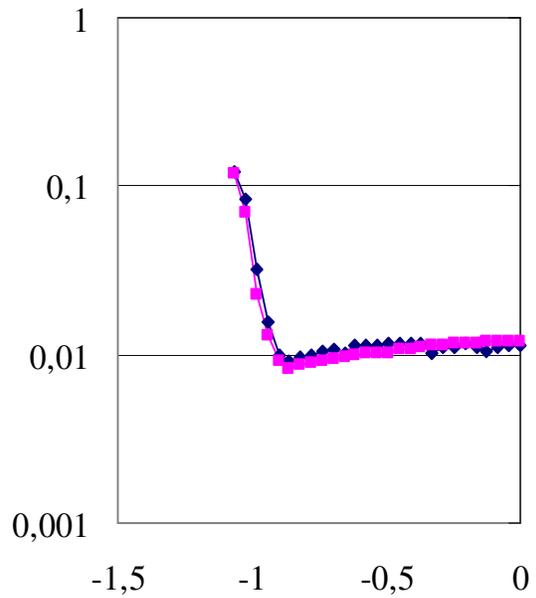
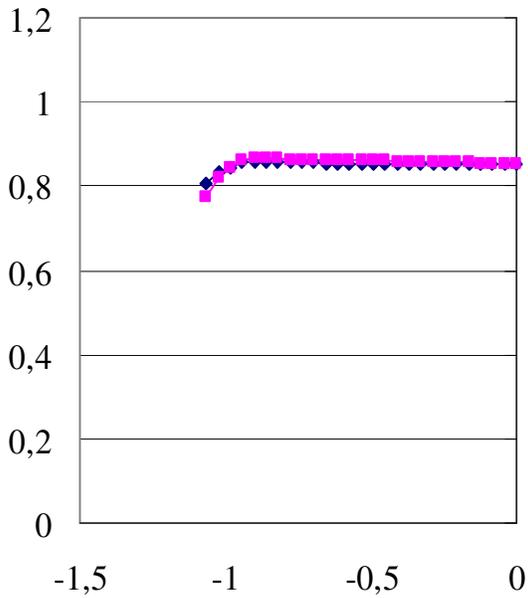


Abbildung 5.2.3: Vergleich der Ergebnisse aus Rechnung und Experiment zur Düseninnenströmung (Düse 2). links: dimensionslose Geschwindigkeit $[u/u_{\text{mittel}}]$; rechts: turbulente kinetische Energie $[m^2/s^2]$, jeweils über dem dimensionslosen Düsendurchmesser aufgetragen

Die gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsverläufe ist ein Indikator für die hohe Qualität der Simulation und lässt somit Aussagen über das Kavitationsverhalten der verschiedenen Düsen zu.

Abbildung 5.2.4 zeigt abschließend den gemessenen Turbulenzgradverlauf am Düsenaustritt. Da die Randbereiche in der Düse messtechnisch nur schwer erfassbar waren, ist der aussagekräftige Teil vergrößert dargestellt. Die Auswirkungen der unterschiedlichen Düsenlochlängen und Einlaufgeometrien bestätigen die erzielten Rechenergebnisse sehr gut (Abbildung 5.1.5). Die vorhergesagten Unterschiede des Turbulenzgrads im Strömungskern am Düsenaustritt wurden auch im Experiment gefunden.

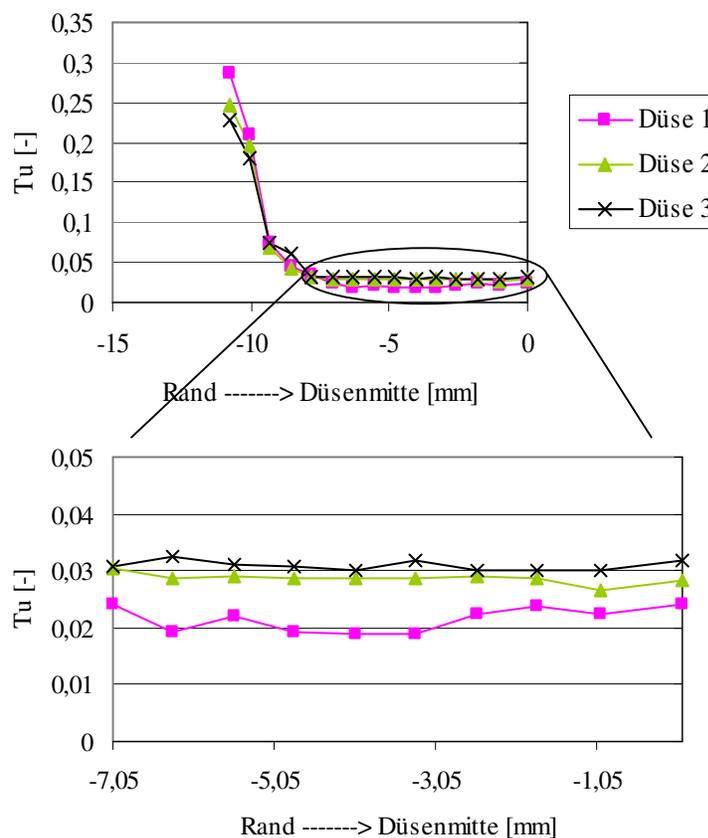


Abbildung 5.2.4: Verteilung des Turbulenzgrades am Düsenaustritt der verschiedenen Düsentypen (LDA-Messung)

Es kann davon ausgegangen werden, dass die Validierung der numerischen Ergebnisse hinsichtlich der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung für alle Düsentypen in der erforderlichen Tiefe gelungen ist. Besonders die Tendenz der verschiedenen Turbulenzstrukturen wird durch das Experiment bestätigt. Die Ergebnisse stimmen im Bereich des Düsenstritzloches und somit auch im rele-

vanten Bereich hinsichtlich der Strahl­turbulenz und Strömungsgeschwindigkeit sehr gut überein und es konnte eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment erreicht werden. Das Ziel, zwei Düsen mit unterschiedlicher Neigung zur Kavitation, aber gleichem Turbulenzniveau, sowie zwei Düsen ohne Kavitationsneigung mit unterschiedlichem Turbulenzniveau auszulegen, wurde geometrisch einfach erreicht.

6. Zerstäubungsuntersuchungen

Die Beschreibung und Auswertung der erzielten Ergebnisse ist in „makroskopische Strahlgrößen“ und „mikroskopische Strahlgrößen“ unterteilt. Die makroskopischen Messwerte beschreiben sowohl die zeitliche, als auch die örtliche Verteilung des Kraftstoffes in der Druckkammer. Hierbei liegt das Hauptaugenmerk auf der Betrachtung des gesamten Sprays in Abhängigkeit von der Fluidtemperatur, der Kammergastemperatur, des Düsentyps und dem Einmischverhalten des Strahles in die Umgebung, beschrieben durch sein Entrainment. Im Gegensatz zur für z.B. Brennverfahren sehr wichtigen räumlichen Verteilung des Fluids stehen die mikroskopischen Strahlgrößen eher für die Qualität und Güte der erzielten Zerstäubung. In diesem Abschnitt wird neben den Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten ebenfalls die Phasenverteilung behandelt.

6.1 Makroskopische Strahlgrößen

Bei der Betrachtung einer instationären Einspritzung z.B. in einen Motor, sind besonders die zeitliche Strahlausbreitung und Eindringtiefe in den Brennraum zu berücksichtigen. Hierbei ist die Düsenaustrittsgeschwindigkeit sehr wichtig, die sich theoretisch nach Bernoulli berechnen lässt. Dabei werden die Parameter Impuls, Druckverluste durch den Nadelhub oder die geometrischen Gegebenheiten durch einen Ausflusskoeffizienten C üblicherweise berücksichtigt. Ofner [OF02] untersuchte den Einfluss der Gasdichte und Gastemperatur auf Dieseleinspritzstrahlen, die mit einem Common-Rail-System erzeugt wurden. Dabei nimmt die Eindringtiefe mit jeweils zunehmender Gasdichte und Temperatur ab, was allerdings auch Rückschlüsse auf eine Verbesserung der Spraygüte zulässt. Die Aufbruchlänge des Strahles ist neben diesen Größen auch vom Düsendurchmesser, dem Verhältnis von Düsenlochlänge zu Düsendurchmesser l/d und der Strahlgeschwindigkeit abhängig [LEF89]. Sie ist als Strecke definiert, die der Strahl bis zur Zerstäubung benötigt und bestimmt die räumliche Verteilung des Fluids und die Gemischbildung mit. Alleine durch eine Erhöhung der Temperatur des Versuchsfluids n-Hexan ist unter gleichen Bedingungen eine Aufbruchlängenreduzierung von über 30% erzielbar. Leider lässt sich diese Erkenntnis aufgrund der extrem hohen Spraydichte am Düsenaustritt bei den durchgeführten Experimenten nicht belegen. Ein weiteres Indiz für die Gemischbildungsfähigkeit eines Strahles ist neben dem Strahlentrainment (Kapitel 6.1.2) der Strahlkegelwinkel. Gemeinsam mit der Eindringtiefe gibt er durch Winkelzunahme bei konstanter Einspritzmenge Auskunft über das

Volumenverhältnis von Gas und Flüssigkeitsphase, und somit über das Einmischverhalten. Er ist definiert als der Winkel zwischen zwei Geraden, die das Spray in einer definierten Entfernung (60-facher Düsenlochdurchmesser [LEF89]) jeweils am Strahlrand mit der Düsen Spitze verbinden. Eine optische Ermittlung ist allerdings aufgrund verschiedener störender Mechanismen wie z.B. der Strahlfluktuation sehr schwierig.

6.1.1 Allgemeine Strahlbetrachtungen

Die Ergebnisse zeigen den Einfluss der verschiedenen Kammertemperaturen (Umgebungstemperatur und $T_g=300^\circ\text{C}$) auf den Strahlzerfall unter Berücksichtigung der jeweiligen Düsentypen und Fluidtemperaturen. Die hohe Kammer-temperatur soll hierbei eine realitätsnahe ottomotorähnliche Versuchsbedingung simulieren, um den Effekt des überhitzten Einspritzens bei verändertem Wärmeübergang untersuchen zu können. Zuo et al. [ZUO01] verwendeten für ihre Untersuchungen der Spraystrukturen in einem GDI-Motor ebenfalls eine 300°C heiße Gasatmosphäre, in die sie Isooktan mit einem Vordruck von 4,8MPa einspritzten. Sie beschränkten sich auf die Integration der erzielten Daten in eine speziell entwickelte Simulationsoberfläche. Durch Verwendung der Schatten-technik und einer Nachbehandlung der Aufnahmen mit diversen Filtern konnten in dieser Arbeit auch Zonen mit sehr hoher Mischung der verschiedenen Fluide, besonders im Bereich des Strahlrandes und des optischen Strahlendes beobachtet werden. Die unterschiedlichen Grautöne stellen somit ein Maß für die Tropfendichte dar, wobei der hellere Anteil einer guten Durchmischung des Sprays und einem hohen Gasanteil entspricht, der dunklere auf eine hohe Tropfendichte schließen lässt. Die Einschränkung des optischen Messbereiches durch die Kammerfenster und eine starke notwendige Kammerspülung zur Vermeidung einer zu hohen Hexankonzentration im Umgebungsgas ließen keine exakten Spraykegelwinkelbestimmungen zu. Die Einschätzung der verschiedenen Spraykegelwinkel beruht somit auf einer qualitativ augenscheinlichen Bewertung.

Düse 1

Abbildung 6.1.1 stellt die Schattenaufnahmen für die kavitationsfreie und turbulenzarme Düse 1 für alle vier Fluidtemperaturen bei jeweils beiden Kammertemperaturen dar. Aufgrund diverser Probleme der Zuleitungen vom Reservoir des Umgebungsgases (Stickstoff) zur Versuchskammer konnte keine absolut homogene Gaszufuhr realisiert werden, was sich durch eine leichte Asymmetrie des Strahles in Düsennähe auszeichnet, aber die Messungen nicht beeinträchtigt.

Bei Umgebungstemperatur des eingespritzten Fluids (Abbildung 6.1.1 a, e) wird der Einfluss der Kammertemperatur offensichtlich. Da sich bei einer klassischen Zerstäubung die kleinen Tropfen eher am Sprayrand befinden, wirkt in der heißen Zelle der Spray schmaler. Dies deutet auf die geringe Aufheizzeit der Tröpfchen in der heißen Umgebung, und somit auf einen früh einsetzenden Verdampfungsprozess hin. Aber auch in der Strahlmitte am unteren Rand des Beobachtungsfensters fällt eine leichte Aufhellung des Strahles auf. Obwohl hier örtlich viele größere Tropfen sind, Windschatteneffekte auftreten und der Konzentrationskoeffizient niedrigerer ist, zeichnet sich bereits der positive Einfluss einer heißen Umgebung hinsichtlich des Verdampfungsverhaltens der Tropfen ab.

Der starke Einfluss der Kammertemperatur auf das Verdampfungsverhalten des Strahles zeigt sich ebenfalls bei einer Fluideinspritztemperatur von $T_1=150^\circ\text{C}$ (Abbildung 6.1.1 b, f). Bei einer niedrigen Kammertemperatur weisen die Spraybilder des n-Hexans im Vergleich zu den Aufnahmen mit $T_1=T_{Um}$ bereits auf einen etwas besseren Strahlzerfall hin, was sich auf die veränderten Stoffwerte zurückführen lässt. Das bessere Einmischverhalten von Gas und Flüssigkeit zeigt sich besonders am Sprayrand. Die Aufnahmen in der heißen Versuchskammer zeigen jedoch grundsätzlich einen deutlich höheren Gasanteil im Spray. Da die Kammertemperatur über der Siedetemperatur des Hexans liegt und das Fluid selber bereits heiß ist, verkürzt sich die Aufheizphase signifikant. Dies zeigt sich deutlich in dem abnehmenden Strahldurchmesser und der Aufhellung am unteren Strahlende. Ein hoher Anteil des Fluids ist hier bereits verdampft, ein Anzeichen für die bereits höhere Anzahl kleinerer Tröpfchen im Strahl verglichen zur Einspritzung des Fluids bei $T_1=T_{Um}$.

Dass bei einer Hexantemperatur von $T_1=210^\circ\text{C}$ (Abbildung 6.1.1 c, g) bereits überhitztes Einspritzen auftritt, zeigen die Aufnahmen der kalten Kammer deutlich. Bedingt durch die aktivierten Siedekeime und den einsetzenden Phasenübergang befinden sich im Strahl viele kleine Tropfen. Durch den sofort einsetzenden Verdampfungsvorgang ($T_1>T_{Siede}$) und die aufgrund thermodynamischer Fragmentierung früher einsetzende Zerstäubung ist der Strahl nun deutlich heller. Diese Transparenz lässt Rückschlüsse auf das Vorkommen vieler kleiner Tropfen, und durch die gute Mischung des Fluids mit dem Umgebungsgas auf einen hohen Gasanteil im Spray zu. Es fällt auf, dass der Spraykegelwinkel in einem Abstand vom Düsenaustritt, der in etwa dem 30-fachen Düsenlochdurchmesser entspricht, abnimmt. Dies lässt sich auf die am Strahlrand hohe Vorkommen kleinerer Tropfen durch das Flashing bzw. durch die mittlerweile verdampften Tropfen zurückführen. Der Einfluss der Verdampfung wird bei

Betrachtung des Sprays in der warmen Kammer zusätzlich verstärkt. Da man beim überhitzten Einspritzen davon ausgehen kann, dass die Tropfentemperatur immer noch über der Siedetemperatur liegt, kommt es an der Tropfenoberfläche sofort zu einer Verdampfung. Ist die Temperatur des Umgebungsgases ebenfalls höher als die Siedetemperatur der eingespritzten Flüssigkeit, so trägt sowohl die Energie der Umgebung, als auch die Energie aus dem Tropfeninneren zum Phasenübergang an der Tropfenoberfläche bei [ZUO01]. Die Tropfenverdampfung wird somit weiter beschleunigt und zeigt sich in einer weiteren Aufhellung des Sprays. Außerdem nimmt der Spraykegelwinkel noch signifikanter ab. Dies kann nun zwei Ursachen haben: Zum einen sind die Tropfen am Strahlrand komplett verdampft, zum anderen kann es durch die bereits im Strahl verdampften Tropfen zu einer starken Abkühlung der Gasphase im Spray kommen und somit zu einer Strahlkontraktion [OF02]. Diese Spraykegelwinkelabnahme wird aber erst in ausreichender Entfernung vom Düsenaustritt offensichtlich, da in Düsennähe durch das Flashing der Spraykegelwinkel zunimmt. Zusätzlich wird dadurch eine Turbulenz im Strahl induziert und es kommt zu einer weiteren Aufweitung des Strahles. Am Strahlende innerhalb des Beobachtungsfenster fällt bereits eine sehr starke Transparenz des Strahles auf, was bereits erste Rückschlüsse auf die abnehmende Eindringtiefe des Flüssigkeitsanteils des Sprays zulässt.

Beim Erreichen der überkritischen Fluidtemperatur in der Düse (Abbildung 6.1.1 d, h) und dem daraus resultierenden höheren Überhitzungsgrad fällt unabhängig von der Kammertemperatur der sehr hohe Gasanteil des Strahls auf und deutet auf ein sehr tiefes Eindringen der Zerstäubungsflüssigkeit ins Zweiphasengebiet durch die Expansion in der Düse hin (Abbildung 3.3.1). Es kommt zu einer abnehmenden Spraypenetration des Flüssigkeitsanteils in die Versuchskammer. Dieses Phänomen stellten auch Oza et al. [OZ93] fest. Aufgrund der hohen Fluidtemperatur, der thermodynamischen Fragmentierung und damit verbundenen deutlich kleineren Tropfengrößen im Spray ist der flüssige Anteil größtenteils kurz nach dem Verlassen der Düse verdampft. Der Einfluss der Umgebungstemperatur scheint vernachlässigbar zu sein.

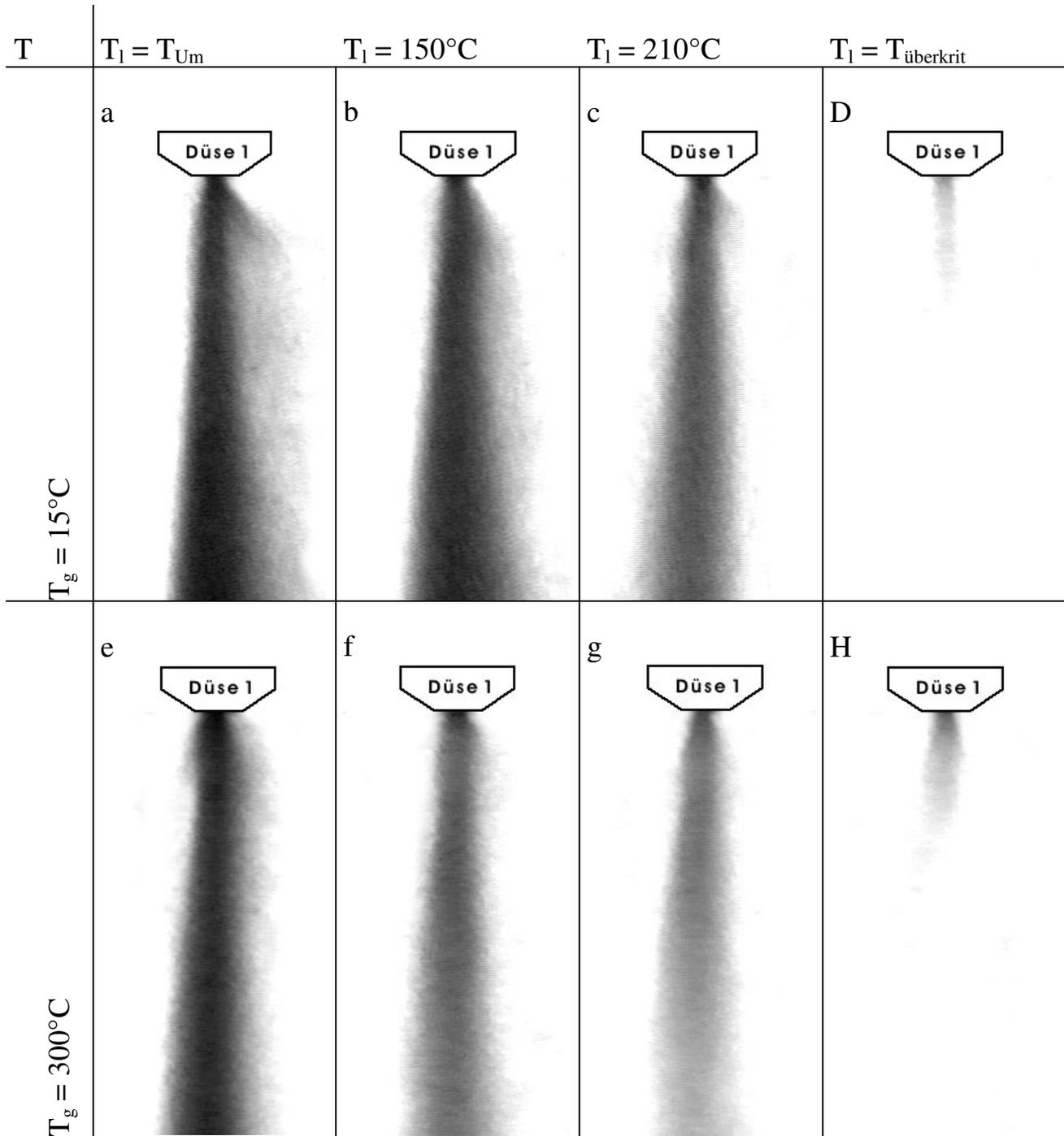
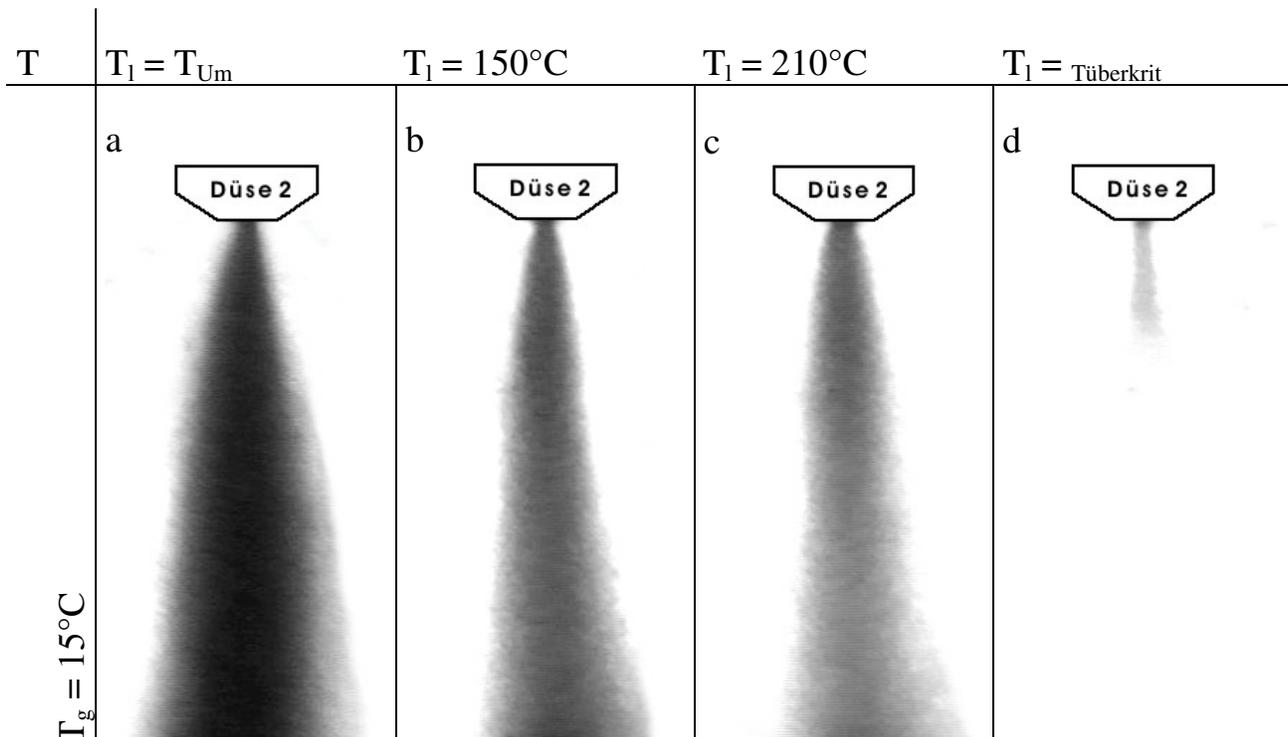


Abbildung 6.1.1: Schattenaufnahmen der Düse 1 in kalter und heißer Versuchskammer

Düse 2

Im Vergleich zur Düse 1 fällt bei Betrachtung der Aufnahmen des mit der Düse 2 erzeugten Sprays in der unbeheizten Kammer nahezu keine Änderungen auf. Bei den beiden niedrigen Fluidtemperaturen (Abbildung 6.1.2 a und Abbildung 6.1.2 b) zeigt sich jeweils ein leicht helleres Bild und der Spraykegelwinkel scheint sich etwas aufzuweiten. Dies sind Indikatoren für den zwar schwachen, aber positiven Einfluss der höheren Turbulenzstruktur am Düsenaustritt hinsichtlich einer besseren Zerstäubung und eines daraus resultierenden optimierten Einmischverhaltens des Strahls in seine Umgebung. Dieser Einfluss der Turbulenz ist bei einer Fluidtemperatur von 210°C (Abbildung 6.1.2 c) kaum noch offensichtlich und im überkritischen Bereich (Abbildung 6.1.2 d) nicht mehr erkennbar. Ein ähnliches Bild zeigen die Versuche mit einer hohen Kammertemperatur. Die Aufnahmen bei Umgebungstemperatur und 150°C des Hexans (Abbildung 6.1.2 e und (Abbildung 6.1.2 f) weisen einen leicht helleren und etwas weiteren Spraykegel durch den höheren Turbulenzgrad auf. Bei 210°C (Abbildung 6.1.2 g) entspricht die Helligkeit und Transparenz stark der Aufnahme unter gleichen Bedingungen der Düse 1. Im überkritischen Zustand (Abbildung 6.1.2 h) nimmt die Eindringtiefe des Strahles mit zunehmender Kammertemperatur ab, der Einfluss des Düsentyps ist nicht mehr offensichtlich.



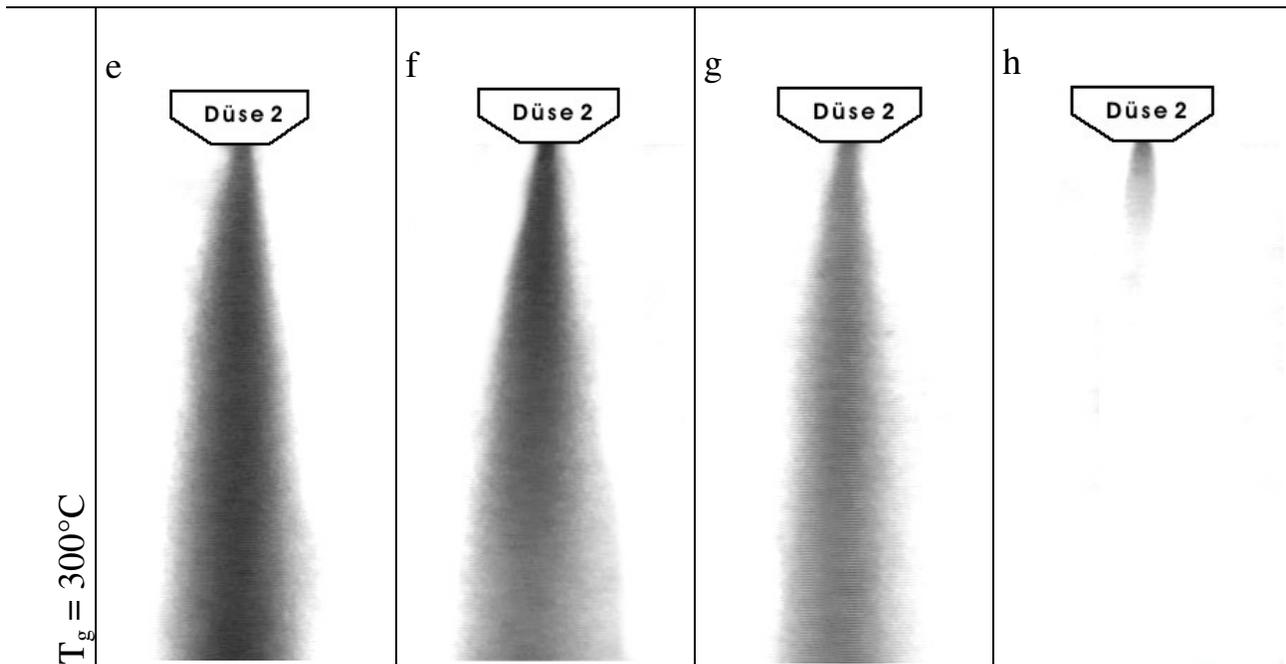


Abbildung 6.1.2: Schattenaufnahmen Düse 2 in kalter und heißer Versuchskammer

Düse 3

Bei Verwendung der Düse 3 spiegelt sich die zusätzlich auftretende Kavitation gemeinsam mit dem höheren Turbulenzgrad am Düsenaustritt bei Betrachtung der beiden kälteren Fluidtemperaturen (Abbildung 6.1.3 a, e und Abbildung 6.1.3 b, f) schwach wieder. Der Spraykegel wirkt am breitesten und am hellsten von allen drei Düsen. Bei diesen beiden Fluidtemperaturen nimmt, wie bei den anderen Düsentypen auch, der Einfluss der Düsen auf das Zerfallsbild in der heißen Kammer stark ab. Der Spraykegelwinkel nimmt aufgrund der kleineren Tropfen und der höheren Verdampfungsrate besonders am Strahlrand wieder deutlich ab. Ebenso zeigt sich bei einer Fluidtemperatur von 210°C (Abbildung 6.1.3 c, g) der Einfluss des überhitzten Einspritzens und des einsetzenden Phasenübergangs. Unabhängig von den Umgebungsbedingungen in der Kammer ist der Einfluss der verschiedenen Düsen bei dieser Fluidtemperatur auf das Spraybild wiederum relativ gering. Da sich die Sprays der Düse 2 und Düse 3 aber optisch stärker ähneln, scheint der Strahlzerfall bei $T_1=210^\circ\text{C}$ weniger von der Kavitation in der Düse beeinflusst zu werden. Die Aufnahmen mit dem vor Einspritzbeginn überkritischen Versuchsfluid (Abbildung 6.1.3 d, h) sind mit denen der anderen Düsen in Abhängigkeit von der Kammertemperatur nahezu identisch.

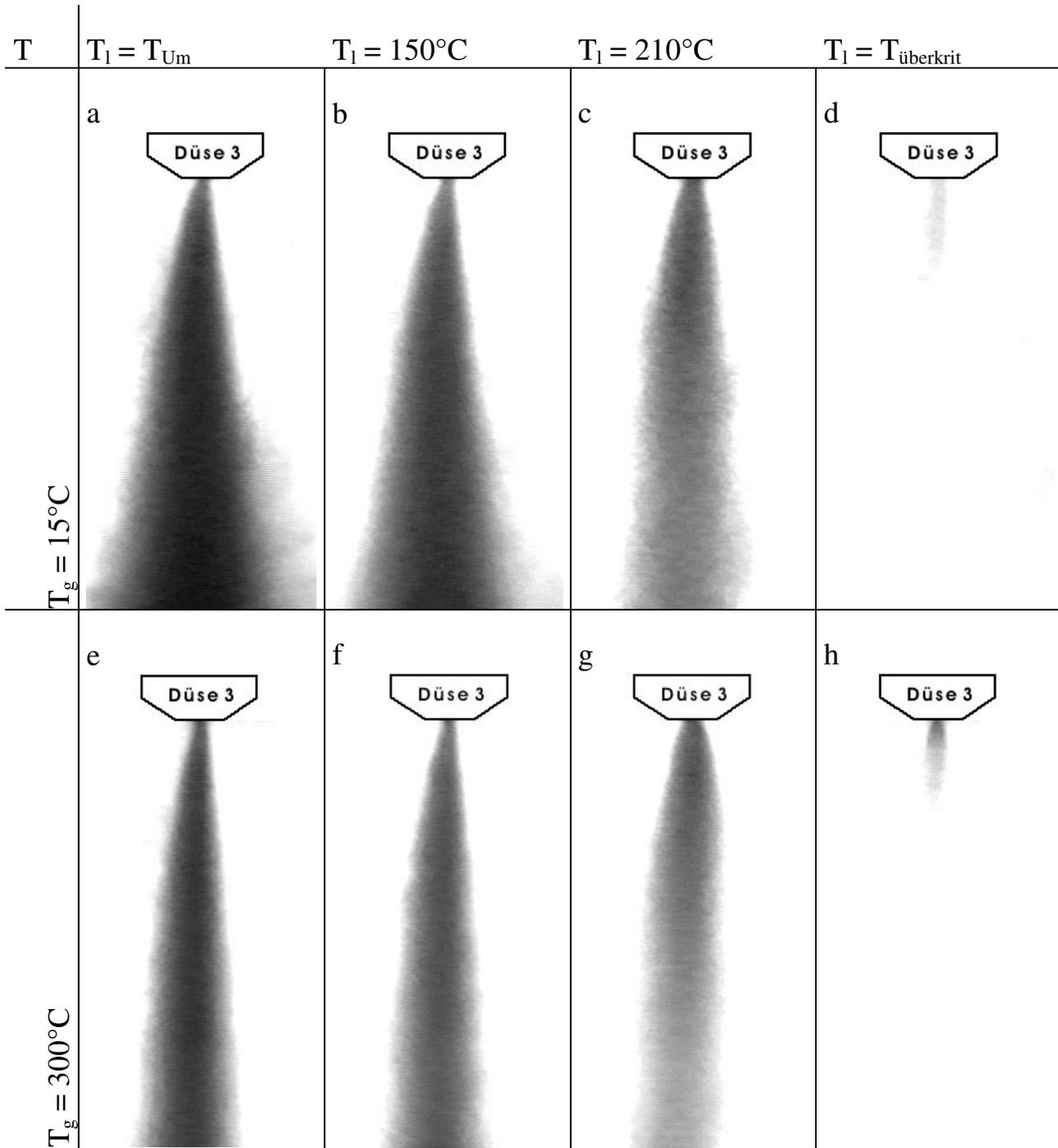


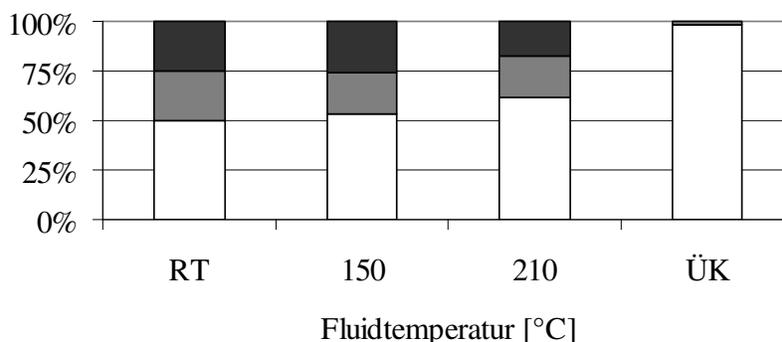
Abbildung 6.1.3: Schattenaufnahmen Düse 3 in kalter und heißer Versuchskammer

Zusammenfassend lässt sich ein sehr starker Einfluss der Umgebungsbedingungen in der Kammer und der Fluidtemperatur vor dem Einspritzen auf den Strahlzerfall feststellen. Abbildung 6.1.4 zeigt die Gegenüberstellung der er-

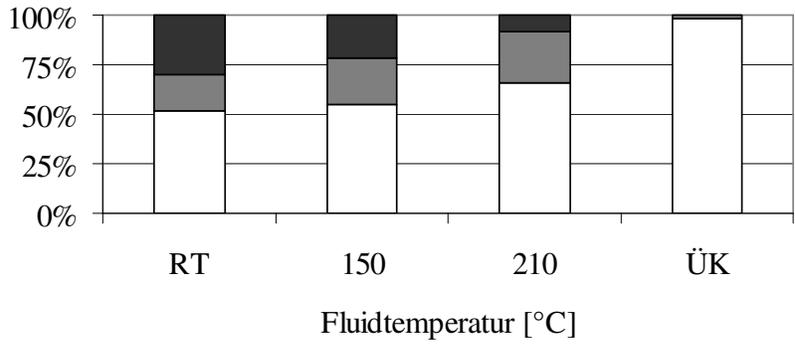
zielten Messwerte in Abhängigkeit von Kammertemperatur, Einspritztemperatur und Düsentyp. Anhand der verwendeten Graustufen ist mit zunehmender Fluidtemperatur ein „heller“ werdendes Spray offensichtlich. Während nahezu unabhängig vom Düsencharakter mit zunehmender Einspritztemperatur bis zu $T_1=150^\circ\text{C}$ der Grauanteil aufgrund der leicht verbesserten Zerstäubung durch die geänderten Stoffwerte ansteigt, ist ein deutlicher Sprung ab einer Fluidtemperatur von 210°C zu verzeichnen. Der bereits einsetzende Phasenübergang und die aufgrund des überhitzten Einspritzens verstärkte Siedekeimaktivierung, sowie das erhöhte Blasenwachstum zeigt sich anhand der heller werdenden Strahlen. Abnehmende Tropfengrößen und eine kürzere Verdampfungszeit sind die Folge. Dieser verbesserte Strahlzerfall wird besonders am Strahlrand und in genügend großem Abstand vom Düsenaustritt auch in der Strahlmitte offensichtlich. Durch eine weitere Überhitzung des eingespritzten n-Hexans wird der Phasenübergang weiter verstärkt. Der Dampfanteil steigt nochmals stark an.

Bei allen Fluidtemperaturen werden die eben beschriebenen Phänomene durch Verwendung einer hohen Gastemperatur in der Versuchskammer deutlich verstärkt. Alleine durch die Erwärmung des Fluids wird die Aufheizdauer der einzelnen Tröpfchen bis zum Erreichen des stationären Verdampfungszustandes verkürzt. Durch Einbringung der Energie der Strahlumgebung auf die Tropfenoberfläche wird der Verdampfungsprozess noch zusätzlich stark beschleunigt. Dies wird bei Betrachtung der beiden unteren Fluidtemperaturstufen besonders durch die Zunahme des Weißanteils offensichtlich, der sich auf die verdampften Tropfen speziell am Strahlrand zurückführen lässt. Bei der überhitzten Einspritzung steigt eher der Grauanteil an. Dies ist ein Indiz für das heller werden des Sprays durch den deutlich im gesamten Strahl ansteigenden Gasgehalt. Die Aufnahmen der überkritischen Einspritzung weisen unabhängig von der Kammertemperatur auf einen sehr hohen Dampfanteil hin.

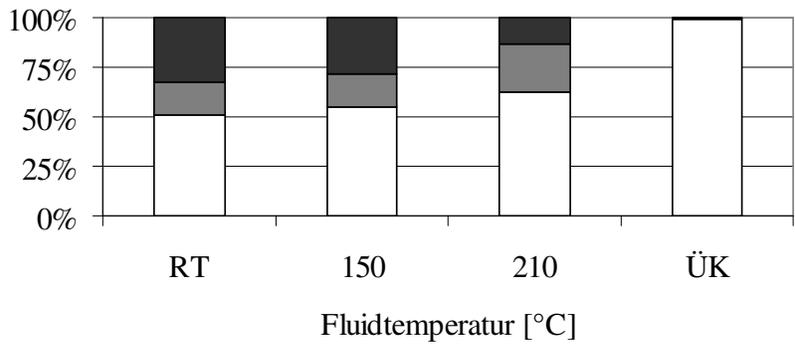
Düse 1 - kalte Versuchskammer



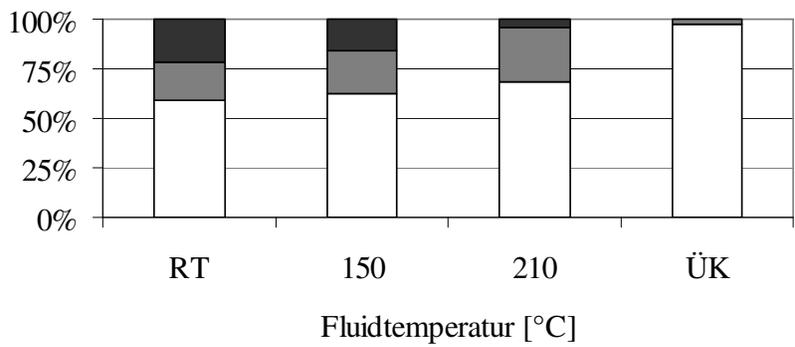
Düse 2 - kalte Versuchskammer



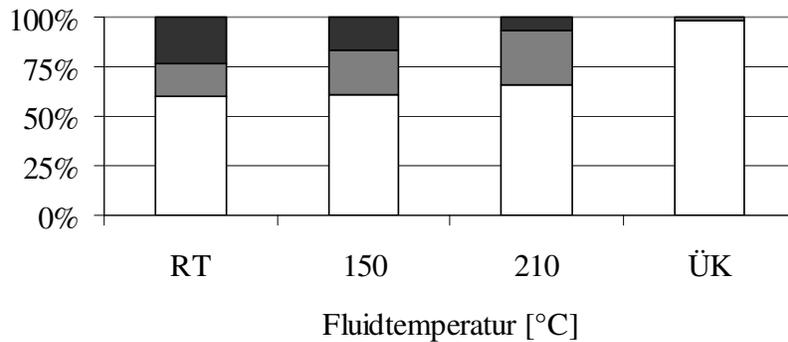
Düse 3 - kalte Versuchskammer



Düse 1 - heiße Versuchskammer



Düse 2 - heiße Versuchskammer



Düse 3 - heiße Versuchskammer

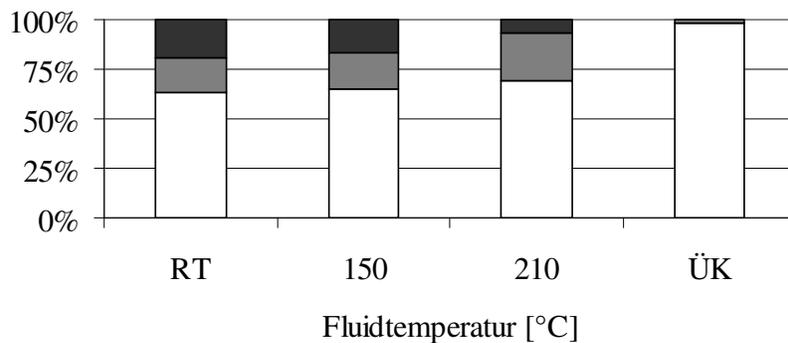
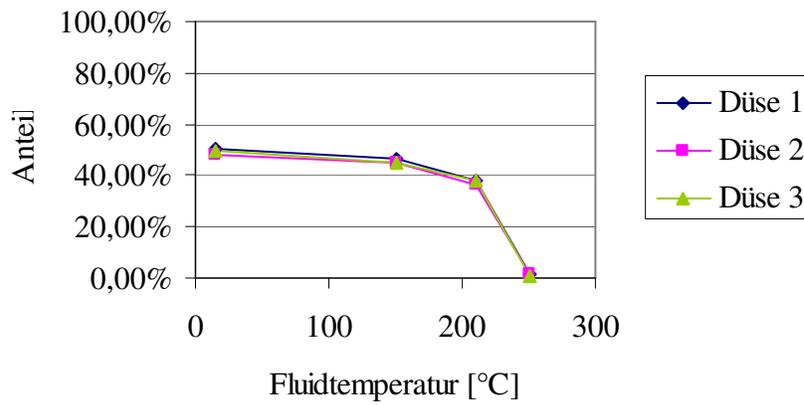


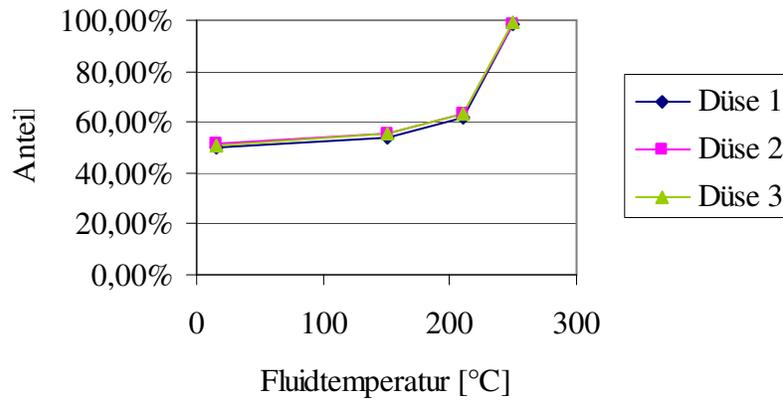
Abbildung 6.1.4: Vergleich der Pixelanteile des Sprays (weiß/ grau/ schwarz) bei unterschiedlichen Fluid- und Gastemperaturen in Abhängigkeit von den verschiedenen Düsen

Es ist offensichtlich, dass der Einfluss der Düsen auf den Strahlzerfall und der daraus resultierenden räumlichen Verteilung bzw. der Phasenverteilung im Vergleich zu den anderen Betriebsparametern wie der Zunahme der Kammer- temperatur und der Fluidtemperatur sehr gering ist. Mit zunehmender Fluidtemperatur wird der abnehmende Einfluss der Kavitation und Turbulenz in der Düse offensichtlich. Abbildung 6.1.5 zeigt für die verschiedenen Düsen die jeweiligen weißen bzw. nicht weißen Anteile. Die Einwirkung von Turbulenz bzw. Turbulenz und Kavitation in der Düse auf das Spraybild ist deutlich geringer als der Einfluss der thermodynamischen Komponente.

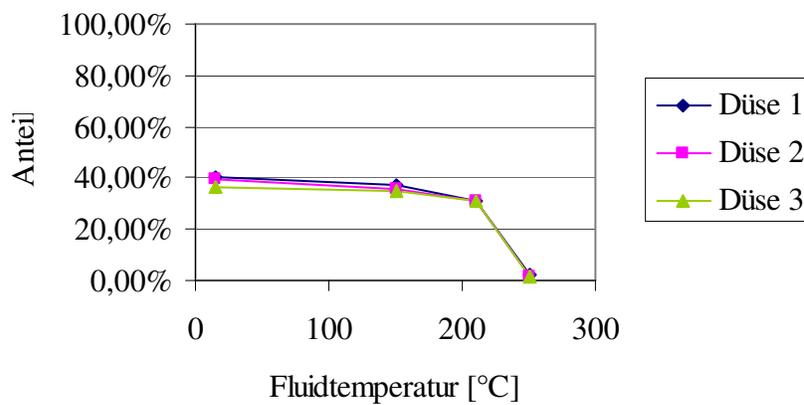
Grauantteile der Sprays in kalter Umgebung



Weißanteile der Sprays in kalter Umgebung



Grauantteile der Sprays in heißer Umgebung



Weißanteile der Sprays in heißer Umgebung

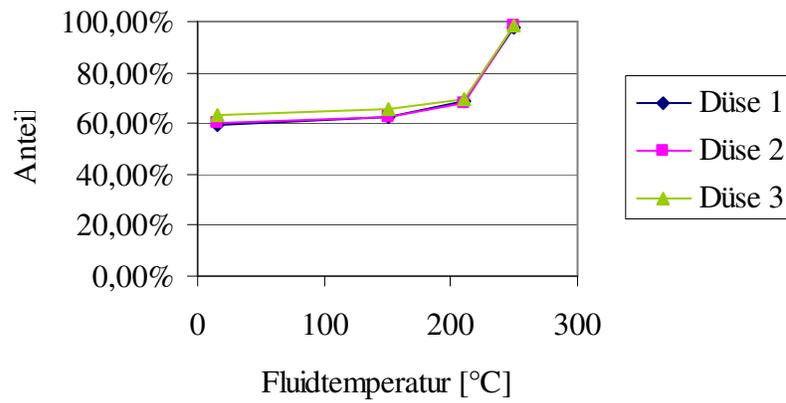


Abbildung 6.1.5: Die verschiedenen Weiß- und Nichtweißanteile der Spraybilder in Abhängigkeit der verschiedenen Düsen

6.1.2 Entrainment

Die Mischung zwischen der zerstäubten Flüssigkeit und ihrer Umgebung bzw. die Fähigkeit eines Sprays in der Scherschicht mit dem Umgebungsgas ein Gemisch zu bilden, ist beim Einsatz von Zerstäubern in technischen Prozessen von besonderer Bedeutung. Aus diesem Grund wurde das Entrainment von Luft durch die Dynamik des Strahls in der Vergangenheit bereits häufig untersucht. Das Strahleintrainment oder das Mitreißen des Umgebungsmediums durch die flüssige Phase ist das Ergebnis einer Impulsübertragung von Flüssigkeitstropfen oder allgemein vom Zerstäubungsmedium auf das Umgebungsgas eines Sprays. Ein veranschaulichendes Beispiel für das Entrainment liefert eine Dusche, die den Duschvorhang „ansaugt“.

Viele Arbeiten befassen sich mit dem Einfluss verschiedener Sprayparameter am Düsenaustritt auf das Entrainment [SU97], [FO83]. So erzielten Nakakita et al. [NAK94] bei der Optimierung einer Hochdruckeinspritzanlage eines Dieselmotors durch die Verwendung kleinerer Düsendurchmesser die besten Resultate in Hinblick auf Zerstäubung und Strahleintrainment. Wang und Hong untersuchten detailliert das düsennahe Umfeld eines Sprays, speziell das von Hohlkegeldüsen [WAN91]. Das Strömungsfeld nach der Düse unterteilten sie dabei in drei verschiedene Bereiche. Dies sind Zonen des Luftentrainments mit negativer radialer Geschwindigkeit, Zonen mit positiver Geschwindigkeit und die Rezirkulationszone nahe der Düse. Evans et al. [EV96] unterscheiden ebenfalls verschiedene Strahlbereiche. Sie differenzieren hierbei zwischen dem Bereich des 3-5fachen Düsendurchmesserabstands (Mischregion) von der Düse, und dem daran anschließenden Bereich bis zum ausgebildeten Spray. Den Einfluss des Einspritzdruckes und der Umgebungsgasdichte auf den Durchmesser der Tropfen und das Ansaugverhalten des Strahles bei Drücken zwischen 55 und 133Mpa untersuchten Yamane et al. [YAMA94]. Sie stellten fest, dass sich bei hohem Druck und hoher Dichte ein Maximum für die Entrainmentrate ergibt. MacGregor [MAC91] stellte einen Anstieg der Entrainmentrate mit abnehmender Tropfengröße und zunehmendem Massendurchsatzes.

6.1.2.1 Globales Entrainment

Ricou und Spalding [RIC60] untersuchten mit einem ähnlich dem in dieser Arbeit eingesetzten Versuchsaufbau das globale Entrainment der luftunterstützten Zerstäubung und stellten einen Einfluss der Reynoldszahl nur bis $Re=25.000$ fest. Einen ähnlichen Versuchsaufbau verwendeten Bush und Sojka

[BU93] und stellten eine starke Ähnlichkeit des Entrainmentverhaltens eines Sprays mit dem einphasiger Fluide fest. Die Entrainmentrate steigt dabei linear mit dem dimensionslosen Abstand von der Düse an. Der Impuls der Tropfen auf das Umgebungsgas ist stark abhängig vom Gasanteil im Spray, der Viskosität der Flüssigkeit und nicht signifikant abhängig von der Oberflächenspannung. Zusätzlich wurde ein großer Einfluss des Düsensdesigns und des Betriebsmodus der Düse festgestellt.

Wenn der Messblendenabstand x von der Düse definiert und bekannt ist, lässt sich die Entrainmentkonstante K für den eingesaugten Massenstrom durch nachfolgende Gleichung berechnen.

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_l} = K \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{d_0} \right) \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,5} \quad (6.1.1)$$

Dabei bewegt sich K üblicherweise zwischen $K=0$ (Flüssigkeitsstrahl ohne Zerfall) und $K=0,32$ (reine Gasströmung).

Bei Betrachtung der erzielten Messergebnisse (Abbildung 6.1.6) werden die Einflüsse verschiedener Parameter auf das Entrainment offensichtlich. Es zeigt sich die Abhängigkeit des globalen Entrainments von der Fluidtemperatur und den drei verschiedenen Düsentypen.

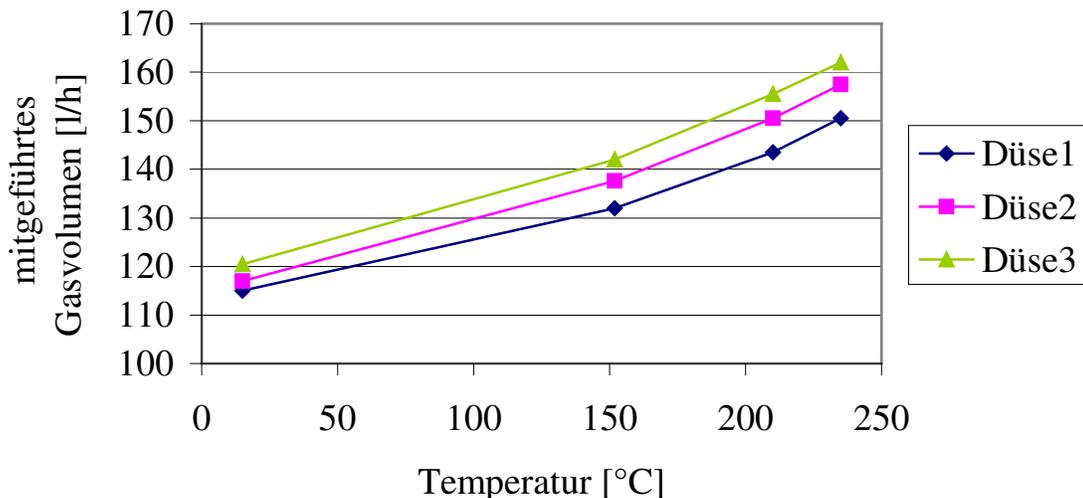


Abbildung 6.1.6: Entrainmentverlauf bei unterschiedlichen Fluidtemperaturen und Düsenskonfigurationen

Da, wie bereits erwähnt, die Ergebnisse der Entrainmentmessungen stark vom Abstand der Messblende vom Düsenaustritt abhängig sind [EV96], [BU93], wurden die Messungen jeweils in einem konstanten Abstand von 32mm von der Düse durchgeführt, was dem ca. 50fachen Lochdüsendurchmesser entspricht.

Einer der Haupteinflussparameter auf die Entrainmentrate ist offensichtlich die Fluidtemperatur und die daraus resultierende Tropfendurchmesserabnahme bzw. die abnehmende Fluidviskosität. Mit abnehmendem Tropfendurchmesser steigt das Entrainment an [MAC91], was durch die PDA-Messungen (Kap. 6.2.1) in dieser Arbeit bestätigt wird. Dies zeigt sich schon bei einer Temperaturerhöhung des Fluids vor Einspritzbeginn von $T_1=T_{Um}$ auf $T_1=150^\circ\text{C}$. Bedingt durch die schwach abnehmende Tröpfchengröße ist bereits ein Anstieg des Entrainments offensichtlich (Abbildung 6.1.6). Der Einfluss der Reynoldszahl auf das Entrainment ist in diesem Fall vernachlässigbar, da die Versuche in einem Reynoldszahlenbereich > 80.000 stattfanden und somit deutlich über dem Grenzwert von 25.000 liegt [MAC91]. Es zeigt sich der positive Einfluss der Fluiderwärmung auf das Entrainment bei ansonsten gleichen Versuchsbedingungen. Beim Überschreiten der Fluidtemperatur von 150°C fällt ein zusätzlicher Anstieg des Entrainments auf. In diesem Fall wird der Strahlzerfall durch die Siedekeimaktivierung und den einsetzenden Phasenübergang stark verbessert und die Interaktion mit der Umgebung wird weiter gefördert. Der Übergang des Fluids ins Zweiphasengebiet beim Verlassen der Düse wird beim Erreichen des überkritischen Zustandes des n-Hexans und somit eines höheren Überhitzungsgrades durch einen weiteren Anstieg der Entrainmentrate offensichtlich. Dies ist ein Indikator für den hohen Gasanteil im Spray, der durch eine Vorwärmung des Fluids in den überkritischen Zustand noch deutlich forciert wird. Die Anzahl der aktivierten Siedekeime steigt weiter an und durch das thermische Ungleichgewicht wachsen die Blasen noch schneller. Die Zerstäubung setzt früher ein und der Phasenübergang wird beschleunigt. Dies entspricht der bekannten Tatsache, dass das Entrainmentverhalten eines Gasstrahles deutlich stärker als das eines herkömmlichen Sprays ist und somit das Einmischverhalten von Umgebungsgas und Strahl verbessert. Zusätzlich wird durch die Produktion kleinerer Tropfen der effektive Impulstransfer zwischen Fluid und Gas gesteigert. Dies ist ein deutlicher Indikator für eine ansteigende Zerstäubungsqualität, die sich in einer ansteigenden Entrainmentkonstante K widerspiegelt.

Beim Vergleich der Ergebnisse der drei Düsen (Abbildung 6.1.6) wird eine Abhängigkeit der Entrainmentrate vom Düsentyp sichtbar. Die kavitierende und turbulenter Düse 3 und die turbulenter kavitationsfreie Düse 2 zeigen ein hö-

heres Entrainment im Vergleich zu der schwächer turbulenten Düse 1. Dies lässt auf eine leichte Abhängigkeit der Tropfengrößen vom jeweiligen Düsentyp schließen. Die Entrainmentrate der Düse 1 bei überkritischer Fluidtemperatur liegt etwa im Bereich der kavitierenden und turbulenten Düse 3 bei einer Temperatur des Fluids von 150°C, und zeigt den starken Effekt des Flashings. Bei der Betrachtung der Düsen 2 und 3 wird der Einfluss der Kavitation in der Düse hinsichtlich der höheren Entrainmentmenge besonders bei höheren Fluidtemperaturen offensichtlich, da das Turbulenzniveaus beider Düsen sehr ähnlich ist. Der Einfluss der Strahl-turbulenz ist erkennbar.

Bei Betrachtung des globalen Entrainments zeigt sich, dass alleine durch eine leichte Erhöhung der Fluidtemperatur die Entrainmentrate gesteigert und durch einen Übergang des Fluids ins Zweiphasengebiet und einer verstärkten Siedekeimaktivierung deutlich verbessert werden kann. Der Düsencharakter hat einen deutlich geringeren Einfluss auf die Entrainmentrate als die thermodynamischen Effekte. Die nachfolgende Betrachtung des lokalen Entrainments (Kap 6.2.1) belegt dies.

6.1.2.2 Lokales Entrainment

Zur Ergänzung und Bestätigung der Ergebnisse der globalen Entrainmentuntersuchungen wurde das lokale Entrainment mittels der Partikel Image Velocimetry (PIV) untersucht. Die dargestellten Ergebnisse der Strömungsfelder durch Vektoren und Stromlinien basieren auf dem statistischen Mittel von jeweils ca. 100 Einzelaufnahmen. Die Vektorenlängen sind hierbei repräsentativ für den Geschwindigkeitsbetrag. Düse, Spray und Messblende sind in den Abbildungen jeweils grau dargestellt.

Düse 1

Bei der Erhöhung der Fluidtemperatur von Umgebungsbedingungen (Abbildung 6.1.7 a, b) auf 150°C (Abbildung 6.1.8 a, b) sind nur geringe Änderungen erkennbar. Eine schwache Geschwindigkeitszunahme des Umgebungsgases in der Mitte des betrachteten Spraybereiches, sowie eine leichte Ausrichtung der Vektoren hin zum Düsenaustritt sind erkennbar. Das lokale Entrainment nimmt leicht zu. Bei einer Temperaturerhöhung des n-Hexans auf 210°C (Abbildung 6.1.9 a, b) steigt das Entrainment deutlich an. Jedoch erfolgt dieser Anstieg des Entrainments nicht mehr nur im mittleren Teil des Sprays sondern auch am Düsenaustritt. Diese Beobachtung zeigt, dass der nun bereits beginnende Übergang in das Zweiphasengebiet des Fluids bzw. die erhöhte Siedekeimaktivierung zu einem starken Einfluss auf das Entrainment unmittelbar nach dem Verlassen der

Düse und somit auf das gesamte Spray führt. Die Interaktion des Zerstäubungsmediums mit dem Umgebungsgas setzt durch die bereits nach dem Verlassen der Düse einsetzende Verdampfung deutlich früher und ausgeprägter ein. Zusätzlich werden durch den früher einsetzenden Strahlzerfall kleinere Tropfen erzielt, welche früher und schneller verdampfen. Die Umgebungsgasgeschwindigkeit in Spraynähe nimmt in diesem Fall auch unterhalb der Düsenöffnung signifikant zu. Ein noch größerer Anstieg der Entrainmentrate findet jedoch beim Erreichen überkritischer n-Hexantemperaturen und somit bei der überkritischen Zerstäubung statt (Abbildung 6.1.10 a, b). Das vom Entrainment beeinflusste Gebiet hat sich jetzt im gesamten Beobachtungsbereich der Versuchskammer verteilt (Abflachung der Stromlinien in den weiter entfernten Bereichen des beobachteten Ausschnittes) und fällt besonders stark in Strahlnähe auf. Dies ist ein Zeichen für eine starke Zunahme des Entrainments durch den nun sehr hohen Gasgehalt im Spray. Wie groß der Einfluss des überkritischen Sprays auf die Umgebung wirklich ist kann nur erahnt werden, da die Kammer wie bereits erwähnt in Sprayachsenrichtung relativ stark durchspült wird und dies den Effekt eher abschwächt.

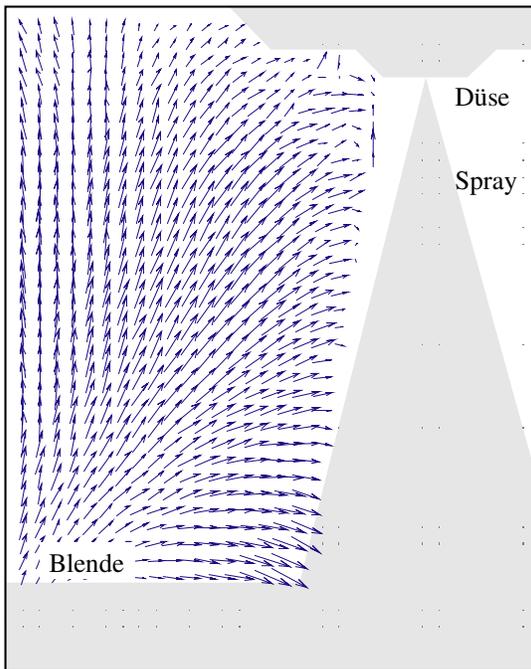


Abb. 6.1.7 a: Vektoren: Düse 1,
 $T_1 = T_{Um}$



Abb. 6.1.7 b: Stromlinien: Düse 1,
 $T_1 = T_{Um}$

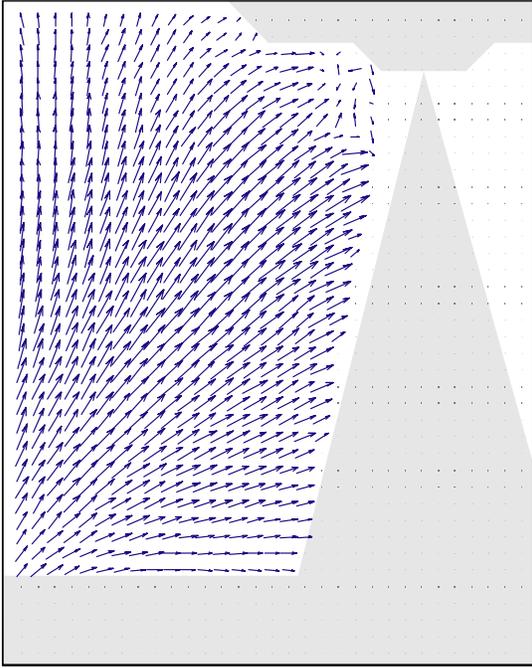


Abb. 6.1.8 a: Vektoren: Düse 1,
 $T_1=150^\circ\text{C}$

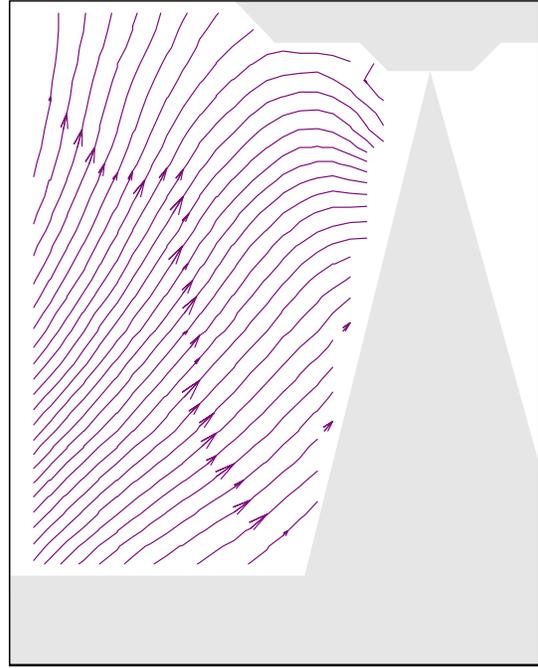


Abb. 6.1.8 b: Stromlinien: Düse 1,
 $T_1=150^\circ\text{C}$

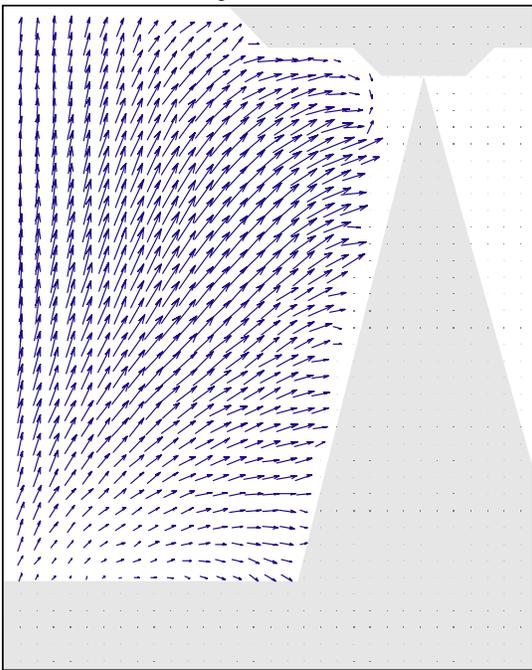


Abb. 6.1.9 a: Vektoren: Düse 1,
 $T_1=210^\circ\text{C}$

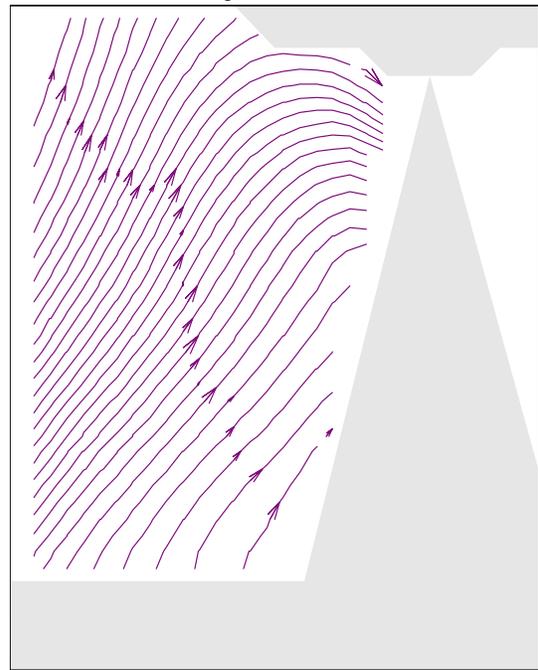


Abb. 6.1.9 b: Stromlinien: Düse 1,
 $T_1=210^\circ\text{C}$

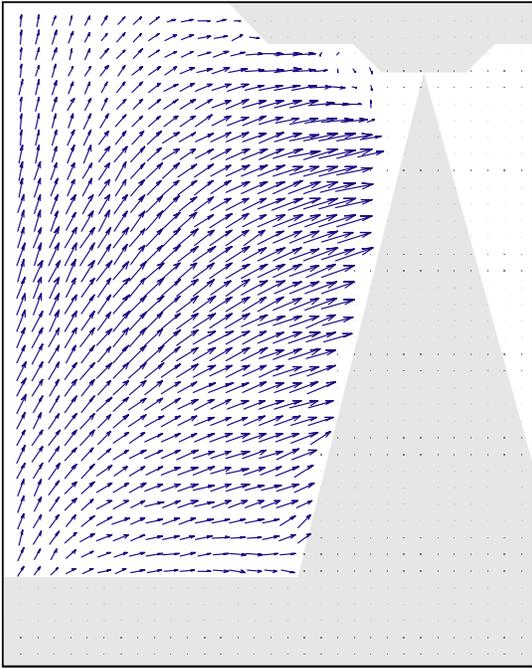


Abb. 6.1.10 a: Vektoren: Düse 1,
 $T_1 = T_{\text{überkrit}}$

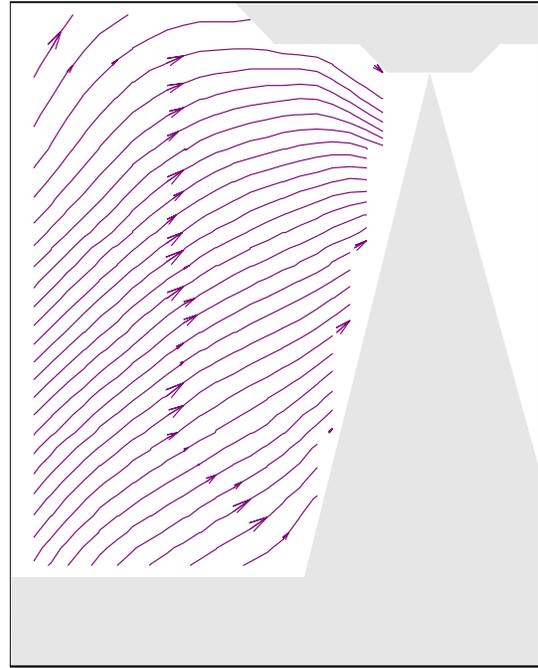


Abb. 6.1.10 b: Stromlinien: Düse
 1, $T_1 = T_{\text{überkrit}}$

Düse 2

Das mit der Düse 2 ermittelte lokale Entrainment verhält sich im Temperaturbereich des Fluids von Umgebungstemperatur (Abbildung 6.1.11 a, b) bis $T_1 = 150^\circ\text{C}$ (Abbildung 6.1.12 a, b) ähnlich dem der Düse 1. Lediglich ein geringfügig stärkerer Anstieg des Entrainments am Düsenaustritt durch die zusätzliche höhere Strahlerturbulenz ist zu beobachten, erkennbar am Verhalten des Umgebungsgases am Düsenaustritt. Die Stromlinien zeigen ein Ansaugen des Gases oberhalb der Düsenöffnung und der Betrag der senkrechten und horizontalen Geschwindigkeitsvektoren nimmt leicht zu. Eine Temperaturerhöhung des Hexans auf 210°C (Abbildung 6.1.13 a, b) erhöht das lokale Entrainment bereits über den gesamten Bereich in Spraynähe. Erkennbar ist dieser Entrainmentanstieg an der im Vergleich zu den Messungen bei 150°C Fluidtemperatur starken Geschwindigkeitszunahme im strahlennahen Bereich. Bei überkritischer Zerstäubung (Abbildung 6.1.14 a, b) wird eine zusätzliche Zunahme der Geschwindigkeiten im oberen Viertel des Sprays und damit des lokalen Entrainments in diesem Bereich durch den hohen Gasgehalt beobachtet. Die markan-

teste Veränderung, die durch eine Erhöhung der Fluidtemperatur hervorgerufen wird, ist die Erhöhung der Hauptströmung in der Kammer (verläuft diagonal von links unten nach rechts oben) und damit des Entrainments am mittleren und stromauf oberen Teil des Sprays.

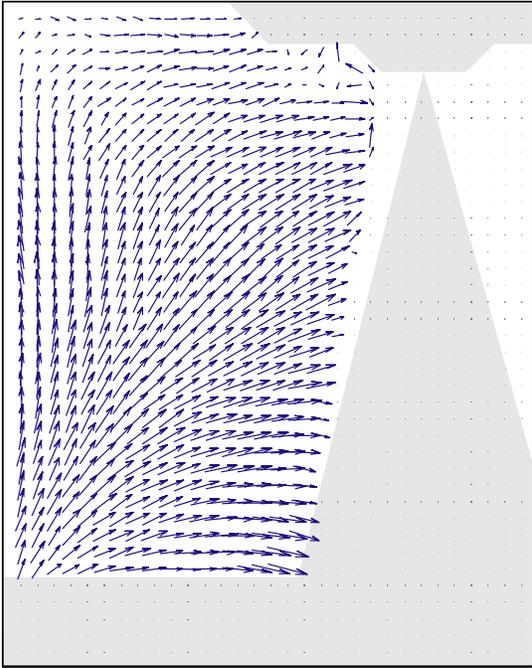


Abb. 6.1.11 a: Vektoren: Düse 2,
 $T_1 = T_{Um}$

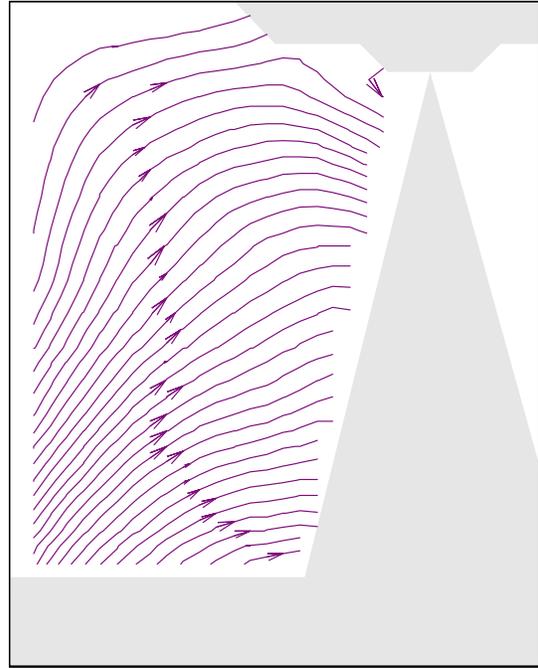


Abb. 6.1.11 b: Stromlinien: Düse
2, $T_1 = T_{Um}$

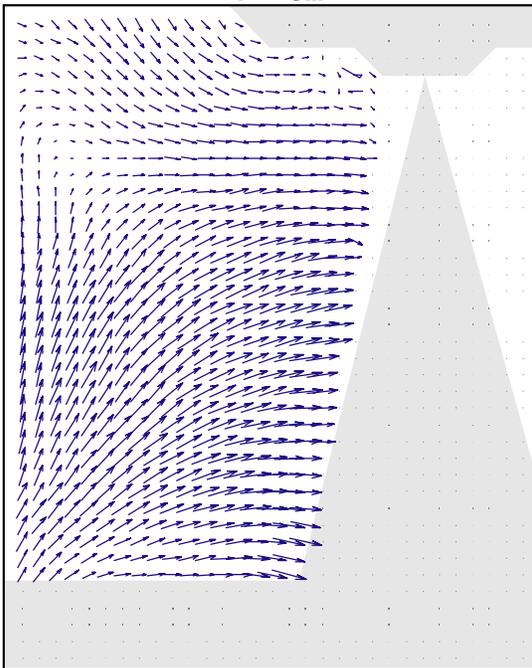


Abb. 6.1.12 a: Vektoren: Düse 2,
 $T_1 = 150^\circ\text{C}$

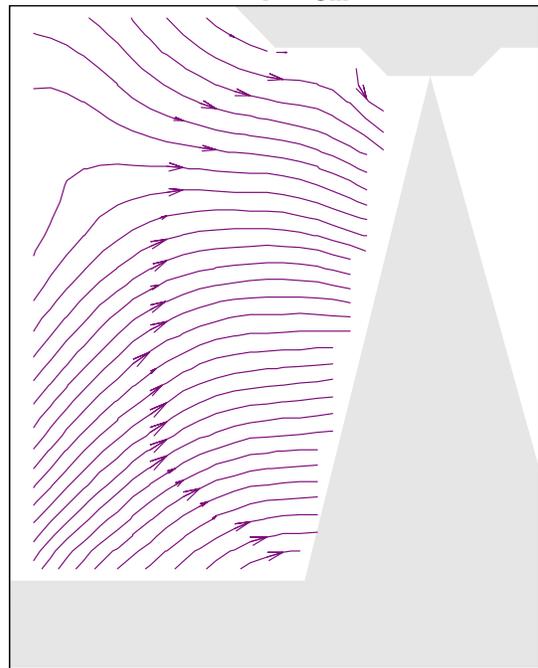


Abb. 6.1.12 b: Stromlinien: Düse
2, $T_1 = 150^\circ\text{C}$

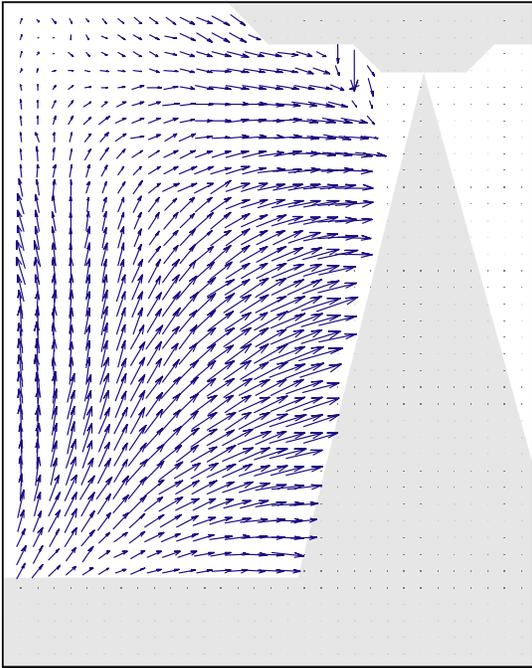


Abb. 6.1.13 a: Vektoren: Düse 2,
 $T_1=210^\circ\text{C}$

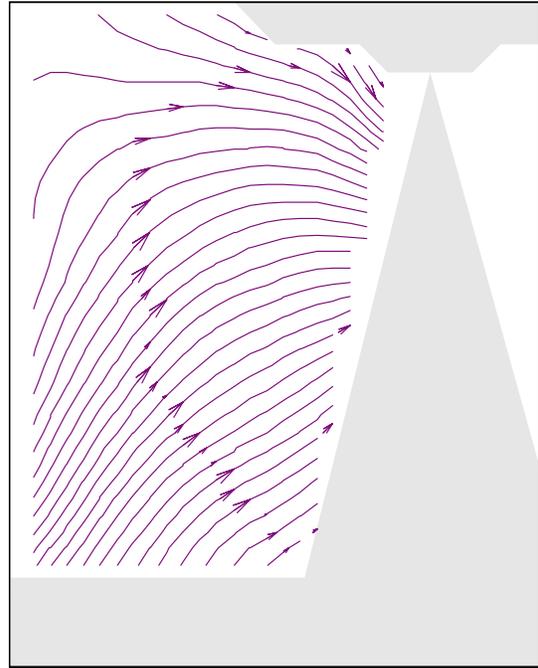


Abb. 6.1.13 b: Stromlinien: Düse
2, $T_1=210^\circ\text{C}$

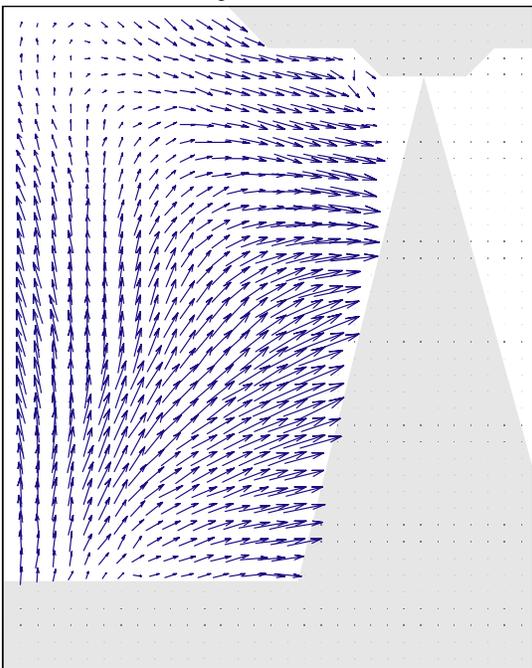


Abb. 6.1.14 a: Vektoren: Düse 2,
 $T_1=T_{\text{überkrit}}$

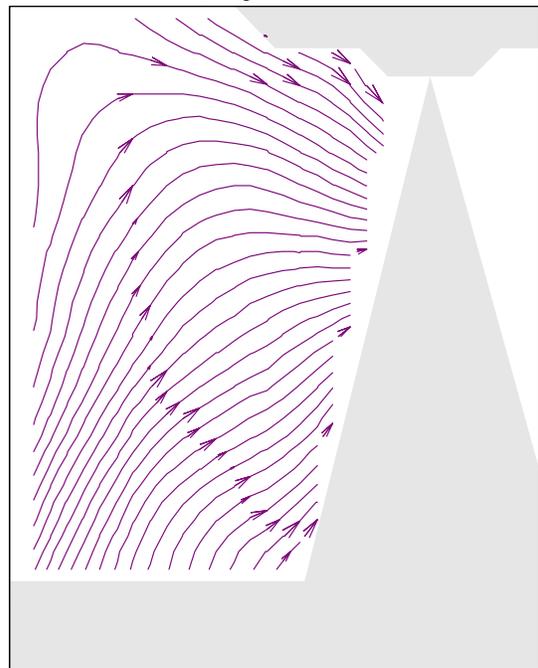


Abb. 6.1.14 b: Stromlinien: Düse
2, $T_1=T_{\text{überkrit}}$

Düse 3

Bedingt durch die zusätzliche Kavitation dieses Düsentyps und den daraus resultierenden geringfügig höheren Gasanteil im Spray kommt es bereits bei Umgebungstemperatur des Fluids zu einem etwas stärker ausgeprägten Entrainmentverhalten im Bereich des Düsenaustritts. Analog zu den anderen Düsen bringt eine Temperaturerhöhung von Umgebungstemperatur (Abbildung 6.1.15 a, b) auf 150°C Fluidtemperatur (Abbildung 6.1.16 a, b) keine signifikanten Änderungen des Strahlentrainments. Der Anstieg des Entrainments tritt ebenfalls beim Temperatursprung von $T_1=150^\circ\text{C}$ Fluidtemperatur auf $T_1=210^\circ\text{C}$ (Abbildung 6.1.17 a, b) auf. Dadurch kommt es zu einer Geschwindigkeitserhöhung des Stickstoffes in Großteilen des Sprayumfeldes. Beim Erreichen des überkritischen Zustandes des Fluids innerhalb der Düse (Abbildung 6.1.18 a, b) ergibt sich das übliche Geschwindigkeitsfeld der mit Seedingpartikeln versehenen Umgebung. Dies ist auch in diesem Fall ein klares Indiz für den früher einsetzenden Zerfall und den deutlich höheren Gasanteil im Spray. Die zur Sprayachse radiale Geschwindigkeitskomponente nimmt deutlich zu.

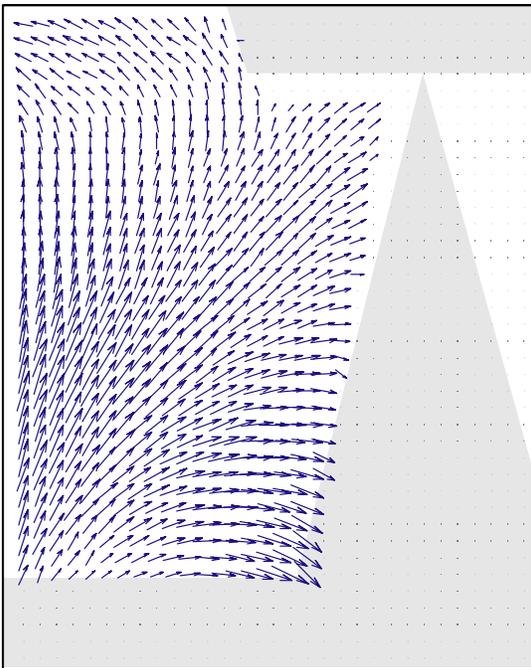


Abb. 6.1.15 a: Vektoren: Düse 3,
 $T_1=T_{Um}$

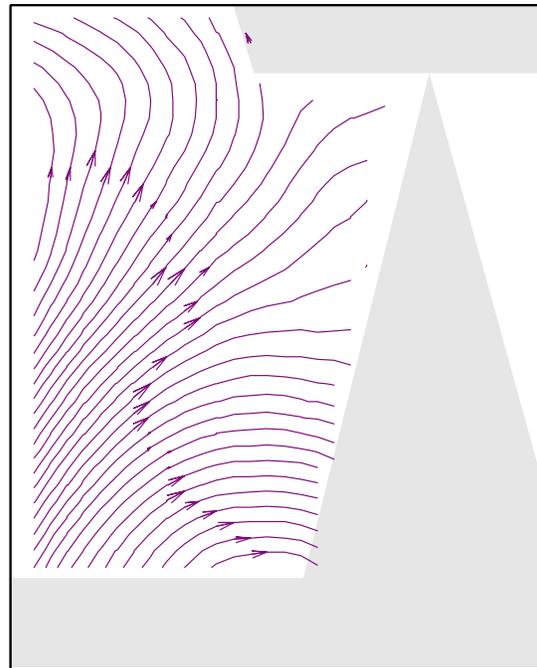


Abb. 6.1.15 b: Stromlinien: Düse
3, $T_1=T_{Um}$

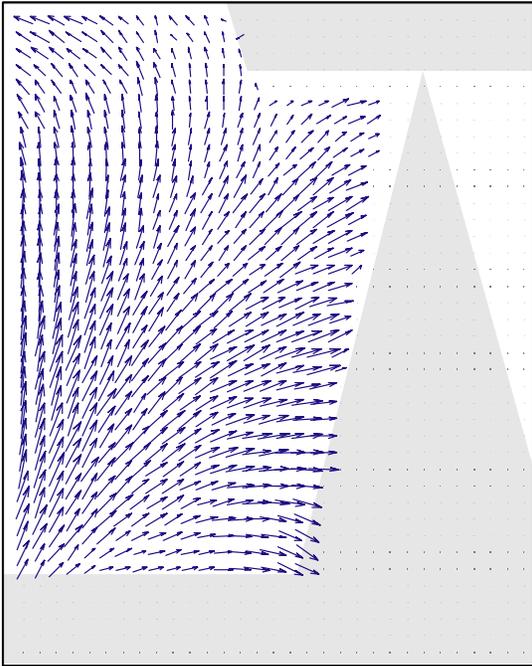


Abb. 6.1.16 a: Vektoren: Düse 3,
 $T_1=150^\circ\text{C}$

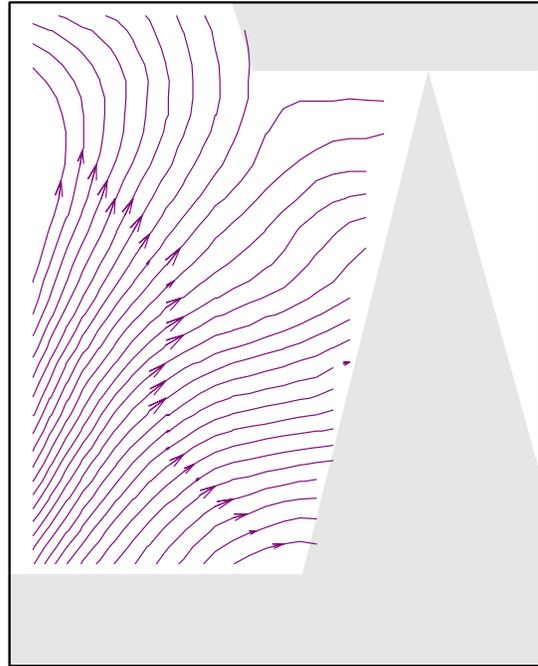


Abb. 6.1.16 b: Stromlinien: Düse
3, $T_1=150^\circ\text{C}$

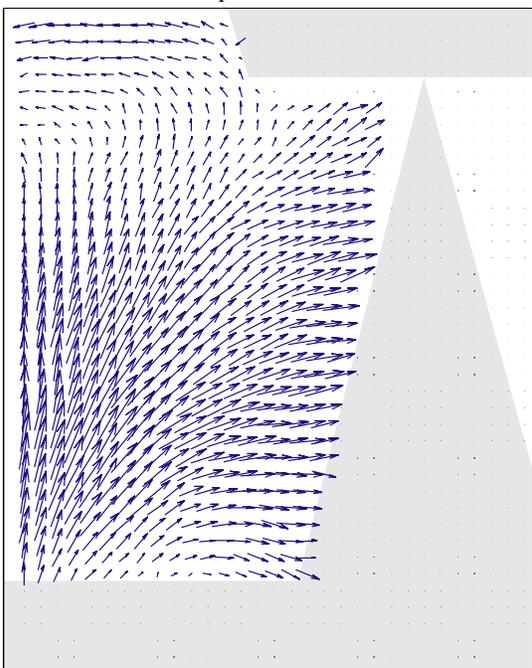


Abb. 6.1.17 a: Vektoren: Düse 3,
 $T_1=210^\circ\text{C}$

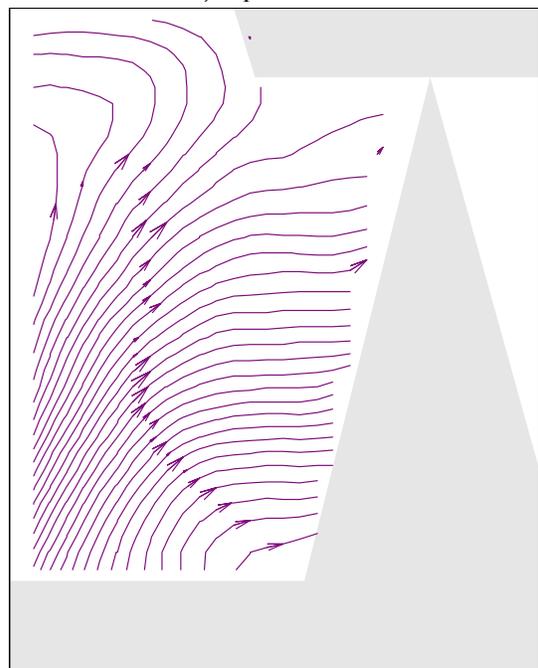


Abb. 6.1.17 b: Stromlinien: Düse
3, $T_1=210^\circ\text{C}$

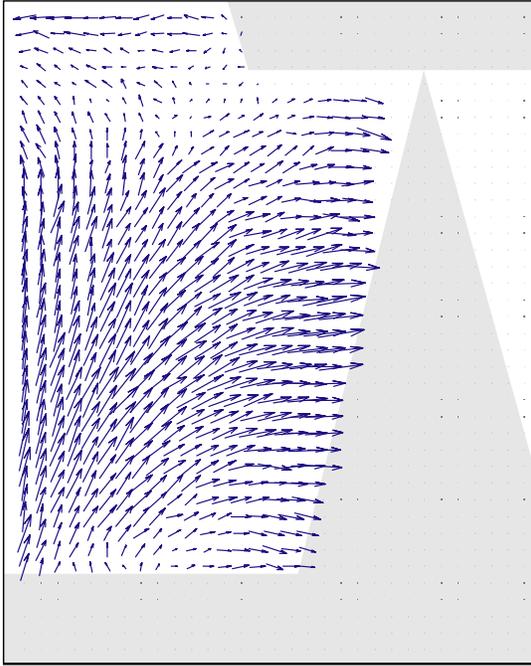


Abb. 6.1.18 a: Vektoren: Düse 3,
 $T_1 = T_{\text{überkrit}}$



Abb. 6.1.18 b: Stromlinien: Düse
 3, $T_1 = T_{\text{überkrit}}$

Fazit

Der Vergleich der drei Düsen zeigt auf, dass sich nahezu unabhängig vom Charakter der Düsen erhebliche Verbesserungen des Entrainments durch eine Erhöhung der Einspritztemperatur erzielen lassen. Hauptsächlich der Schritt von 150°C auf 210°C Fluidtemperatur weist dabei besonders in der Nähe des Düsenaustritts eine deutliche Optimierung des Einmischverhaltens auf. Die Zerstäubung bei 210°C und höherer Fluidtemperatur zeigt ein sehr ausgeprägtes Entrainment im gesamten Sprayumfeld und somit den starken Einfluss des überhitzten Einspritzens. Der höhere Turbulenzgrad von Düse 2 gegenüber Düse 1 bzw. die Verwendung der zusätzlich kavitierenden Düse 3 zeigt, dass wiederum sowohl die Kavitation als auch die Turbulenz im Düsenloch einen geringen, aber positiven Einfluss auf das Entrainment bei der Zerstäubung des ungeheizten Fluids aufweisen. Die Ergebnisse ab 210°C Fluidtemperatur mit verschiedenen Düsen sind ähnlich, allein das Entrainment der kavitierenden Düse scheint etwas höher zu sein. Sie bewirkt im Gegensatz zu den Düsen 1 und 2 bei einer

Erhöhung der Fluidtemperatur in den überkritischen Bereich eine geringe Verbesserung.

Es bestätigen sich somit die Ergebnisse der globalen Entrainmentmessungen. Mit zunehmender Fluidtemperatur, den daraus resultierenden Änderungen der physikalischen Stoffeigenschaften und den abnehmenden Tropfendurchmessern erhöht sich deutlich der Impulsaustausch des Sprays mit dem Umgebungsmedium. Dieser lässt sich durch eine forcierte Siedekeimaktivierung und dem daraus resultierenden früher einsetzenden Strahlzerfall noch steigern. Weiterhin steigt das Entrainment durch das bessere Verdampfungsverhalten eines heißen Fluids, durch den Übergang ins Zweiphasengebiet und durch eine einsetzende Dampfbildung an. Zusätzlich breitet sich das Einflussgebiet des Sprays aus. Dies ist ein Indiz für den besonders hohen Gasanteil speziell am Sprayrand, der durch die hohe Anzahl kleiner bereits verdampfter Tropfen stromauf entsteht. Dieses Phänomen zeigt sich bei der Betrachtung der Vektordarstellungen der Geschwindigkeiten in der linken oberen Ecke des betrachteten Ausschnittes. Exemplarisch für die Düse 2 wurden drei Kontrollvolumina mit verschiedenen Durchmessern um das Spray gelegt (Abbildung 6.1.19). Bei einer Betrachtung aller Radialkomponenten der Umgebungsgasgeschwindigkeit zeigt sich der Einfluss der Fluidtemperatur auf das angesaugte Gas. Die dargestellten Flächen sind dabei ein Maß für den Massenstrom durch die Systemgrenzen für den beobachteten Bereich.

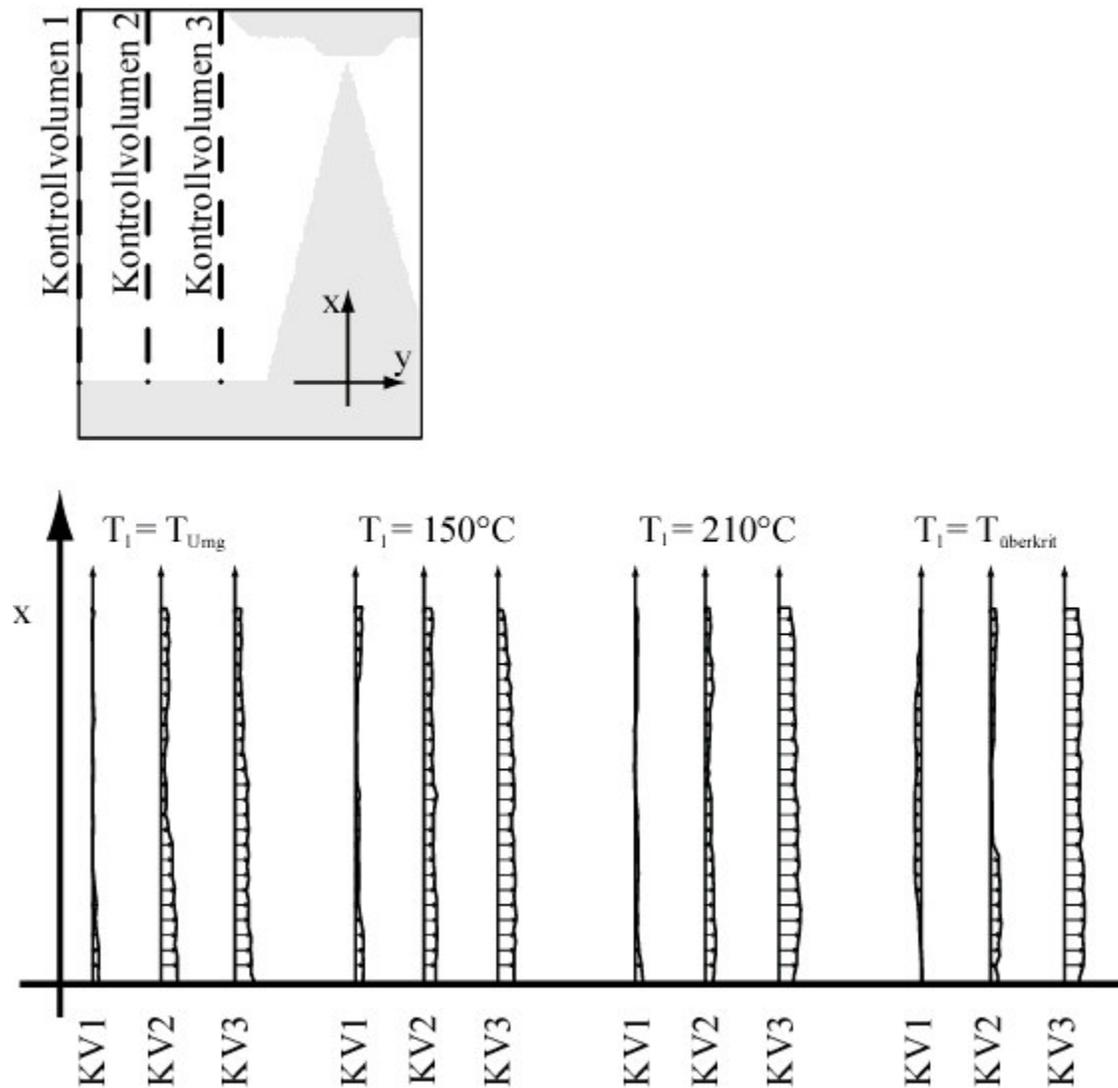


Abbildung 6.1.19: Betrachtung der radialen Geschwindigkeitsverteilung der Düse 2

Bei Betrachtung des Kontrollvolumens 3 zeigt sich bei den niedrigeren Fluidtemperaturen ein starkes Entrainment nur in größerer Entfernung stromab von der Düse, ab dem überhitzten Einspritzen kommt es auch in Düsennähe zu einem hohen Gasmassenstrom zum Spray hin. In dem beobachteten Bereich kommt es bei $T_1=210^\circ\text{C}$ und $T_1=T_{\text{überkrit}}$ mit zunehmender Entfernung von der Sprayachse zur Abnahme der radialen Geschwindigkeitskomponente des Umgebungsgases auf der Höhe des Sprays. Dies lässt Rückschlüsse auf die Verteilung der Strömung in der Kammer durch das überhitzte Einspritzen zu. Das Umgebungsgas wird wahrscheinlich am Kammerboden, hauptsächlich aber am Kammerdeckel angesaugt. Dies lässt sich auf das starke Strahlentrainment am Düsenaustritt zurückführen. Ist das Fluid vor dem Einspritzen überkritisch wird dieser Effekt zusätzlich verstärkt. Kontrollvolumen 1 weist in diesem Fall eine

radiale Geschwindigkeitskomponente auf, die vom Strahl wegzeigt. Eine Betrachtung aller Strömungslinien bestätigt die Aussagen über das entrainete Gas. Mit zunehmender Fluidtemperatur wird in Strahlnähe über einen immer größeren Bereich senkrecht zur Sprayachse deutlich stärker angesaugt. Abbildung 6.1.20 zeigt schematisch den Verlauf der Vektoren in Strahlnähe in Hauptströmungsrichtung für die verschiedenen Fluidtemperaturen (Düse 2). Wiederum sei darauf hingewiesen, dass die Kammer bei der Versuchsdurchführung stationär durchströmt wurde.

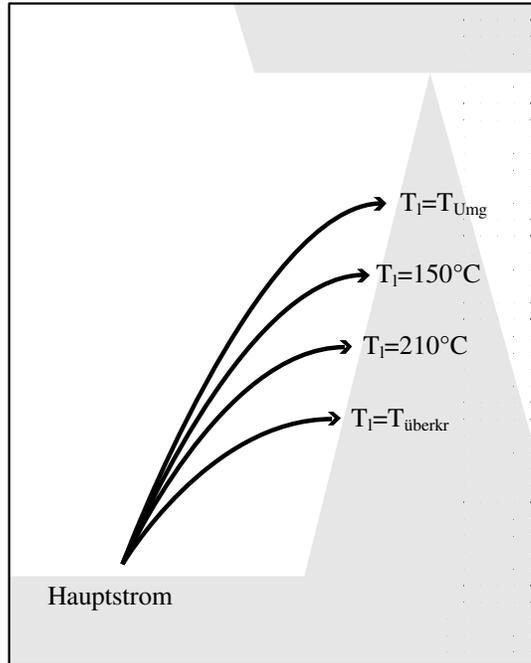


Abbildung 6.1.20: Schematische Darstellung der Abwanderung des Haupt-entrainmentstroms des Gases (Düse 2)

Da das lokale Entrainment deutlich stärker von der Temperatur als vom jeweiligen Düsencharakter abhängt, ist die getroffene Aussage für alle drei Düsentypen gültig und bestätigt die Messergebnisse der globalen Entrainmentbetrachtungen.

6.2 Mikroskopische Strahlgrößen

6.2.1 Tropfengröße- und Tropfengeschwindigkeit

Die Untersuchung der Geschwindigkeit- und Größenverteilung von Spraytropfen wurde mittels eines berührungs- und masselosen Messprinzips, der 2D-Phasen-Doppler-Anemometry durchgeführt (Kap 4.1.3). Die beiden untersuchten Messgrößen liefern ein gutes Bild über die Güte eines Sprays bzw. des Strahlzerfalls. Besonders die Tropfengröße ist ein Maß für die Qualität der Zerstäubung und somit für die Feinheit eines Sprays. Zur Vereinfachung des Vergleichs verschiedener Messungen werden nachfolgend statt absoluter Größenverteilungen die aus der Tropfenanzahl gemittelten Tröpfchendurchmesser angegeben.

Die Messungen wurden für alle drei Düsen bei den bereits erwähnten Fluidtemperaturen und einem Streulichtwinkel von 65° durchgeführt. Trotz der schwierigen Messbedingungen bei der Einspritzung in eine unter hohem Druck stehende Versuchskammer wurden die Experimente in der unbeheizten und stationär durchströmten Zelle bei einem Relativdruck von 0,9MPa realisiert, um als Basis für Rückschlüsse auf technische Anwendungen zu genügen. Unter diesen Bedingungen ergeben sich niedrigere Tropfengeschwindigkeiten als bei Umgebungsbedingungen, da sich ein verstärkter Impulsaustausch der zerstäubten Flüssigkeit mit der Umgebung einstellt. Die deutlich zunehmende Wechselwirkung zwischen Flüssigkeit und Gas durch die hohe Trägheit des Umgebungsgases aufgrund der steigenden Dichte zeigt sich an starken Geschwindigkeitseinbußen der Tropfen. Ihre kinetische Energie nimmt ab. Im Gegenzug nimmt bei hoher Gasdichte der Tropfendurchmesser zu. Bei Betrachtung der mathematischen Beschreibung der Stabilitätsgrenze eines Tropfens (6.2.1) nach Reitz et al. [REI86]

$$d_{\max, \text{stabil}} = \frac{\sigma^2}{v_{\text{rel}}^3 \rho_g \eta_g} \quad (6.2.1)$$

wird der starke Einfluss der relativen Tropfengeschwindigkeit v_{rel} auf den maximal stabilen Tropfendurchmesser offensichtlich. Neben der Umgebungsgasdichte und der dynamischen Gasviskosität, zwei druckabhängigen Werten, wird der Tropfendurchmesser signifikant durch die Tropfengeschwindigkeit in dritter Potenz beeinflusst. Somit ist der Einfluss der zunehmenden Umgebungs-

gasdichte geringer als die aus der Relativgeschwindigkeit resultierenden Trägheitskräfte. Dadurch bleiben auch größere Tropfen stabil. Die Oberflächenspannung des Fluids ist nahezu unabhängig von der Gasdichte und wird maßgeblich von der Temperatur beeinflusst. Dieser Aspekt wird bei der späteren Betrachtung der mit zunehmender Fluidtemperatur abnehmenden Tropfengrößen, speziell beim Übergang des Fluids ins Zweiphasengebiet, offensichtlich.

Durch den Einsatz eines relativ großen Streulichtwinkels, der folglich geringen Lichtausbeute, dem hohen Druckniveau in der Kammer und der hohen Tropfendichte im Spray fanden die Experimente mit allen drei verwendeten Düsen in einem Abstand von 50 bzw. 55mm vom Düsenaustritt statt. Hierbei wurden Messungen an Punkten im radialen Abstand von 6 bzw. 8mm von der Strahlachse durchgeführt (Abbildung 6.2.1).

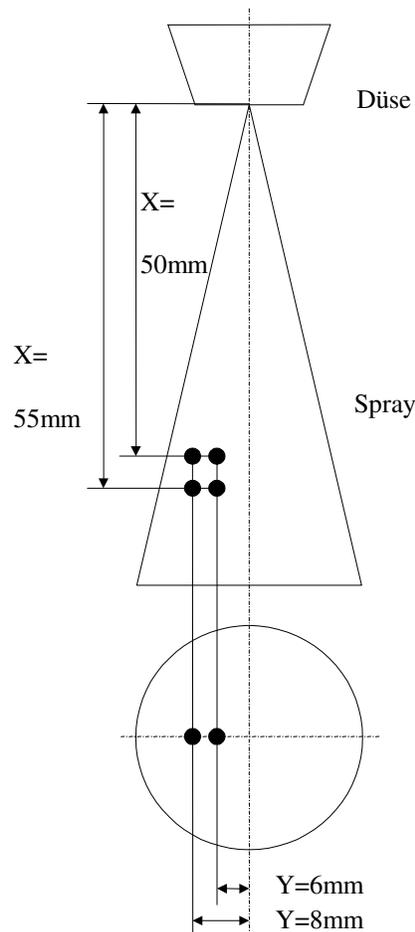


Abbildung 6.2.1: Schematische Darstellung der Messpunkte im Spray

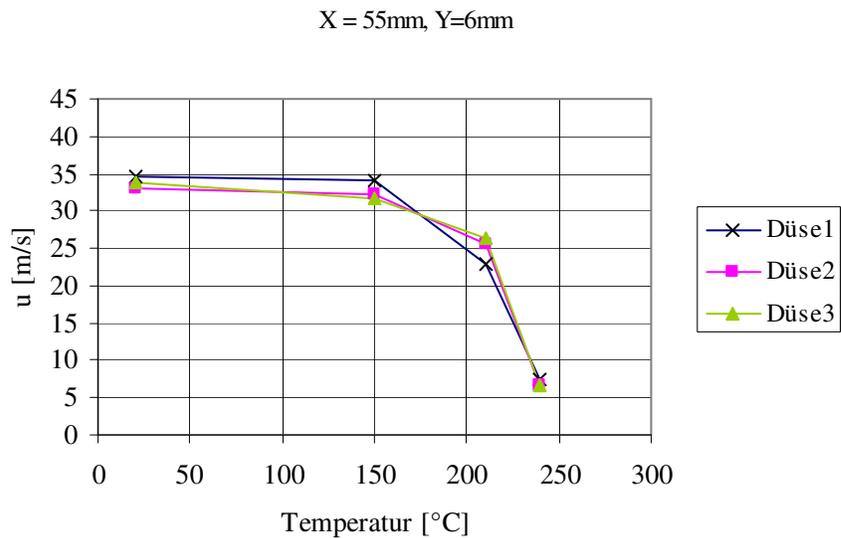
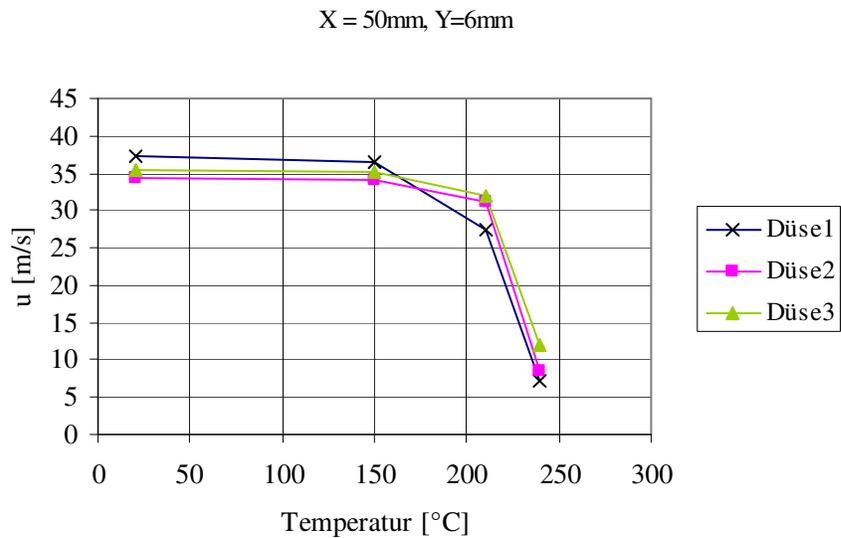
Die gezeigten Ergebnisse stammen aus der Mittelung einer Vielzahl von Messungen an jedem Betriebspunkt. Viele Messungen waren bei überkritischen

Einspritzbedingungen notwendig, da bei dem großen Abstand der Messebenen vom Düsenaustritt nur noch eine geringere Tropfenanzahl vorhanden war.

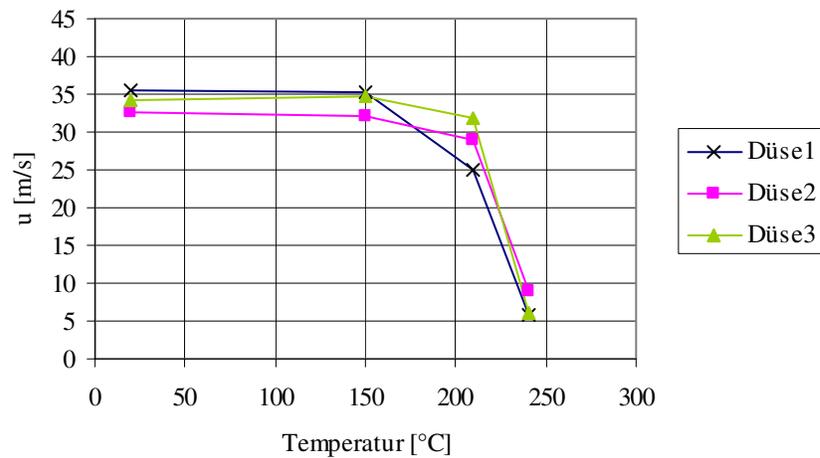
Im Folgenden werden zunächst die axialen und radialen Tropfengeschwindigkeiten, sowie die Tropfengröße näher betrachtet. Abschließend erfolgt ein Vergleich der Messgrößen in Anhängigkeit von den verschiedenen Düsentypen und Messpositionen.

Axiale Tropfengeschwindigkeiten

Nachfolgend sind die Ergebnisse der axialen Geschwindigkeitsmessungen (Abbildung 6.2.2) für alle Düsentypen über den Fluidtemperaturen aufgetragen.



X = 50mm, Y=8mm



X = 55mm, Y=8mm

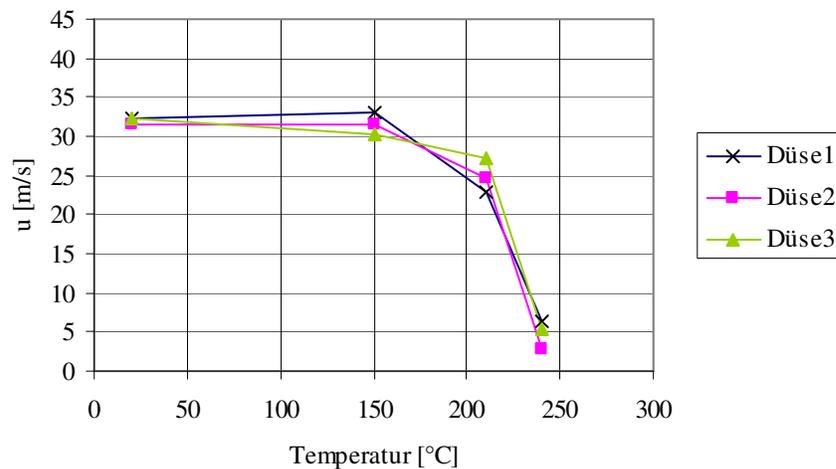


Abbildung 6.2.2.: Mittlere axiale Tropfengeschwindigkeit an verschiedenen Messpositionen in Abhängigkeit von Düsencharakter und Fluidtemperatur

Unabhängig von der jeweiligen Düse ist eine Abnahme der Tropfengeschwindigkeiten mit zunehmender Fluidtemperatur offensichtlich. Die Geschwindigkeit nimmt bei einer Steigerung der Fluidtemperatur von Umgebungsniveau auf $T_f=150^\circ\text{C}$ nur gering ab. Dieser Effekt lässt sich auf das praxisnahe Vorheizen des Fluids durch die Änderung von Viskosität und Oberflächenspannung zurückführen. Dabei handelt es sich um zwei Parameter, welche die Zerstäubungsgüte positiv beeinflussen, wie auch bei der Betrachtung der analogen Tropfengrößen später offensichtlich wird. Dabei ist die mit steigender Temperatur abnehmende Oberflächenspannung wichtig, die ein Maß für

die Kraft und somit auch indirekt für die aufzuwendende Energiemenge darstellt und zur Erzeugung einer neuen Oberfläche notwendig ist. Bei höherer Temperatur ist also der Widerstand gegen die Bildung zusätzlicher Oberfläche geringer und die auftretenden aerodynamischen Kräfte können das Fluid feiner zerstäuben. Das Verhältnis von Oberfläche zu Fluidvolumen steigt somit an. Noch stärker ist der Einfluss der dynamischen Viskosität des Fluids [LEF89], die nicht nur das Spray an sich, sondern auch den Durchfluss durch die Düse beeinflusst. Eine Verringerung der Viskosität erhöht die Reynolds-Zahl und erleichtert die Entwicklung von Turbulenz im Strahl, die zu seinem Zerfall führt. Des Weiteren erleichtert sie die Formänderung der Tropfen und damit den Zerfall größerer Tröpfchen in kleinere (sekundärer Strahlzerfall).

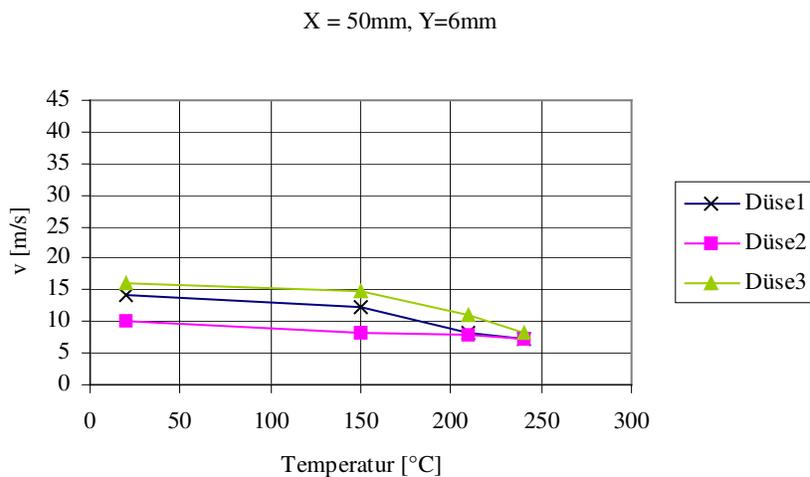
Neben der Änderung der physikalischen Eigenschaften kommt es bei einer Fluidtemperatur von $T_1=210^\circ\text{C}$ bereits zum überhitzten Einspritzen, was sich in einer deutlichen Abnahme der axialen Tropfengeschwindigkeiten ausdrückt. Den Einfluss der Expansion des Fluids in den metastabilen Bereich und die daraus resultierende Siedekeimaktivierung im Strahl erkennt man deutlich an der Geschwindigkeit der Tropfen und an der Tröpfchengröße. Die Fluidtemperatur liegt in diesem Fall im Bereich von $0,9 \cdot T_{\text{krit}}$, in dem auch Skripov et al. [SK84] bei der Untersuchung einer überhitzten Flüssigkeit (Pentan, Hexan, Wasser), nach dem Durchströmen einer kurzen Düse mit $l/d=1-3$, einen starken Siedebeginn feststellten. Durch diese thermodynamische Fragmentierung setzt der Strahlzerfall früher ein. Dies wirkt sich bei den in dieser Arbeit gewählten Messebenen bereits deutlich aus. Zusätzlich verdampfen die kleineren Tropfen aufgrund ihres größeren Oberflächen/Volumen-Verhältnisses und ihrer über der Siedetemperatur liegenden Fluidtemperatur sehr schnell.

Wird das n-Hexan weiter bis in den überkritischen Bereich erhitzt, dringt das Fluid bei seiner Expansion durch die Düse deutlich tiefer ins Zweiphasengebiet ein. Die axiale Geschwindigkeit der Einzeltropfen nimmt nochmals stark ab, was sich wiederum analog zur Tropfengröße durch das nun noch stärkere Blasenwachstum und die noch höhere Blasenanzahl schon kurz nach Düsenaustritt erklären lässt. Bei einer Erhöhung des Grades der Überhitzung setzt der Strahlzerfall früher ein und der Strahl wird durch die hohe Blasendichte noch stärker perforiert. Somit setzt der sekundäre Strahlzerfall ebenfalls früher ein und die Verdampfungsrate steigt weiter an. Die im Tropfen gespeicherte Energie wird zur Verdampfung der Tröpfchenoberfläche verwendet. Auch die Änderung der physikalischen Stoffwerte durch die Temperaturerhöhung trägt gering zum besseren Zerfall bei. Den Haupteinfluss auf die axiale Tropfengeschwindigkeit aber

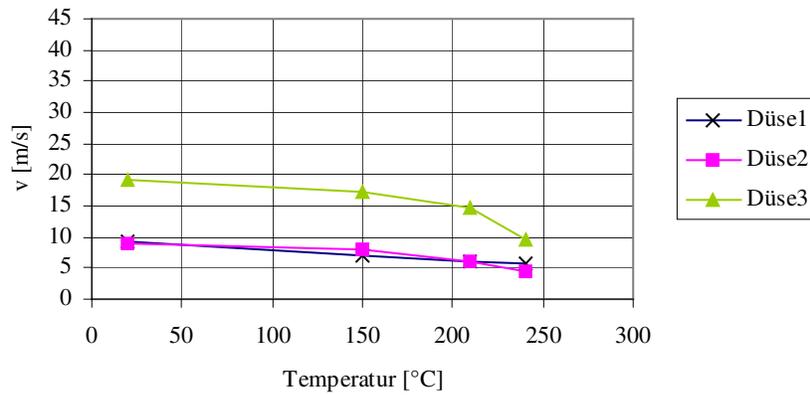
haben maßgeblich die erhöhte Siedekeimaktivierung und das stärkere Blasenwachstum.

Radiale Tropfengeschwindigkeiten

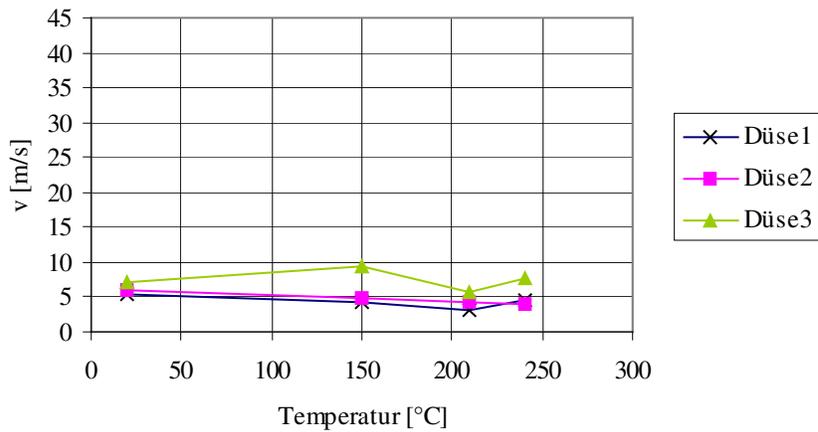
Abbildung 6.2.3 zeigt den Verlauf der radialen Geschwindigkeitskomponenten. Diese weisen eine nur geringe Abhängigkeit von der verwendeten Fluidtemperatur, dem Abstand von der Düse und ihrer radialen Position auf. Lediglich eine leichte Geschwindigkeitsabnahme mit zunehmender Fluidtemperatur und bei einer Verschiebung des Messvolumens in Richtung Sprayrand ist erkennbar. Das ist allerdings typisch für die Geschwindigkeitsverteilung in Sprays. Die kleineren Tropfen werden eher zum Sprayrand hin abgelenkt, die größeren bleiben aufgrund ihrer höheren Masse in der Strahlmitte. Allerdings wird die radiale Geschwindigkeitskomponente durch die notwendige Kammerespülung beeinflusst. Dadurch werden die Ergebnisse im Messbereich (knapp oberhalb der in der Kammer integrierten Blende) wahrscheinlich nicht unerheblich beeinträchtigt.



X = 55mm, Y=6mm



X = 50mm, Y=8mm



X = 55mm, Y=8mm

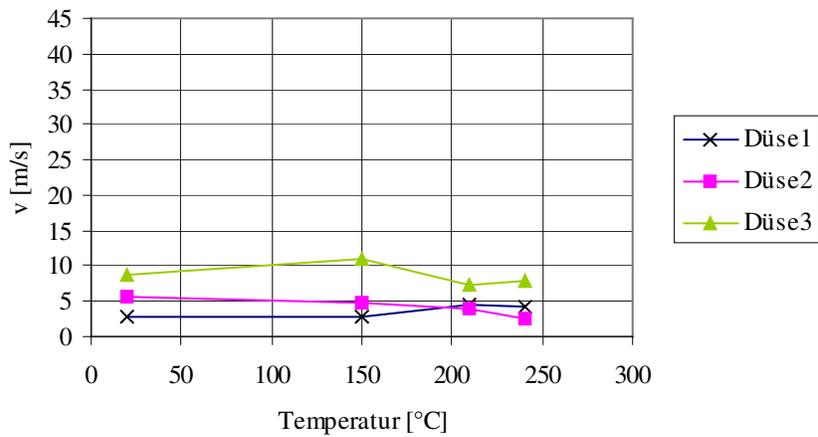
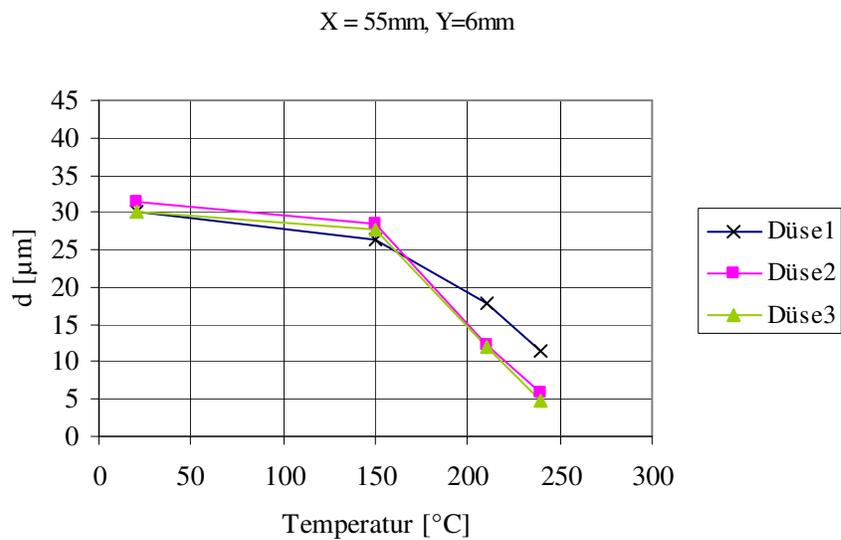
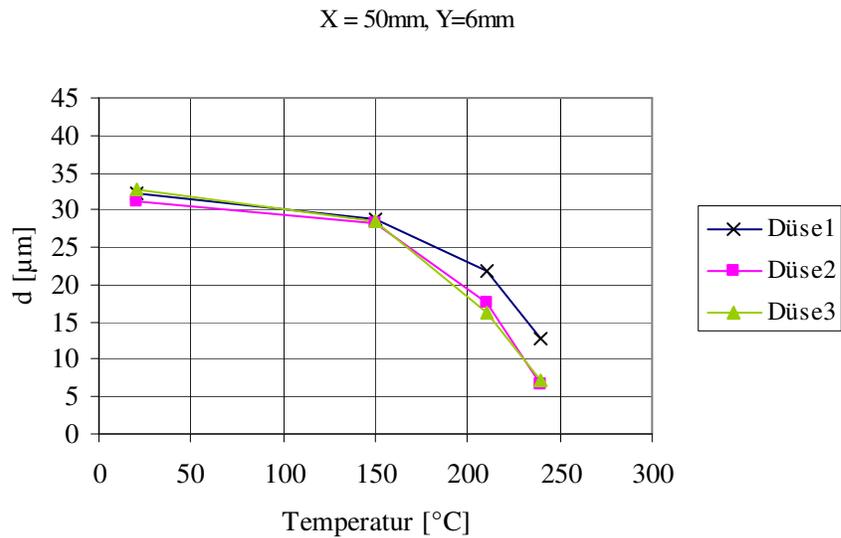


Abbildung 6.2.3: Mittlere radiale Tropfengeschwindigkeit an verschiedenen Messpositionen, in Abhängigkeit von Düsencharakter und Fluidtemperatur

Tropfengrößen

Abbildung 6.2.4 zeigt, dass sich die Tropfengrößen analog zu ihrer jeweiligen axialen Geschwindigkeit verhalten. Der Impuls kleinerer Tropfen ist aufgrund der niedrigeren Masse geringer, weshalb die Tröpfchen stärker durch die hohe Gasdichte in der Kammer abgebremst werden.



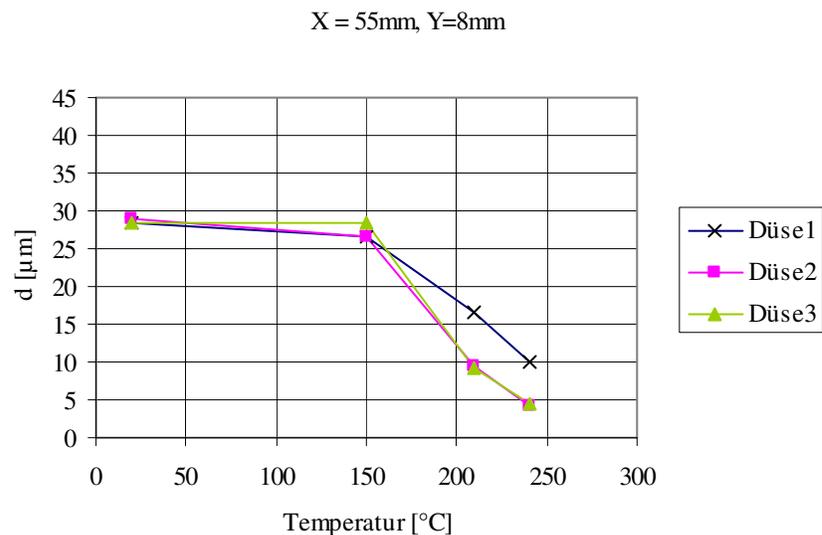
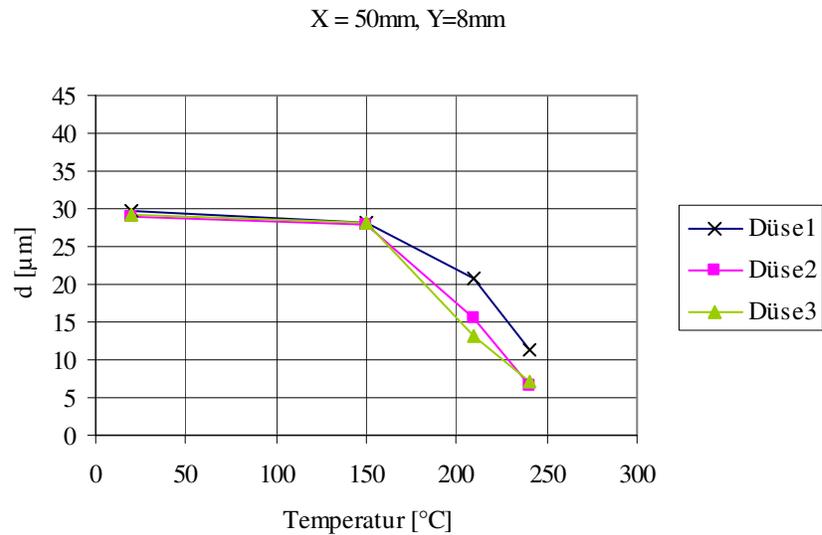


Abbildung 6.2.4: Mittlerer Tropfendurchmesser d in Abhängigkeit von Düsentyp, Fluidtemperatur und Messposition

Ein Vergleich der Geschwindigkeiten und Tropfendurchmesser bei $T_1=T_{Um}$ und bei $T_1=150^\circ\text{C}$ bestätigt dies. Die Tropfengröße ist bei einer Einspritztemperatur von $T_1=150^\circ\text{C}$ ebenfalls nur wenig kleiner als bei Raumtemperatur.

Erhöht man die Einspritztemperatur des Fluids auf $T_1=210^\circ\text{C}$, erkennt man unabhängig vom Düsentyp eine starke Abnahme der Tropfendurchmesser. Neben der starken Verdampfung der Einzeltropfen durch den hohen Energieeintrag von der Tropfenmitte zur Tropfenoberfläche liegt die Ursache in der hohen Anzahl der im Strahl aktivierten Keime, wodurch der Strahlzerfall früher einsetzt. So entstandene Tropfen und Strahliligamente beginnen unmittelbar nach der Dü-

se zu verdampfen. Dadurch nimmt der Tropfendurchmesser ab, das Verhältnis von Masse m_p zu Stirnfläche S_p der Tröpfchen sinkt. Dies wird bei Betrachtung folgender Formel unter der Annahme kugelförmiger Tropfen ersichtlich (6.2.2).

$$\frac{m_p}{S_p} = \frac{d_p \cdot \rho_g}{6}; \quad (6.2.2)$$

Die Kraft, die von der Gasatmosphäre auf die Tropfen ausgeübt wird, ist im Verhältnis zu der durch die Masse bedingten Trägheitskraft höher. Die Tropfen werden bis zum Messpunkt stärker abgebremst. Sind die Tropfen nicht ideal kugelförmig, so wird dieser Effekt durch die zunehmenden Widerstandsbeiwerte c_{drag} zusätzlich verstärkt.

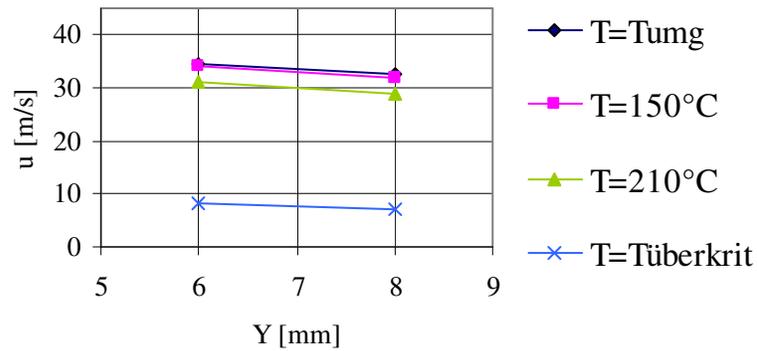
Beim Erwärmen des Versuchsfluids auf eine Einspritztemperatur von über 230°C bei einem Druck von 3,5MPa befindet sich das n-Hexan vor dem Verlassen der Düse in einem überkritischen Zustand. Im Vergleich zum Einspritzen eines 210°C warmen Fluids ist nach dem Verlassen der Düse der Dampfgehalt nun wesentlich höher, weshalb auch die Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten geringer sind. Beim Überschreiten der Fluidtemperatur, die zu einer Expansion ins Zweiphasengebiet führt, werden wie erwartet aufgrund des spontanen Phasenübergangs Tropfengrößen im Bereich von 5-10µm erzielt. Dies bestätigt die früher bei der Interpretation der Entrainmentuntersuchungen getroffenen Annahmen (Kap. 6.1.2) hinsichtlich der kleineren Tropfengrößen und des höheren Dampfanteils im Spray bei Überhitzung vor dem Einspritzen.

Einfluss der Messposition

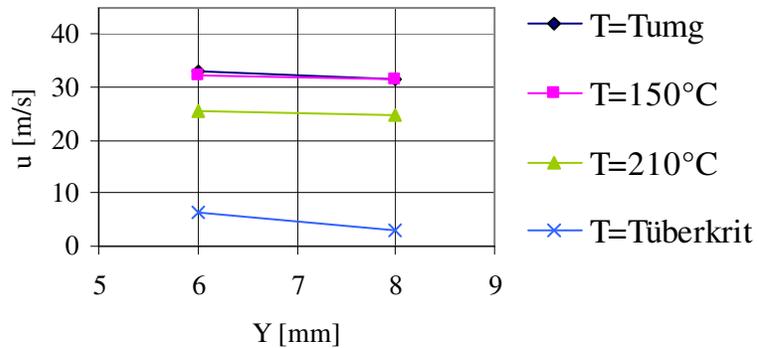
Die Position des Messvolumens im Spray in radialer Richtung (y) hat unabhängig von der jeweiligen Fluidtemperatur nur einen geringen Einfluss auf die gemessenen Geschwindigkeiten. Tendenziell sind bei einer Entfernung von $y=8\text{mm}$ von der Sprayachse die Tropfengrößen und -geschwindigkeiten etwas geringer als bei $y=6\text{mm}$. Die kleineren Tröpfchen in Richtung Strahlrand werden somit stärker sowohl in axialer als auch radialer Richtung abgebremst. Der unterschiedliche Abstand der Messebenen (50 und 55mm) von der Düsen Spitze zeigt kaum Auswirkungen. Bei einer mittleren Ausströmgeschwindigkeit von 35m/s vergehen ca. 0,15ms bis die Tropfen die 1. Messebene erreicht haben, bis zum Erreichen der 2. Ebene gerade 0,015ms mehr. Dies erklärt die geringen Unterschiede. Der Trend zu kleineren Tropfen und somit zu geringeren axialen

Tropfengeschwindigkeiten setzt sich mit zunehmendem Abstand von der Düse fort. Mit zunehmender Temperatur des Fluids ($\geq 210^\circ\text{C}$) nimmt der Einfluss der Messposition auf die Geschwindigkeits- und Tropfendurchmesserabnahme deutlich ab, da durch das Flashing der Primärzerfall und somit auch der Sekundärzerfall früher einsetzt. Abbildung 6.2.5 zeigt exemplarisch für Düse 2 die Verläufe der einzelnen Größen an verschiedenen Messpositionen in Abhängigkeit von der Fluidtemperatur.

Geschwindigkeit in axialer Richtung
(Messebene = 50mm)



Geschwindigkeit in axialer Richtung
(Messebene = 55mm)



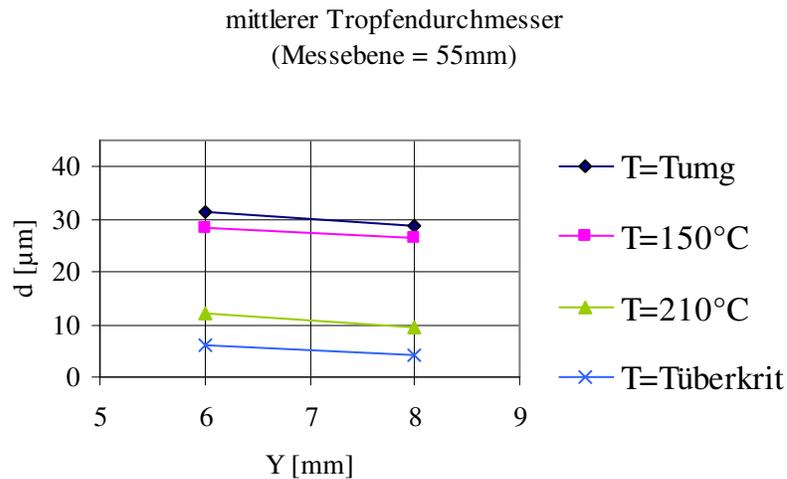
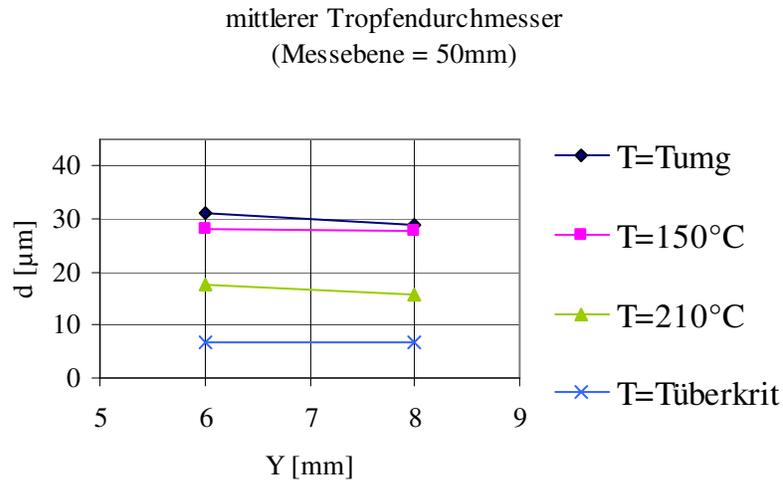


Abbildung 6.2.5: Einfluss der Messposition auf die Messwerte (Düse 2) in Abhängigkeit von der Fluidtemperatur

Einfluss der Düsengeometrie

Der Einfluss der verschiedenen Düsen auf die Messwerte sinkt ebenfalls mit zunehmender Fluidtemperatur und ist ab dem Einsetzen des Flashings nahezu vernachlässigbar. Abbildung 6.2.4 zeigt, dass der Abfall der Tropfengröße über der Temperatur bei Düse 1 weniger stark ausfällt als bei den Düsen 2 und 3. Diese Beobachtung lässt sich mit dem niedrigeren Turbulenzgrad der Düse erklären. Die Kavitation hat offensichtlich einen geringeren Einfluss, da die Werte der Düse 3 kaum von denen der Düse 2 abweichen und sich im Bezug auf das Turbulenzniveau sehr ähnlich sind. Generell lässt sich festhalten, dass der Einfluss von Kavitation und Turbulenzgrad auf die Tropfengröße schwächer als

der Einfluss einer hohen Fluidtemperatur ist. Die axiale Geschwindigkeitsverteilung der Tropfen verhält sich analog zur Tropfengröße. Vergleicht man die Geschwindigkeitsverläufe (Abbildung 6.2.2) für die drei Düsentypen, so erkennt man, dass die Werte für die Düsen 2 und 3 beinahe identisch sind. Dies legt nahe, dass die Kavitation im Gegensatz zur Turbulenz bei höheren Fluidtemperaturen einen vernachlässigbaren Einfluss auf die axiale Geschwindigkeit und die Tropfengröße hat. Der Vergleich der radialen Tropfengeschwindigkeit ist wenig aussagekräftig, da die vorherrschende Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung liegt und die Kammer zusätzlich durchströmt wird. Bei Verwendung der kavitierenden Düse 3 zeigt sich eine geringfügig höhere Geschwindigkeit in radialer Richtung, gleicht sich allerdings beim Erreichen hoher Einspritzfluidtemperaturen ($\geq 210^\circ\text{C}$) wieder den Geschwindigkeiten der anderen Düsen an.

6.2.2 Phasenseparation

Die Aufnahmen zeigen jeweils nur das halbe Spray. Die Ursache dafür liegt in der Problematik der hohen Tropfendichte im zerfallenden Strahl, welche den Laserlichtschnitt der LIEF-Technik durch Streulicht extrem schwächt. Da alle untersuchten Sprays jedoch rotationssymmetrisch sind, lassen sich hinsichtlich der Phasenverteilung klare Aussagen treffen. Durch die Verwendung der notwendigen Tracerstoffe wurde die Versuchsanlage durch die Experimente in starke Mitleidenschaft gezogen. Deshalb mussten die Versuche mit LIEF auf ein notwendiges Minimum beschränkt werden. Es wurden für die Versuche nur die Düsen 1 und 3 herangezogen. Da durch Düse 3 sowohl Kavitation als auch höhere Turbulenz generiert wird und Düse 1 turbulenzarm und kavitationsfrei ist, werden die beiden „extremsten“ Düsen miteinander verglichen.

Die Abbildungen zeigen die Gegenüberstellung der jeweiligen Dampf- und Flüssigkeitsphasen bei verschiedenen Fluidtemperaturen für die Düsen. Neben den Originalbildern ist deren Intensitätsauswertung dargestellt, die eine bessere Einschätzung der Phasenverteilung ermöglicht. Zusätzlich wurden die Bilder gefiltert und nach einer Gradierung in Binärbilder umgewandelt. Diese Aufnahmen heben die Verteilung der jeweiligen Phasen zusätzlich hervor. Eine Analyse der Konzentrationsverteilung über Linien in verschiedenen Abständen vom Düsenaustritt ermöglicht Aussagen über die räumliche Ausdehnung der verschiedenen Phasen des jeweiligen Sprays.

Düse 1

Bei einer Fluidtemperatur auf Umgebungsniveau zeigt sich die für eine klassische Einspritzung typische Phasenverteilung. Der Flüssigkeitsanteil ist dominant und spraytypisch kegelförmig verteilt (Abbildung 6.2.6, 6.2.7), der Dampfanteil ist sehr gering und lokal beschränkt.

Beim Erreichen einer Fluidtemperatur von $T_f=150^\circ\text{C}$ wird der Einfluss einer Temperaturerhöhung speziell auf die Dampfphase offensichtlich (Abbildung 6.2.6, 6.2.8). Durch die Änderung der physikalischen Stoffwerte kommt es zu einer verbesserten Zerstäubung, was sich neben einer leichten Zunahme des Dampfanteils auch in seiner Verteilung zeigt. Die Verteilung der flüssigen Phase entspricht in etwa der bei Umgebungstemperatur des Fluids. Am Düsenaustritt zeigt sich bereits eine leichte Dampfansammlung, was auf einen etwas besseren Primärzerfall hinweist und sich in einer breiteren Dampfverteilung etwa in der Mitte des Beobachtungsbereiches fortsetzt. Die kleineren Tropfen, die sich

typischerweise häufig am Sprayrand befinden, sind bereits verdunstet. Am unteren Rand des Beobachtungsfensters treten erste einzelne Dampfspuren auf. Die Dampfindensität nimmt leicht zu.

Ab einer n-Hexantemperatur von $T_1=210^\circ\text{C}$ zeigen sich bereits deutlich die Einflüsse des überhitzten Einspritzens (Abbildung 6.2.6). Die Intensität der flüssigen Phase fällt erstmals unter die des Dampfes. Dies ist besonders in der unteren Strahlhälfte ersichtlich. Der Anteil der flüssigen Phase sinkt stromab, der Dampfanteil nimmt zu. Dies lässt sich durch den starken Einfluss des überhitzten Einspritzens und die daraus resultierende Abnahme der Tropfendurchmesser erklären. Die kleineren Tropfen des Sprays sind bereits etwa ab der Mitte des Beobachtungsbereiches zum größten Teil verdampft, was durch die über ihrer Siedtemperatur liegende Fluidtemperatur der Tropfen stark gefördert wird. Zudem weist dies auf einen früher einsetzenden starken Strahlzerfall bereits am Düsenaustritt hin, der durch die thermodynamische Fragmentierung aufgrund der erhöhten Anzahl von Blasen im Strahl und das schnellere Blasenwachstum auftritt. Dadurch kommt es auch zum frühen Sekundärzerfall. Der Dampf verteilt sich nun auf den gesamten Spraybereich (Abbildung 6.2.9). Der Flüssigkeitsanteil am unteren Rand des Beobachtungsfensters nimmt drastisch ab und der dampfförmige Anteil überwiegt. Auch der Spraykegelwinkel der Aufnahmen der Dampfphase ist erstmals größer als der des flüssigen Anteiles. Somit werden besonders am Sprayrand durch die thermodynamische Fragmentierung kleinere Tröpfchen erzeugt, welche besonders schnell verdampfen und eine bessere Einmischung mit der gasförmigen Umgebung ermöglichen. Unabhängig von der jeweiligen Phase zeigt sich mit zunehmender Fluidtemperatur eine Zunahme des Spraykegelwinkels, was besonders ab dem Eintreten des Flashings offensichtlich wird. Eine Winkelzunahme durch eine Fluiderwärmung kann zwei Ursachen haben: Die Zunahme des Gasanteils innerhalb des Spraykegels [LEF89] und das frühzeitige Aufbrechen der Strahlsegmente durch das Flashing, wobei besonders in Düsennähe Turbulenz im Strahl generiert wird [ZOU01].

Der Flüssigkeitsanteil in der Spraymitte besteht lediglich aus einem schmalen Flüssigkeitsstreifen bei einem überkritischen Einspritzzustand des Fluids und ist damit noch schmaler als bei $T_1=210^\circ\text{C}$. Die von der Dampfphase eingenommene Fläche entspricht in etwa der bei 210°C , allerdings zeigt sich eine weitere deutliche Zunahme der Dampfindensität in der Strahlmitte und am unteren Ende des Sprays im sichtbaren Bereich. Der Dampfmengeanteil und die Anzahl der kleinen Tropfen durch die höhere Verdampfungsrates steigen nun auch in der Strahlmitte an und beschränken sich nicht mehr auf den Strahlrand. Durch diese

weitere geringe Temperaturerhöhung kommt es zu einem tiefen Eindringen ins Zweiphasengebiet, was sich deutlich bei der Betrachtung der erzielten Aufnahmen zeigt. Eine Steigerung des Grades der Überhitzung zeigt somit eine weitere Verbesserung des Strahlzerfalls durch den einsetzenden Phasenübergang beim Einspritzen. Das wird besonders bei Betrachtung der Intensitäten der Dampfphase am unteren Ende des Beobachtungsfensters offensichtlich. Sie steigen erstmals über den Wert 200 (Abbildung 6.2.6, 6.2.10).

Die Aufnahmen der Phasen der Düse 1 zeigen die erwarteten Resultate hinsichtlich einer Verbesserung des Strahlzerfalls. Mit zunehmender Fluidtemperatur nimmt die Dampfphase im Spray zu und wird durch überhitztes Einspritzen zusätzlich verstärkt. Dabei spielt der Einfluss der Überhitzung eine starke Rolle hinsichtlich der Dampfausbreitung im gesamten Spraybereich, besonders aber stromab in Strahlachsenrichtung. Dies weist auf den sehr früh einsetzenden Strahlzerfall und Phasenübergang hin. Eine Änderung des Spraykegelwinkels zeichnet sich nur sehr schwach ab, da die Kammer, wie bereits erwähnt, stationär durchströmt wird. Dabei werden besonders die kleinen Tropfen am Sprayrand beeinflusst.

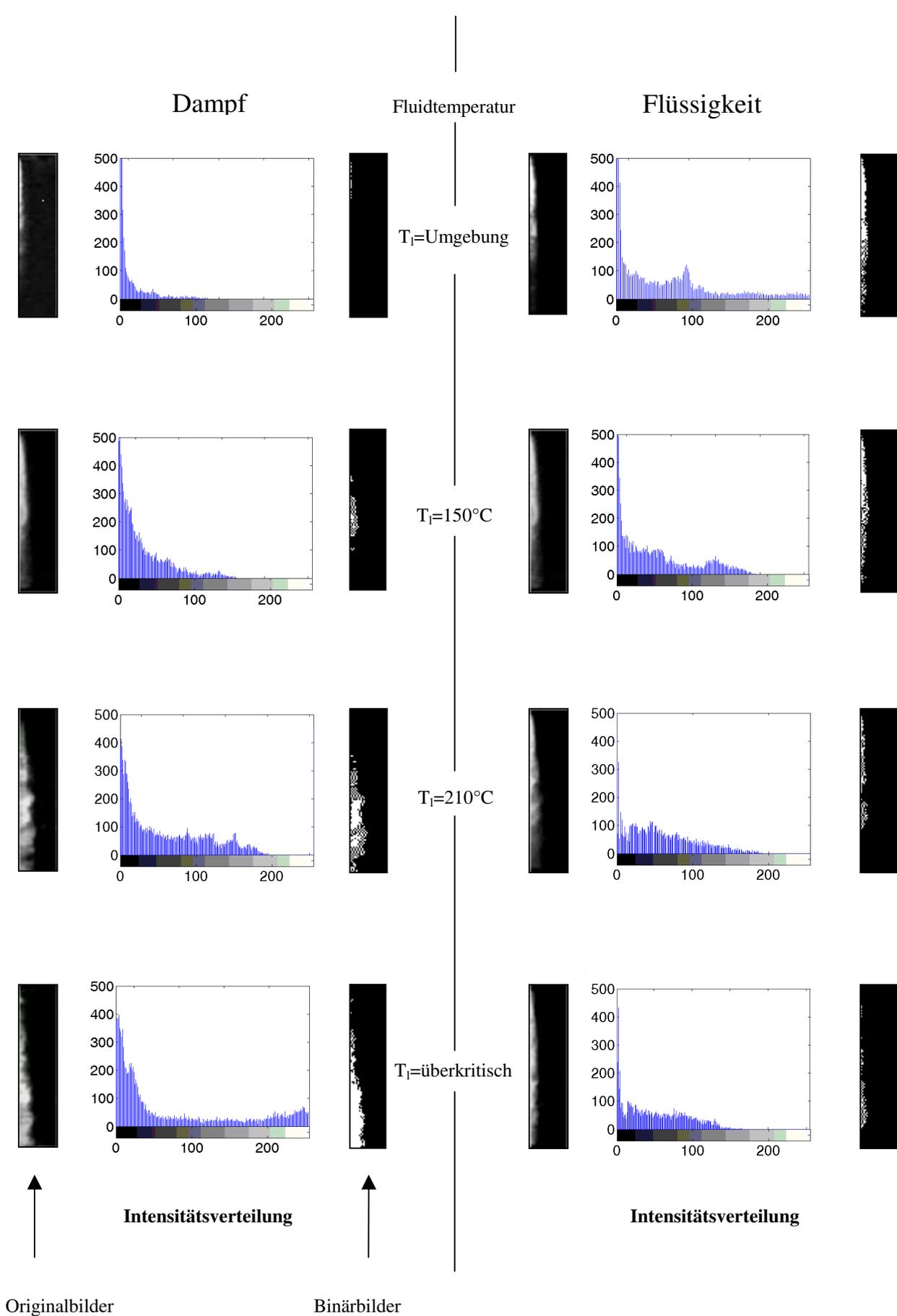
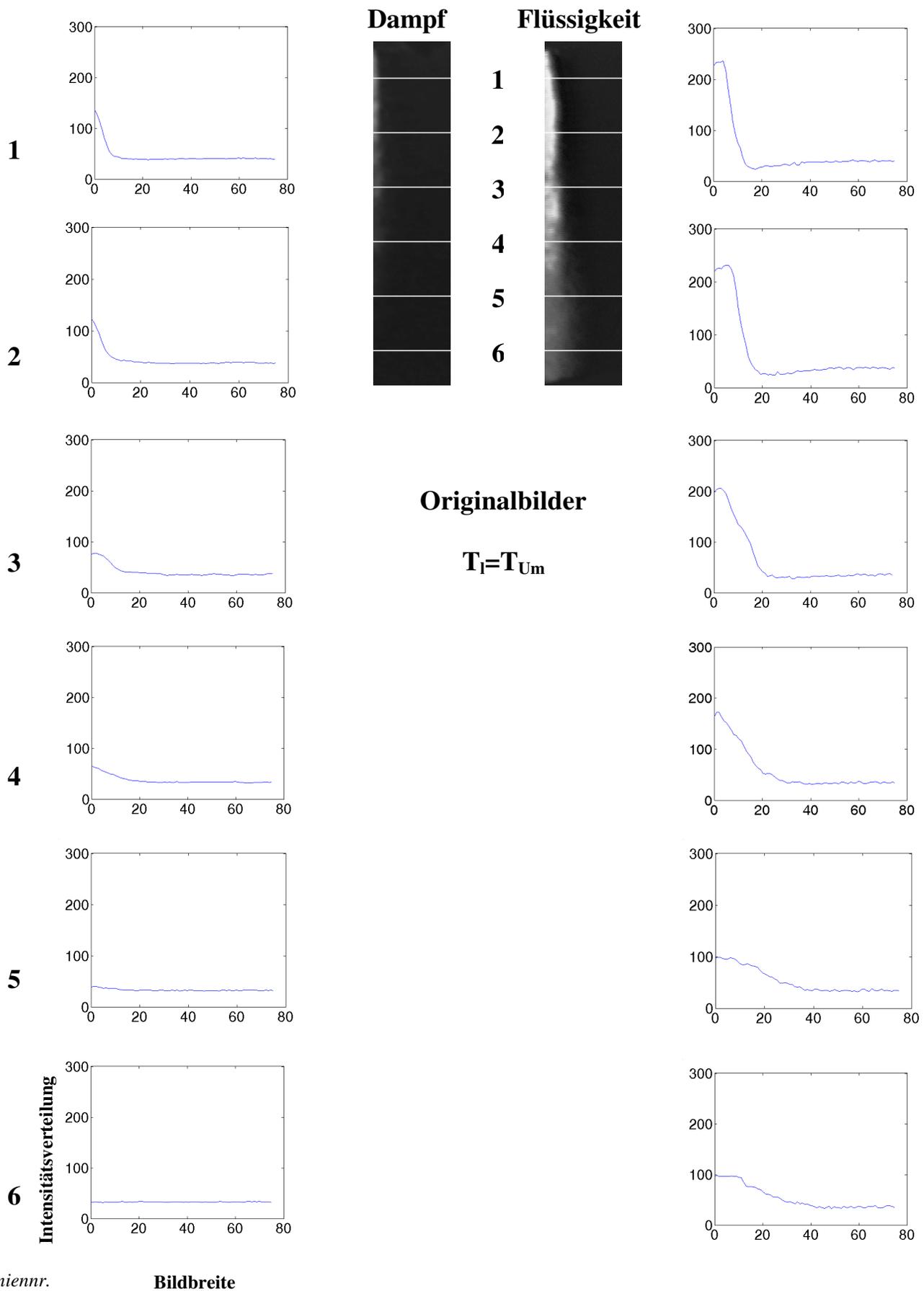
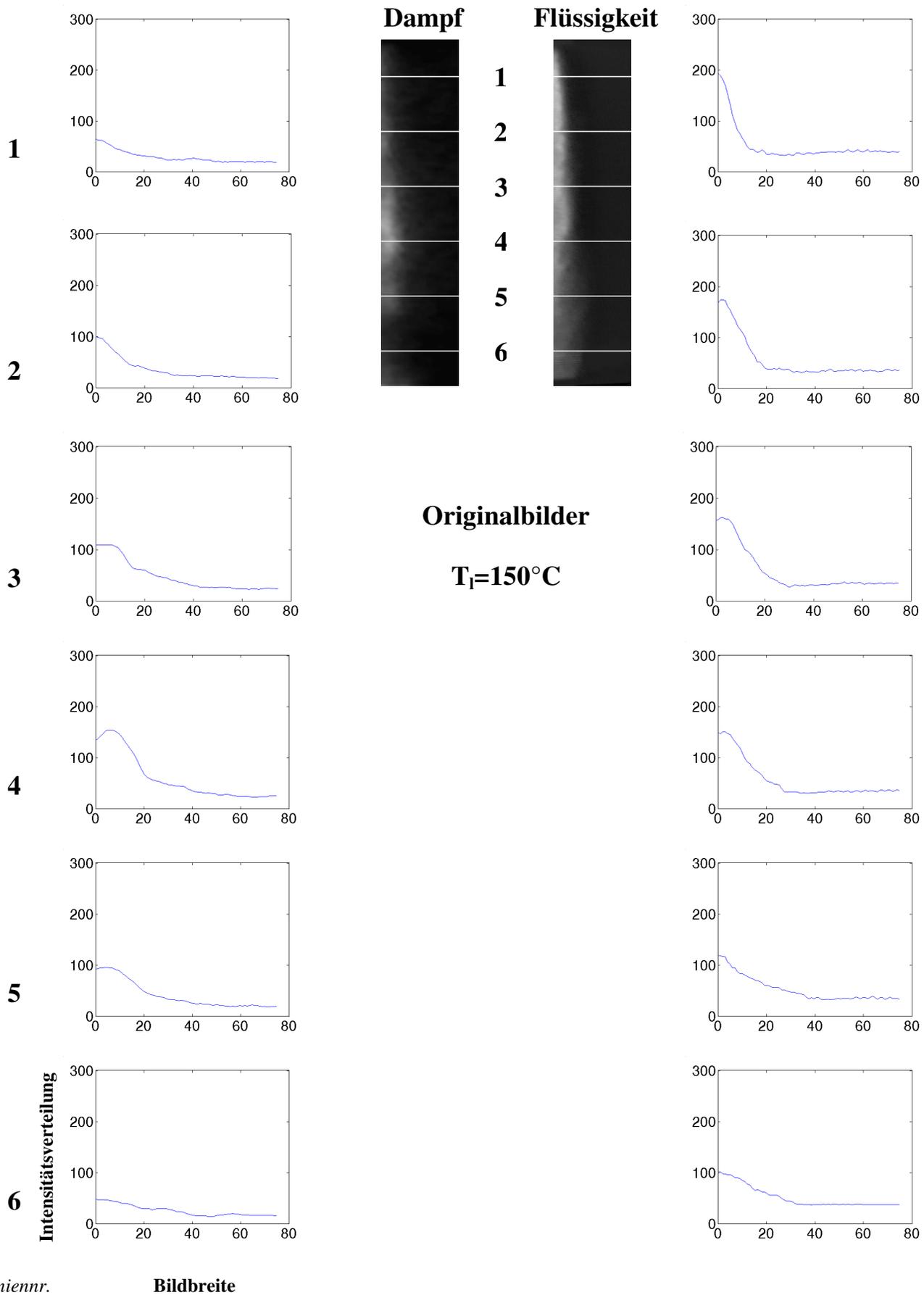


Abbildung 6.2.6: LIEF-Aufnahmen der Düse 1 bei verschiedenen Fluidtemperaturen



Liniennr.

Abbildung 6.2.7: LIEF-Aufnahmen Düse 1, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_I = T_{Um}$



Liniennr.

Bildbreite

Abbildung 6.2.8: LIEF-Aufnahmen Düse 1, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1=150^\circ\text{C}$

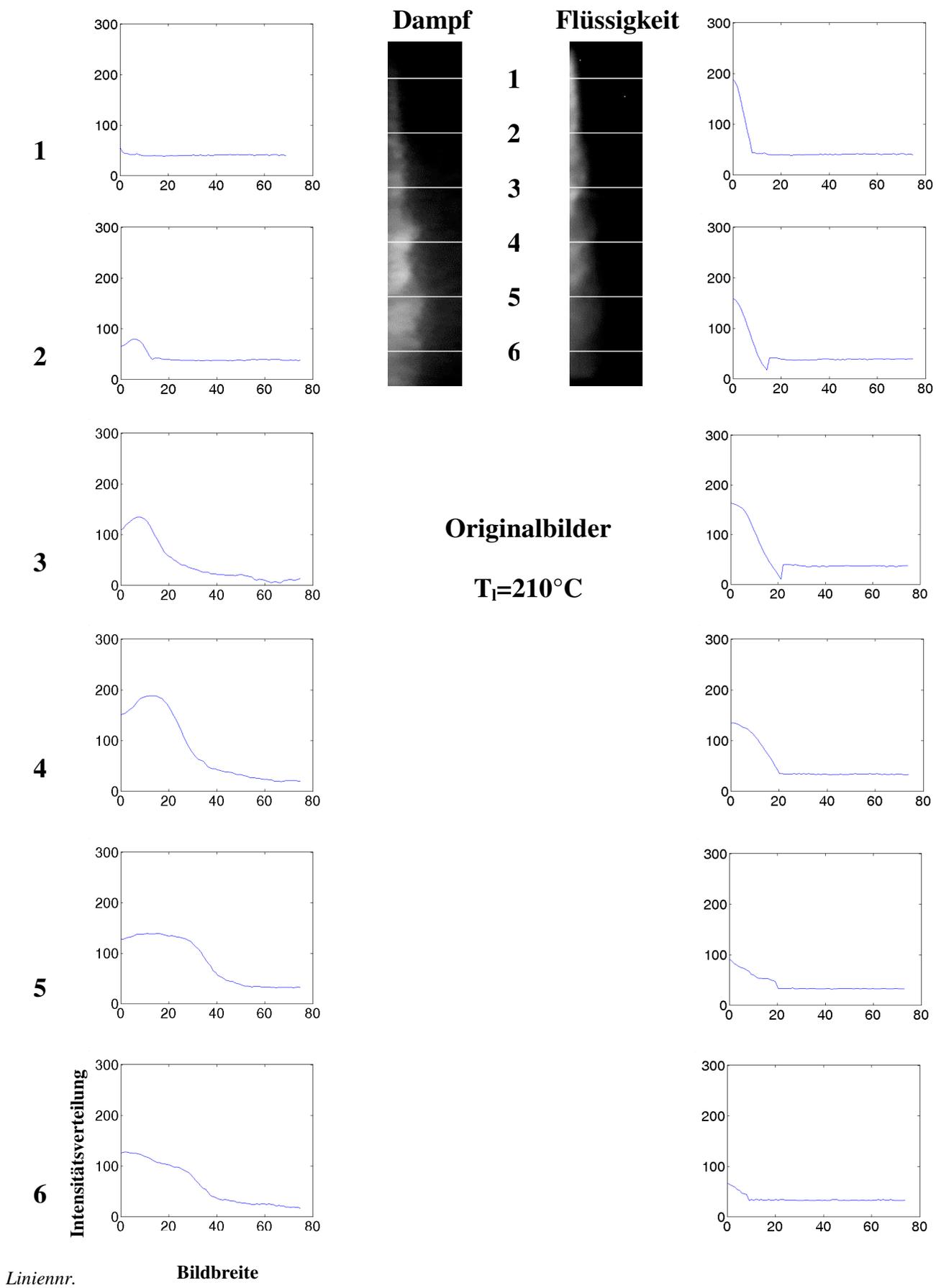


Abbildung 6.2.9: LIEF-Aufnahmen Düse 1, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1=210^\circ\text{C}$

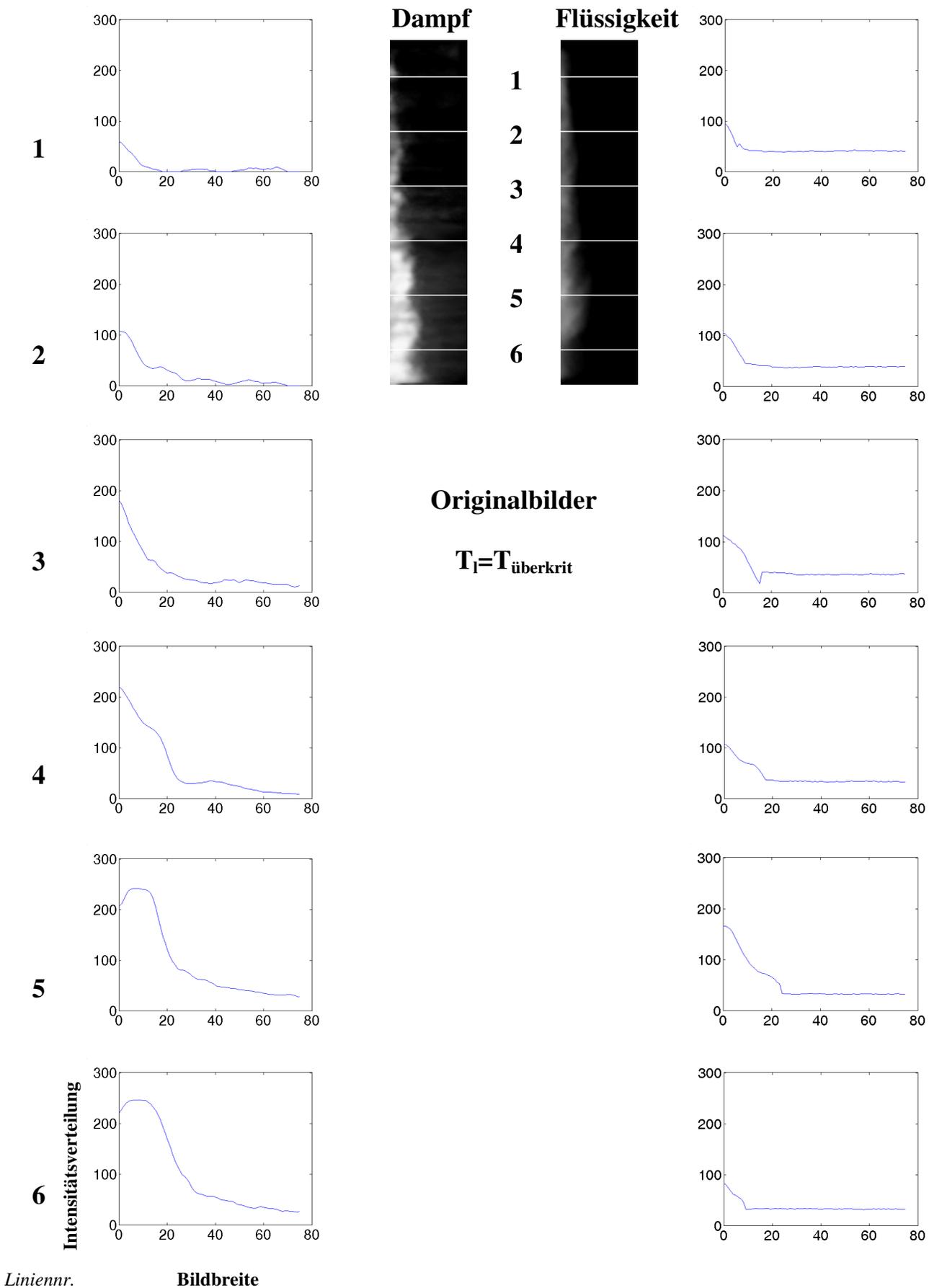


Abbildung 6.2.10: LIEF-Aufnahmen Düse 1, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1 = T_{\text{überkrit}}$

Düse 3

Generell ähnelt die räumliche Verteilung und Intensität der verschiedenen Phasen bei den vier verschiedenen Fluidtemperaturen den Aufnahmen mit der Düse 1. Wegen der notwendigen Kammerspülung kommen die Düsenunterschiede hinsichtlich Turbulenz und Kavitation nicht deutlich zur Geltung, so ist z.B. eine Änderung des Spraykegelwinkels nicht offensichtlich. Abbildung 6.2.11 zeigt analog zur Abbildung 6.2.6 eine Gegenüberstellung der Dampf- und Flüssigkeitsaufnahmen mit ihren Intensitätsauswertungen für Düse 3.

Bei Umgebungstemperatur des Fluids (Abbildung 6.2.11) weisen die flüssigen Phasen kaum einen Unterschied zu den Aufnahmen der Düse 1 auf. Bei Betrachtung der Dampfaufnahmen zeigt sich nur eine leichte Erhöhung der Intensität und besonders bei Betrachtung der Liniensegmente 3 und 4 (Abbildung 6.2.12) eine größere räumliche Ausbreitung des Dampfes. Dies lässt erste Rückschlüsse auf den Einfluss des Düsencharakters auf die Zerstäubung unter sonst identischen Versuchsbedingungen zu. Durch Kavitation und höhere Turbulenz im Strahl am Düsenaustritt zeigen sich in einem gewissen Abstand zum Düsenloch die ersten Auswirkung. Die kleineren entstehenden Tröpfchen sind bereits verdunstet.

Starke Ähnlichkeiten sind auch bei Betrachtung der Phasen bei einer Fluidtemperatur von $T_1=150^\circ\text{C}$ offensichtlich (Abbildung 6.2.11). Die ähnliche Flüssigkeitsintensität tritt in einem etwas schmaleren Flüssigkeitsstrahl auf, was besonders bei den Liniensegmenten 5 und 6 offensichtlich wird (Abbildung 6.2.13). Auch in diesem Fall wird der durch die veränderten Stoffwerte verbesserte Strahlzerfall zusätzlich durch die Düsenparameter Kavitation und Turbulenz unterstützt. Dies zeigt sich speziell am Strahlrand und wird durch die Dampfaufnahmen bestätigt. Die Intensität der dampfförmigen Phase zeigt eine leichte Zunahme in Düsennähe und weist einen starken Anstieg am unteren Ende des Strahls auf (Liniensegment 6).

Die Aufnahmen der Phasen bei $T_1=210^\circ\text{C}$ (Abbildung 6.2.11 und Abbildung 6.2.14) und im überkritischen Bereich (Abbildung 6.2.11 und Abbildung 6.2.15) weisen kaum Unterschiede durch die Verwendung verschiedener Düsen auf. Die bei den unterschiedlichen Überhitzungsgraden gewonnenen Ergebnisse zeigen lediglich am Düsenaustritt der kavitierenden und turbulenteren Düse 3 eine geringfügig höhere Dampfmenge. Durch die starken Störungen des Strahls, induziert durch die Düsengeometrie, setzt somit der Strahlzerfall und die Verdampfung der Strahlligamente und Tropfen etwas früher ein, wobei ähnlich wie

bei den vorhergehenden Versuchen von einem überwiegenden Einfluss der Strahlerturbulenz ausgegangen werden kann.

Zusammenfassend zeigen analog zur Düse 1 die Phasenaufnahmen der Düse 3 ebenfalls eine deutliche Verbesserung des Strahlzerfalls mit zunehmender Fluidtemperatur. Die Dampfphase im Spray steigt an, wird durch das überhitzte Einspritzen zusätzlich verstärkt und nimmt hinsichtlich der räumlichen Ausbreitung und der Intensität zu. Der Strahlzerfall wird besonders in den beiden unteren Fluidtemperaturregimen durch die Kavitation und Turbulenz in der Düse verstärkt und weist eine leichte Verbesserung auf. Bei den höheren n-Hexantemperaturen wird der Einfluss des Düsencharakters deutlich vom Einfluss des überhitzten Einspritzens übertroffen. Die erhöhte Anzahl der aktivierten Siedekeime, die Blasenwachstumsgeschwindigkeit, der einsetzende Phasenübergang und die über ihrer Siedetemperatur liegende Fluidtemperatur dominieren bzw. optimieren den Strahlzerfall.

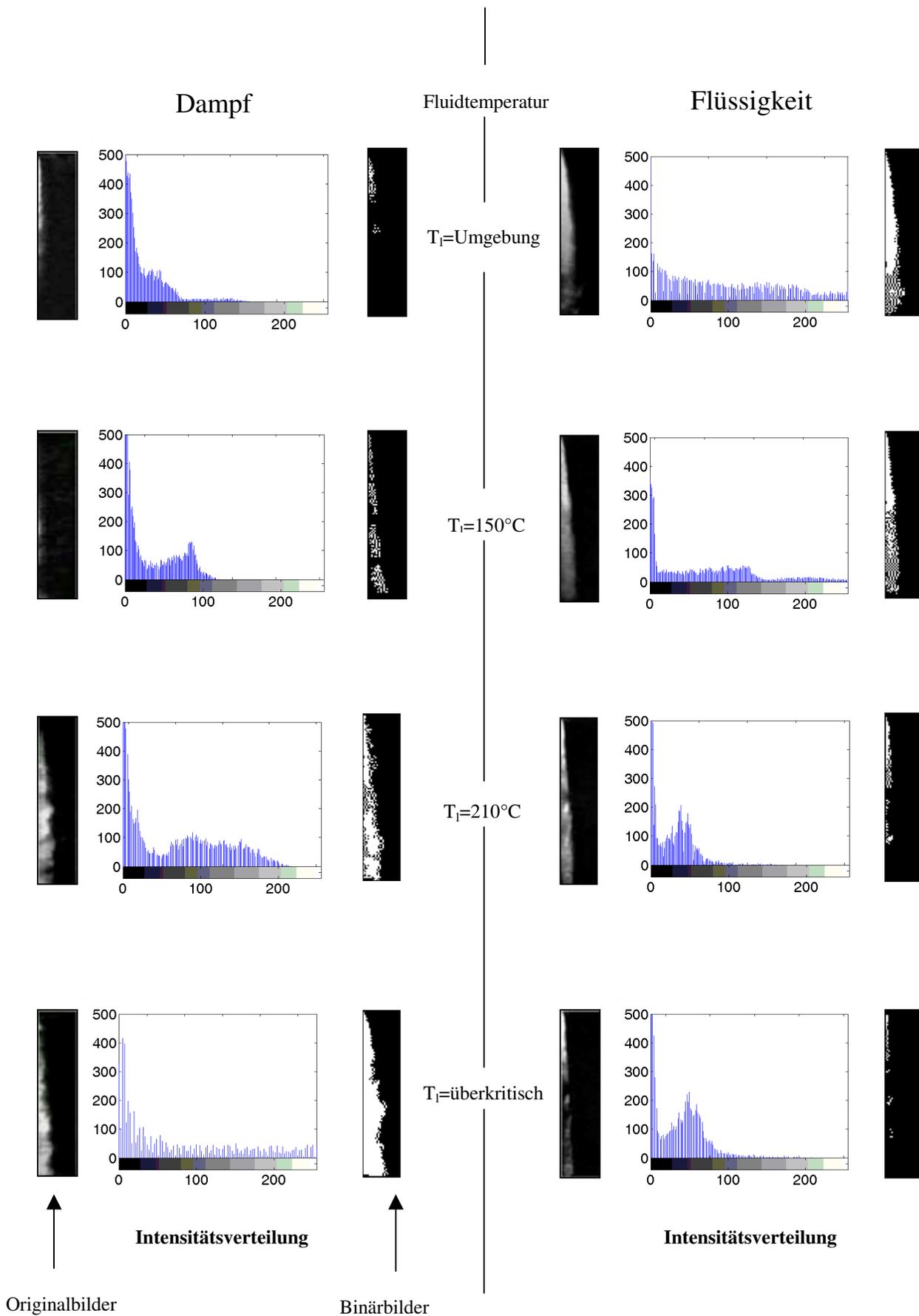


Abbildung 6.2.11: LIEF-Aufnahmen der Düse 3 bei verschiedenen Fluidtemperaturen

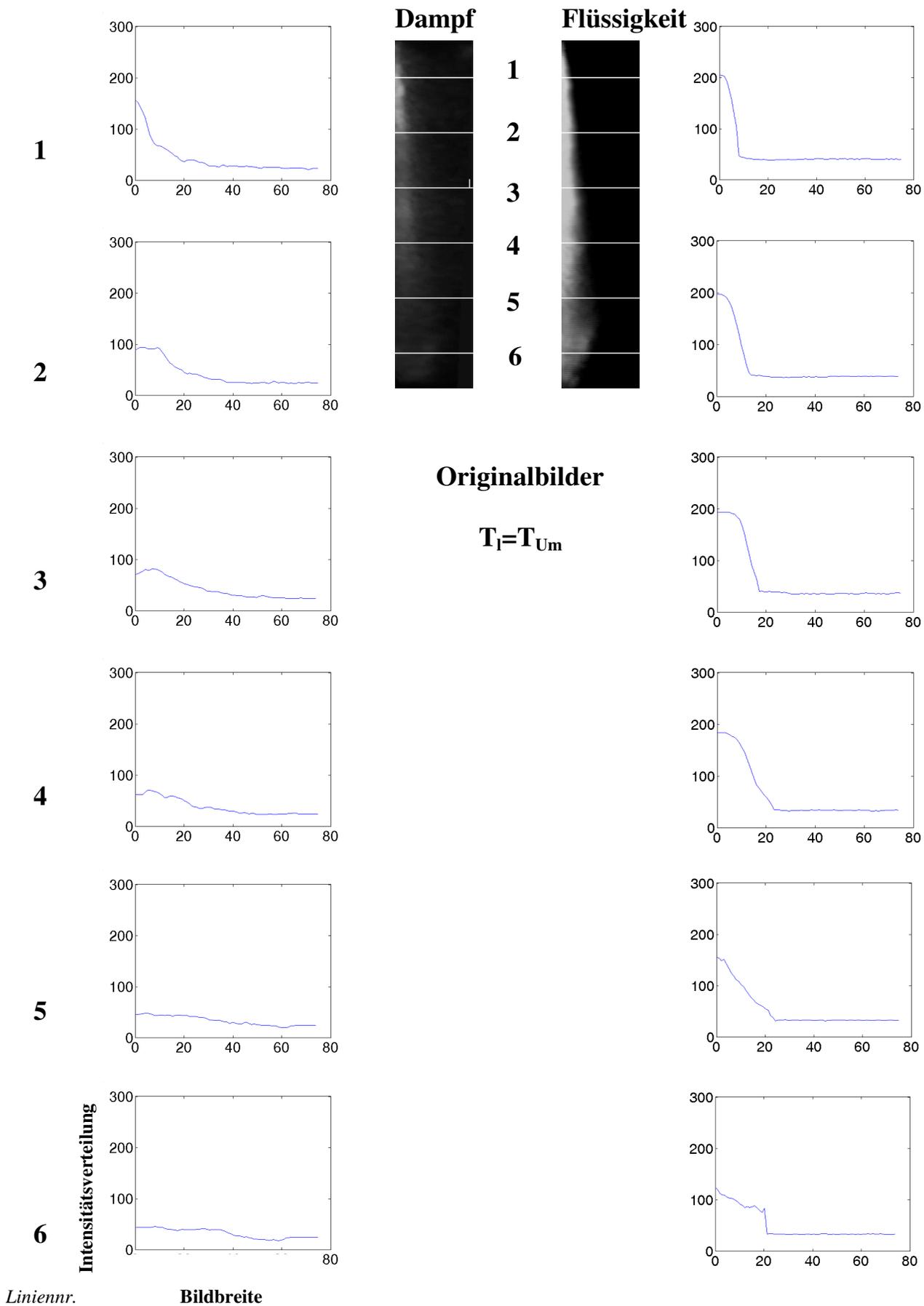
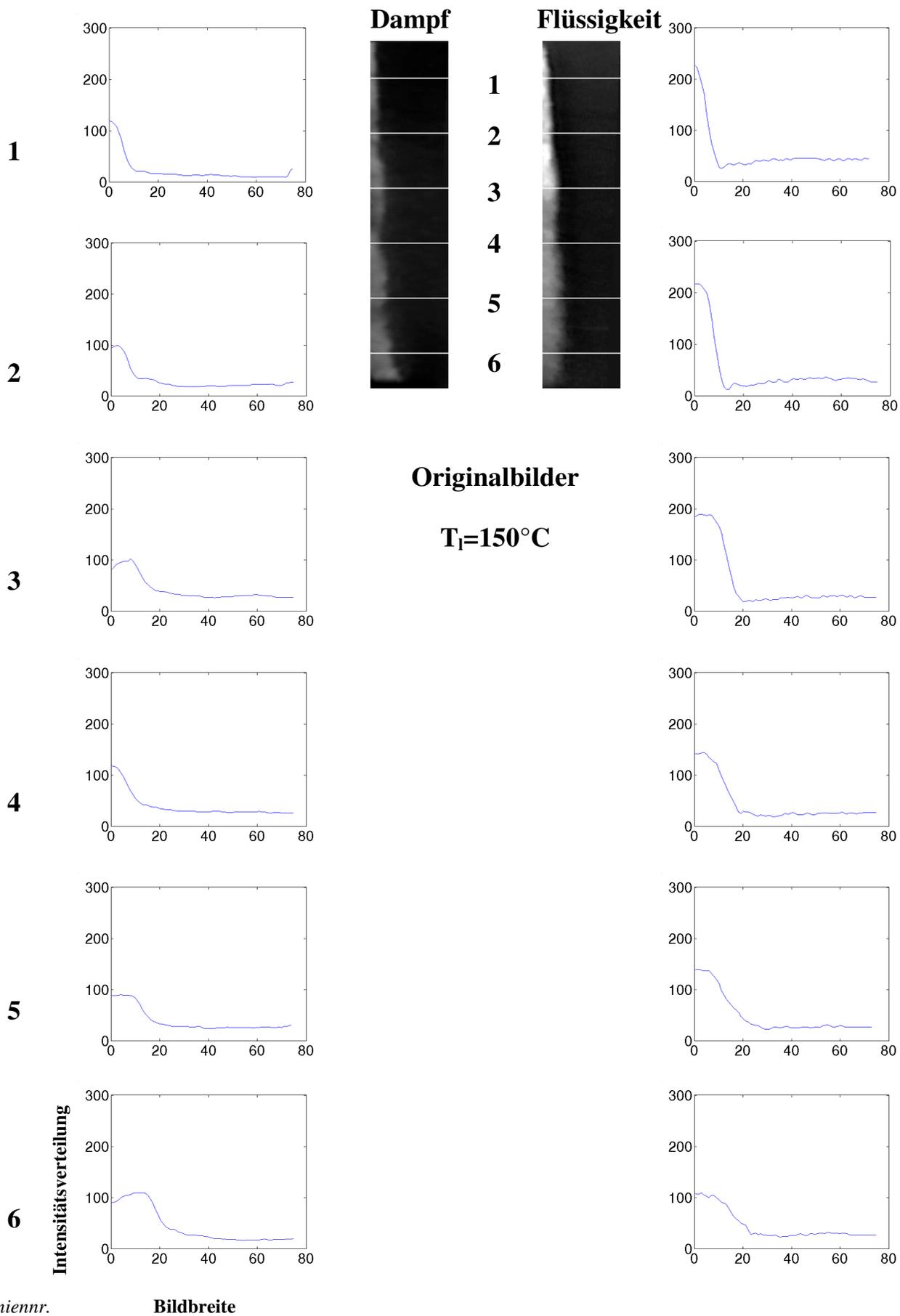


Abbildung 6.2.12: LIEF-Aufnahmen Düse 3, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1 = T_{Um}$



Liniennr.

Abbildung 6.2.13: LIEF-Aufnahmen Düse 3, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1=150^\circ\text{C}$

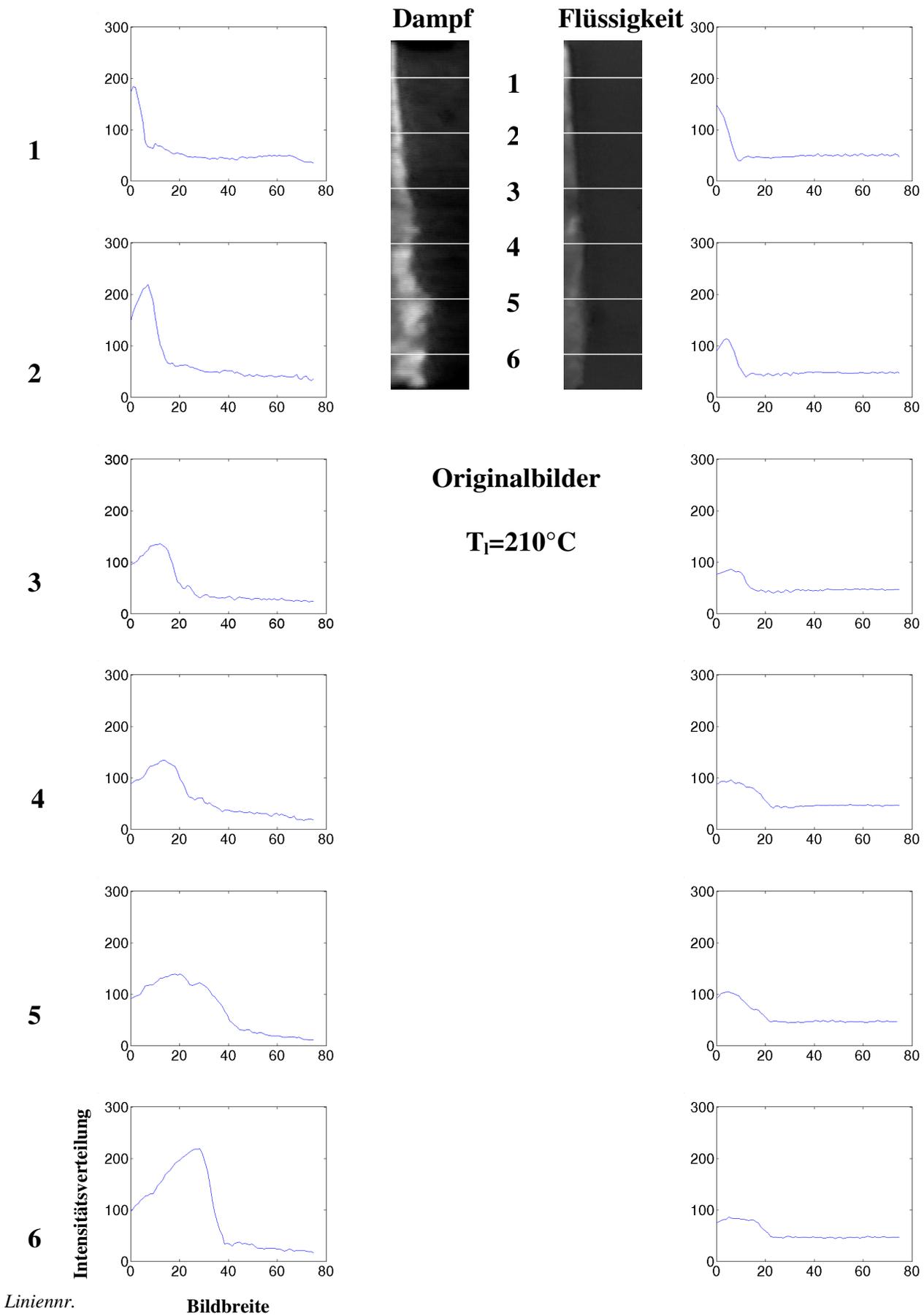
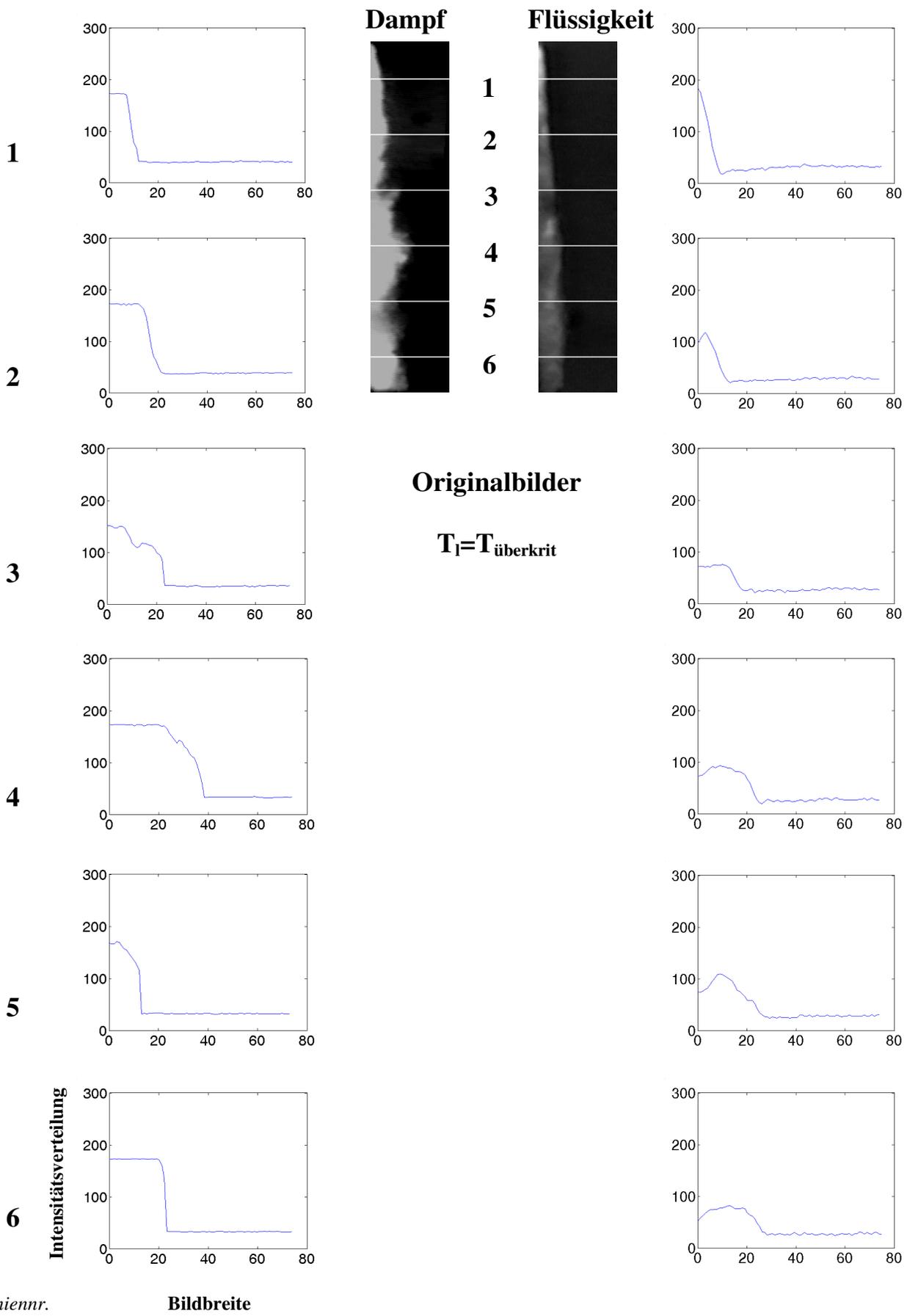


Abbildung 6.2.14: LIEF-Aufnahmen Düse 3, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1=210^\circ\text{C}$



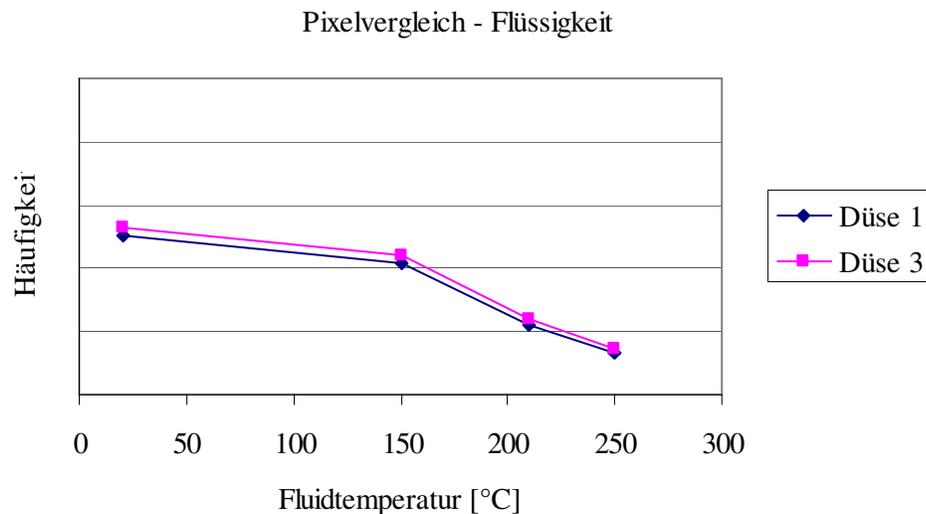
Liniennr.

Bildbreite

Abbildung 6.2.15: LIEF-Aufnahmen Düse 3, Intensitätsverteilungen über Linien-segmente bei $T_1 = T_{\text{überkrit}}$

Quantitative Auswertung der Binärbilder

Die quantitative Auswertung der Binärbilder der Flüssigkeits- und der Dampfphasenaufnahmen zeigt deutlich die positiven Auswirkungen der Fluidtemperaturerhöhung auf die Gemischbildung. Abbildung 6.2.16 vergleicht jeweils die Anzahl der Pixel sowohl der dampfförmigen, als auch der flüssigen Phase in Abhängigkeit von der Temperatur des Fluids und des Düsentyps. Beim Vergleich der verschiedenen Düsen zeigt sich bei Betrachtung der flüssigen Phase kaum ein Unterschied. Ab dem Einsetzen des Flashings ist der Düsencharakter nahezu vernachlässigbar. Durch die erhöhte Siedekeimaktivierung bei $T_1 > 150^\circ\text{C}$ nimmt der bis dahin fast nur stoffwertabhängig sinkende Flüssigkeitsanteil drastisch ab. Analog zeigen die Auswertungen der Dampfphasenaufnahmen einen plötzlichen und starken Anstieg des Dampfgehaltes, der sich in den Originalbildern durch die deutlich bessere Verteilung bereits abzeichnete. Obwohl die Dampfbildung bei Verwendung der Düse 3 besonders im höheren Fluidtemperaturbereich stromauf etwas früher einsetzt, ist die Dampfphasenentwicklung nahezu unabhängig vom Düsentyp. Die Auswertung der Binärbilder der Düse 3 weist jedoch phasenunabhängig eine leicht höhere Anzahl weißer Pixel auf. Durch die Kavitation und Turbulenz in der Düse bzw. durch die außerhalb zusätzlich erzeugte Turbulenz durch den früh einsetzenden Strahlzerfall kommt es zu einer größeren räumlichen Ausbreitung der gasförmigen und flüssigen Phase. Den stärksten Einfluss auf die Dampfbildung und Ausbreitung hat das Flashing.



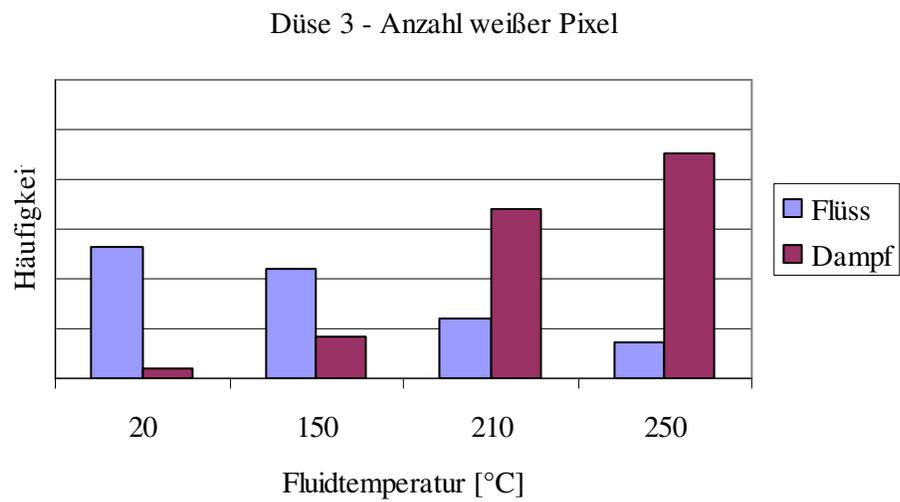
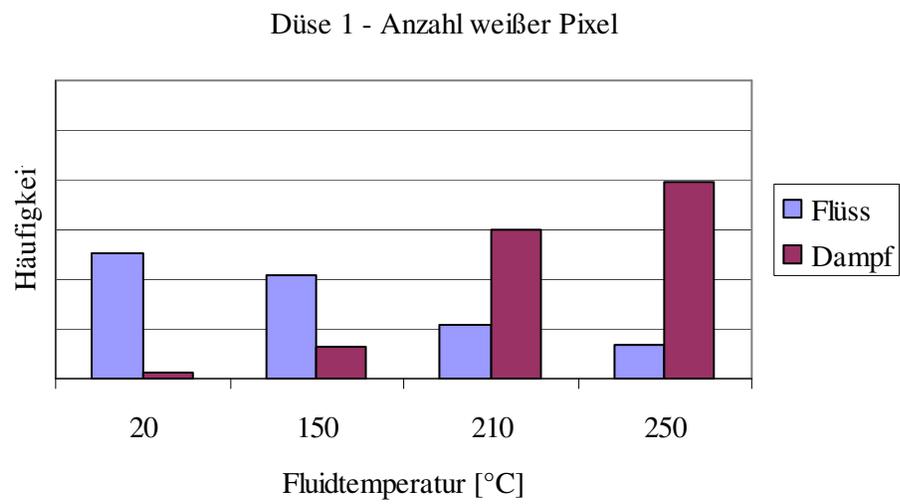
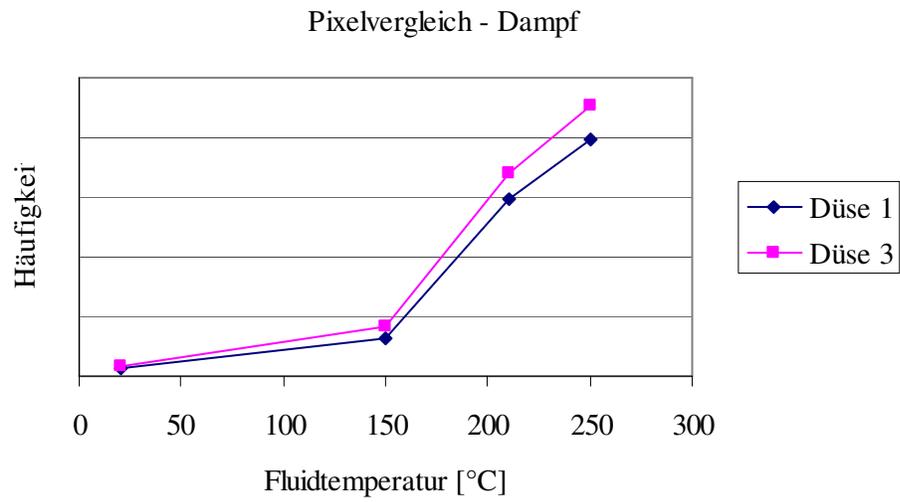


Abbildung 6.2.16: Auswertung der binären Phasenaufnahmen (Pixelanzahl)

7. Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein umfassendes Bild über den Einfluss des Flashings bzw. des überkritischen Zerstäubens auf den Strahlzerfall und auf die Gemischbildung bei der Brennstoffzerstäubung zu schaffen. Um die erzielten Ergebnisse unabhängig von düsenabhängigen Einflussfaktoren interpretieren zu können, kamen in den Experimenten drei verschiedene Düsentypen zum Einsatz, wodurch der Einfluss von Kavitation und Turbulenz in der Düse auf den Strahlzerfall berücksichtigt werden konnte. Es wurde eine Versuchsanlage konzipiert und aufgebaut, die das Versuchsfluid n-Hexan auf unterschiedliche Temperaturen erwärmen konnte, bevor es von einem überkritischen Druckniveau in eine Druckkammer eingedüst wurde. Die Temperaturstufen des Fluids waren Umgebungstemperatur, 150°C und 210°C. Bei einer Expansion des Fluids bei $T_1=210^\circ\text{C}$ auf den Kammerdruck gelangt das n-Hexan nach seiner Beschleunigungsphase in der Düse in den metastabilen Bereich, da seine Temperatur über der Siedetemperatur liegt. Das Fluid ist überhitzt und aufgrund des thermodynamischen Ungleichgewichts kommt es zu einer Siedekeimbildung und zu einem verstärkten Blasenwachstum im Strahl (Flashing). Diese thermodynamische Perforation und Fragmentierung führt zu einem intensiven und früh einsetzenden Aufplatzen des Strahles, was zu einer verbesserten Spraygüte führt. Diese Verbesserung wird durch die hohe Fluidtemperatur, die sich in einer Absenkung der Oberflächenspannung und Viskosität darstellt, sowie durch eine Beschleunigung des Verdampfungsverhaltens unterstützt. Dieser Effekt kann zusätzlich noch gesteigert werden, wenn das Versuchsfluid vor dem Einspritzen überkritisch ist (4. Temperaturstufe) und tiefer in das Zweiphasengebiet expandiert.

Bereits globale Strahlbetrachtungen mit einer modifizierten Schattenmesstechnik zeigten eine Verbesserung der Spraygüte durch eine Temperaturerhöhung des Fluids, was durch eine Überhitzung bzw. eine Änderung des Grades der Überhitzung noch deutlich gesteigert werden konnte. Beim Einsatz einer heißen Versuchskammer konnten die bereits getroffenen Aussagen bestätigt werden. Auch die für die Gemischbildung wichtigen globalen und lokalen Entrainmentbetrachtungen bestätigten die Resultate der Strahlbetrachtungen. Durch den Einsatz des Flashing kann das Ansaugverhalten des Sprays auf seine Umgebung deutlich beeinflusst werden, was sich durch eine Erwärmung des Fluids in den überkritischen Zustand noch steigern lässt. Der zweite Teil der Experimente befasste sich mit den mikroskopischen Strahlgrößen. Durch Verwendung der 2D-Phasen-Doppler-Anemometry konnte die Tropfengröße ermittelt werden, die über den Impuls an die Tropfengeschwindigkeit gekoppelt

ist. Durch den früh einsetzenden Strahlzerfall beim überhitzten Eindüsen konnten Größe und Geschwindigkeit der Tropfen deutlich reduziert werden, was durch das überkritische Einspritzen wiederum weiter verstärkt werden konnte. Der Einfluss auf die Zerstäubungsgüte nur durch reine Fluidtemperaturerhöhung ohne Phasenübergang wurde so bei weitem übertroffen. Eine

abschließende Phasenseparation mit der Laser Induced Exciplex Fluorescence (Zweiphasenfluoreszenz) konnte die Aussagen bezüglich der zunehmenden Dampfbildung bestätigen und lieferte ein aufschlussreiches Bild über die räumliche Verteilung der Dampfphase, die sich mit zunehmender Fluidtemperatur in Richtung Strahlmitte und Düsenaustritt ausbreitete. Bei allen durchgeführten Experimenten zeigte sich gerade bei höheren Fluidtemperaturen eine sehr schwache Abhängigkeit des Spraybildes von der Turbulenzproduktion oder der Kavitation in der Düse. Die Dominanz bezüglich des Strahlzerfalls und der Dampfbildung liegt deutlich beim Einsatz des Flashings und dem jeweiligen Grad der Überhitzung.

Es konnte somit ein umfangreiches und aussagekräftiges Bild über den Einfluss einer Erwärmung des Fluids bis in den überhitzten Bereich und einer gezielten Überhitzung gewonnen werden, das den klaren Vorteil hinsichtlich des Strahlzerfalls und der Spraygüte erkennen lässt. Die Verwendung des Flashings und der überkritischen Zerstäubung könnte z.B. in modernen Verbrennungskraftmaschinen, speziell in strahlgeführten direkteinspritzenden Ottomotoren, seinen Verwendungszweck finden. Anhand einer gezielten zweistufigen Erwärmung des Kraftstoffes durch die Kühlwasserabwärme und die Abwärme des Auslasskanals könnte dies realisiert werden und die offensichtlichen Vorteile des überkritischen Zerstäubens ließen sich in konventionellen Verbrennungskraftmaschinen nutzen.

München, August 2003

8. Literatur

- [ABR89] Arbamzon B., Sirignano A.; Droplet Vaporization Model for Spray Combustion Calculations; Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 32, No. 9; 1989
- [AN84] Anderson R.C., Erdmann C.A., Reynolds A.B.: Droplet Size Distribution from Bulk Flashing; Nuclear Science and engineering, 88, 1984
- [AR00] Arnold A., Bombach R., Hubschmid W., Käppeli B.; Fuel-Oil Concentration in a Gas Turbine Burner measured with Laser-induced Fluorescence; Experiments in Fluids (29), 2000
- [AT00] Atzler F., Woolley R., Lawes M.; Bilderfassung der Hochdruck-einspritzung in turbulente Atmosphäre, Motortechnische Zeitschrift 61; 2000
- [BA88] Bardsley, M.E.A.; Felton, P.G.; Bracco F.V.: 2-D Visualization of liquid and vapor fuel in an I.C. engine, SAE Technical Papers Series; 1988
- [BAC94] Bacile R., Stepowski D.; Measurements of the vaporization dynamics in the development zone of a burning spray by planar laser induced fluorescence and Raman scattering; Experiments in Fluids, 1994
- [BE59] Bergwerk W.; Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes; Proc. Instr. Mech. Engr., Vol. 173, No. 25; 1959
- [BEA99] Beaver B., Sharief V., Teng Y., DeMunshi R., Guo J.P., Katondo E.; On the Development of Oxygen Scavenger Additives for Future Fuel Jets; International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition; Indianapolis; 1999

- [BI99] Biswal A. D., Datta A., Som S.K.; Transport Coefficients and Life History of a Vaporising Liquid Fuel Droplet Subject to Retardation in a Convective Ambience; International Journal of Heat and Fluid Flow (20), 1999
- [BIN88] Bin A.K.; Gas Entrainment by plunging liquid Jets; VDI Forschungsheft, 648/88
- [BO91] Bode J.; Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitsfreistrahlen, Dissertation; Universität Göttingen; 1991
- [BO91-2] Bode J., Chaves H., Obermeier F., Schneider T.; Influence of Cavitation in a Turbulent Nozzle Flow on Atomization and Spray Formation of a Liquid Jet; Proceedings Sprays and Aerosols, ILASS Europe, 1991
- [BO92] Bode J., Chaves H., Hentschel W., Kubitzek A., Schindler K.P., Obermeier F., Schneider T.; Fuel Spray in Diesel Engines Part I: Spray Formation; Int. Conference of Innovation and Reliability in Automotive Design and Testing, Borenz 1992
- [BR62] Brown R., York L.; Sprays formed by Flashing Liquid Jets; AIChE. Journal, 1962
- [BRI66] Briffa F. E. J., Dombrowski N.; Entrainment of air in a liquid spray; AIChE Journal, 1966
- [BRO75] Brodkey R.S.; The Phenomena of Fluid Motions; Addison-Wesley Publishing Company; 1975
- [BU93] Bush S. G., Sojka P. E.; Entrainment of effervescent sprays at low mass flow rates; ASME, Fluid Mechanics and Heat Transfer in Sprays, 1993

- [CHA80] Charwat A.F., Russali R.R.; On the Disintegration of Superheated Capillary Jets; PhysicoChemical Hydrodynamics, Vol. 2, No. 1; 1980
- [DAU65] Daugherty R.L., Franzini J.B.; Fluid Mechanics and Engineering Applications; New York, 1965
- [DEB91] Tom J.W., Debendetti P.G.: Formation of Bioerodible Polymeric Microspheres und Microparticles by Rapid Expansion of Supercritical Solutions; Biotechnol. Prog. 7, 1991
- [DEB93] Debendetti P.G., Tom J.W., Kwauk X., Yeo S.-D.: Rapid Expansion of Supercritical Solutions (RESS): Fundamentals and Applications; Fluid Phase Equilibris, 82, 1993
- [EIF90] Eifler W.; Untersuchung zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahles im Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie, Dissertation, Universität Kaiserslautern; 1990
- [ELK82] Elkotb M. M.; Fuel Atomization for Spray Modelling; Prog. Energy Combustion Science; 1982
- [EV96] Evans G.M., Jameson G.J., Rielly C.D.; Free Jet Expansion and Gas Entrainment Characteristics of a plunging liquid Jet; Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 12, 1996
- [FA71] Faith L.E., Ackerman G.H., Henderson H.T.; Heat sink Capability of a Jet A Fuel: Heat Transfer and Cokin Studies; NASA CR-72951; 1971
- [FIN97] Fincham, A. M., Spedding, G. R.; Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow; Experiments in Fluids 23; 1997

- [FO83] Fondse H., Leijdens H., Ooms G.; On the Influence of the Exit Conditions on the Entrainment Rate in the Development Region of a free, round, turbulent Jet; Laboratory for Aero- and Hydrodynamics Delft, 1983
- [FRI65] Fritzsche, A.; Über den Zusammenhang von Strahlzerfall und turbulentem Stoffaustausch, untersucht am Beispiel des runden Strahles; Forschungsberichte, VDI-Zeitung Reihe 7, 1965
- [GE33] Gerrish H.C., Aver B.E.; Influence of Fuel-oil Temperature on the Combustion in a Prechamber –Compression-Ignition Engine; Naca, 1933
- [GEB96] Gebhard P.; Zerfall und Verdampfung von Einspritzstrahlen aus lamellenbildenden Düsen;Dissertation TU München, Deutschland; 1996
- [GERB96] Gerber P., Teipel U., Krause H.: Herstellung von Explosivstoffpartikeln durch schnelle Expansion fluider überkritischer Lösungen; Fraunhofer Institut für Chemische Technologie
- [GRÜ00] Grünefeld G., Bartelheimer J., Finke H., Krüger S.; Gas-phase velocity Field Measurements in Sprays without Particle Seeding; Experiments in Fluids 29; 2000
- [HA31] Haenlein A.; Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles; Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens; 1931
- [HAG28] Hague E.N., Wheeler R.V.; The Mechanism of Thermal Decomposition of the Normal Paraffins; Department of Fuel Technology; 1928

- [HAL01] Haldeman C.H., O'Brien J.P., Opdyke G., Valbert J.R., Tester J.W., Cataldo R.M., Ahern B.S., White A.W.; Low Emission Combustion Turbine Experiments with Supercritical Fuels; Proceeding of ASME TURBO EXPO 2001, New Orleans, June 2001
- [HE95] He L., Ruiz F.; Effect of Cavitation on Flow and Turbulence in Plain Orifices for High-Speed Atomization; Atomization and Sprays, Vol. 5, 1995
- [HIR98] Hiroyasu, H., Tamaki N., Shimizu M., Nishida, K.; Effects of Cavitation and Internal Flow on Atomization of a Liquid Jet; Atomization and Sprays, Vol. 8, 1998
- [HUT94] Hutfließ M.; Untersuchungen zum Einfluß des Kraftstoffes auf die Bildung von Ablagerungen auf Einlassventilen von Einspritzmotoren; Dissertation Karlsruhe; 1994
- [IS99] Ismailov M. M., Obokata T., Kobayashi K., Polayev M.; LDA/PDA Measurements of Instantaneous Characteristics in High Pressure Fuel Injection and Swirl Spray; Experiments in Fluids (27), 1999
- [KO96] Koop O.; Experimentelle Untersuchung der Gemischbildung und Verbrennung turbulenter Wasserstoffstrahlen in Querströmungen; Dissertation Bundeswehruniversität München, 1996
- [KN90] Knoche K. F., Roosen P.; In-situ Measurement of Liquid and Evaporated Fuel in a Model Diesel Injection Spray; 23. Symposium on Combustion, 1990
- [KN92] Knoche K. F., Andrian S., Haug M.; Untersuchung der Gemischbildung und Verbrennung im direkteinspritzenden Viertakt-Ottomotor; Informationstagung Motoren, Heft R467, 1992

- [KUF02] Kufferath A.; Über den Zusammenhang von Düseninnenströmung und Spraycharakteristik beim innenmischenden Zweistoffzerstäuber; Diss. Uni Karlsruhe; 1992
- [LA71] Langelaar, J.; Rettschnick, R.P.H., Hoijtink, G.J.: Studies on triplet radiative lifetimes, phosphorescence, and delayed fluorescence yields of aromatic hydrocarbons in liquid solutions; Journal of chemical Physics, 54, 1971
- [LAV00] Lavielle P., Lemoine F., Lavergne G., Virepinte J.F., Lebouche M.; Temperature Measurements on Droplets in monodisperse Stream using Laser-induced Fluorescence; Experiments in Fluids (29), 2000
- [LEF89] Lefebvre A.; Atomization and Sprays, Combustion: An International Series, Hemisphere Publishing Cooperation, New York; 1989
- [LI02] Li H., Hu H., Kobayashi T., Saga T., Taniguchi N.; Extraction of a Multiscale Structure of a turbulent lobed Jet from PIV Results using a Vector Wavelet Multiresolution Technique; Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences; Vol 45; 2002
- [LIE66] Lienhard J.H., Stephenson J.M., Temperature and Scale Effects upon Cavitation and Flashing in Free and Submerged Jets; Journal of Basic Engineering; 1966
- [LSA] Light Scattering Analyses, Software, Dantec Measurements Technology, Germany
- [MAC91] MacGregor S. A.; Air Entrainment in Spray Jets; International Journal Heat and Fluid Flow, 1991

- [MAY01] Mayinger F., Feldmann O.; Optical Measurements – techniques and Applications, Springer Publishing Company, Germany; 2001
- [MCC74] McCarthy M. J., Molloy N. A.; Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design; Chemical Engineering Journal, 1974
- [ME1] Melton, L.A.; Verdieck, J.F.: Vapour/liquid visualisation in/for fuel sprays; United Technologies Research Center, Sonderdrucke UTRC84-28 und UTRC84-29
- [ME83] Melton, L.A.: Spectrally separated fluorescence emissions for diesel fuel droplets and vapor; Applied Optics, 22, 14 (1983)
- [ME84] Melton L. A., Verdieck J. F.: Vapor/Liquid Visualization in Fuel Sprays; 20. Symposium on Combustion, 1984
- [MIE55] Miesse C.C.; Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets, Industrial and Engineering Chemistry; 1955
- [MO84] Mohamed R. S., Halverson D. S., Debendetti P.G., Prud'homme R.K.: Solids Formation after the Expansion of Supercritical Mixtures; Supercritical Fluid Science and Technology, 1989
- [MUR01] Murphy J., Schmidt D., Wang S.P.; Multi-Dimensional Modeling of Multiphase Flow Physics: High-Speed Nozzle and Jet Flows – a Case Study; University of Wisconsin, Nuclear Engineering and Engineering Physics
- [NA85] Nagai N., Sato K., Lee C.: Atomisation characteristics of superheated liquid jets, ICLASS, 1985
- [NAK94] Nakakita K., Kondoh T., Ohsawa K., Takahashi T., Watanabe S.; Optimization of Pilot Injection Pattern and its Effect on Diesel

Combustion with High-Pressure Injection; JSME, International Journal, 1994

- [NIC72] Nicholls J.; Stream and Droplet Breakup by Shock Waves, NASA SP-194, Eds. D.T. Harrje and F.H. Reardon; 1972.

- [NIS92] Nishida M., Nakahira T., Komori M., Tsujimura K.; Observation of High Pressure Fuel Spray with Laser Light Sheet Method; SAE Technical Paper Series; 1992

- [NOY00] Noymer P.D.; The Use of Single-Point Measurements to characterize dynamic behavior of Sprays; Experimente in Fluids, No 29, 2000

- [OF01] Ofner B.; Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen, Dissertation TU München, Germany; 2001

- [OH36] Ohnesorge W.; Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band 16; 1936

- [OZ83] (Oza R. D., Sinnamon J. F.; An experimental and analytical Study of flashboiling Fuel Injection; Soc. Of Automotive Engineers, 1983

- [PH73] Phinney R.E., Humphries W.; Stability of Laminar Jet of Viscous Liquid- Influence of Nozzle Shape; Journal of Fluid Mech.; 1973.

- [PI01] Pischinger S., Geiger J., Ballauf J., Vogt B., Grünefeld, Greis A.; Entflammungsverhalten des DI-Ottomotors; Motortechnische Zeitung Nr. 2; 2002

- [PI02] Pischinger S., Salber W., Dilthey J., Adomeit P., Grünefeld G., Brochhaus M.; Ladungsbewegung und Gemischbildung bei Ottomotoren mit voll variabler Ventilsteuerung; Motortechnische Zeitung Nr. 11; 2001
- [PIL87] Pilch, Erdman; International Journal Multiphase Flow, 13 No. 6; 1987
- [PLE54] Plesset M.S., Zwick S.A.; The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids; Journal of applied Physics, Vol. 25, Nr. 4; 1954
- [PLE77] Plesset M.S., Prosperetti A.; Bubble Dynamics and Cavitation; Annual Review of Fluids Mechanics; 1977
- [PU01] Pust O.; Quantitative Visualisierung komplexer verfahrenstechnischer Strömungsvorgänge mit der digitalen Particle Image Velocimetry; Dissertation, Universität der Bundeswehr Hamburg; 2001
- [RA58] Ranz W.E.; Some Experiments on Orifice Sprays, Canad. J. Chem. Eng., Vol. 3; 1958
- [RA65] Ranz W.E.; On Sprays and Spraying; Dept. Enging. Res.; Penn. State University, Bulletin 65;1965
- [RAC98] Rachner M.; Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1; DLR Mitteilung 09-01; 1998
- [RAY78] Rayleigh Lord; On the Stability of Jets, Proc. London Math. Society, Vol 10; 1878
- [RAY18] Rayleigh Lord; On Bubble Growth; Phil. Mag.; Vol 34; 1918

- [RAZ89] Razzaghi M.; Droplet Size Estimation of Two-phase Flashing Jets, Nuclear Engineering and Design 114; 1989
- [RE70] Reinecke W.G., Waldmann G.D.; A Study of Drop Breakup behind strong Shocks with Application to Flight; AVCO Report AVSD-0110-70-RR; 1970
- [REI78] Reitz R.D.; Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet; University of Princeton, PH. D.; Nr. 7907964; 1978
- [REI82] Reitz R.D., Bracco F.V.; Mechanism of Atomization of a Liquid Jet; Phys. Fluids, Vol 25; 1982
- [REI86] Reitz R.D., Diwakar R.; Effect of drop Breakup on Fuel Sprays, SAE-Paper 860469, 1986
- [REI87] Reitz R. D., Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays, Atomization and Spray Technology 3; 1987
- [REY74] Reynolds A. J.; Turbulent Flows in Engineering; John Wiley & Sons; London; 1974
- [RIC60] Ricou F.P., Spalding D.B.: Measurements of Entrainment by axisymmetrical turbulent Jets, Imperial College of Science and Technology, London, 1960
- [RO89] Roosen P.; Entwicklung und Erprobung von Fluoreszenzmess-techniken zur Dieselstrahldiagnostik; Dissertation TH Aachen; 1989
- [RO98] Roosen P.; Untersuchung des transienten Verhaltens von Kavitationserscheinungen bei ein- und mehrkomponentig durchströmten Düsen; DFG-Papers, 1998

- [RUF89] Ruff G. A., Sagar A. D., Faeth G.M.; Structur and mixing properties of pressure-atomized sprays; AIAA Journal, 1989
- [RUI85] Ruiz F., Chigier N.; The Mechanics of high speed Atomization; ICLASS; 1985
- [SC37] Schweizer P.H.; Mechanism of Disintegration of Liquid Jets; Journal of Applied Physics; 1937
- [SCH84] Schorradt G.; Zerstäubungskennwerte von Hohlkegeldüsen für verschiedene Stoff- und Betriebswerte; VDI-Verlag, Strömungstechnik Reihe 7; 1984
- [SCHE94] Scheeder A.; Untersuchungen an einem Verbrennungsmotor mit quadratischen Zylinderquerschnitt zur optischen Verbrennungsbeobachtung mit digitaler Bildauswertung; VDI Karlsruhe; 1994
- [SCHM99] Schmidt D.P., Rutland C.J., Corradini M.L., Roosen P., Genge O.; Cavitation in Two-Dimensional Asymmetric Nozzles; International Congress and Exposition, Michigan, 1999
- [SCHW94] Schwarz A.; Multitomografische Temperaturmessung in Flammen mit einem Schlierenmessaufbau; VDI Karlsruhe, 1994
- [SCR59] Scriven L.E.; On the Dynamics of Phase Growth; Chemical Engineering Science; Vol 10; 1959
- [SE99] Senecal P.K., Schmidt D. P., Nouar I., Rutland C.J., Reitz R.D., Corradini M.L.; Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization; Int. Journal Multiphase Flow; Nr. 25; 1999
- [SH77] Sher E., Elata C.; Spray Formation from Pressure Cans by Flashing; I&EC Process Design Development, Vol. 16; 1977

- [SHE89] Shehata M. A. O.; Experimentelle Untersuchungen zur Strahl-
ausbreitung und Zerstäubung beim Einspritzvorgang unter die-
selähnlichen Bedingungen; Dissertation RWTH Aachen, 1989
- [SK84] Skripov V.P., Isaev O.A., Shuravenko N.A., Khmyl'nin V.A.;
Efflux of a Boiling Liquid through Short Nozzles with Super-
critical Initial Pressure; 1984
- [SP69] Spalding D.B.; Konvektiver Wärmeübergang: Eine Einführung;
VEB Verlag, 1969
- [SPA99] Spadaccini L.J., Sobel D.R., Huang H.; Deposit Formation and
Mitigation in Aircraft Fuels; International Gas Turbine & Aero-
engine Congress & Exhibition; Indianapolis; 1999
- [SU97] Sutherland J. J., Sojka P. E., Plesniak M. W.; Entrainment by
ligament-controlled effervescent atomizer-produced sprays; Int.
Journal Multiphase Flow, 1997
- [SUZ78] Suzuki M., Yamamoto T., Futagami N., Maeda S.; Atomization
of Superheated Liquid Jet; ICLASS; 1978
- [TAY59] Taylor G.: The dynamics of thin sheets of liquid; Proc. Royal
Society London; 1959
- [TEIP97] Teipel U., Förter-Barth U., Gerber P., Krause H.: Partikelher-
stellung unter Anwendung hochkomprimierter Gase; Frauenho-
fer Institut für Chemische Technologie, 1997
- [TO99] Tolpadi A. K., Aggarwal S. K., Mongia H. C.; An Advanced
Spray Model for Applications to the Prediction of Gas Turbine
Combuster Flowfields; ASME, International Gas Turbine &
Aeroengine Congress & Exhibition, Indianapolis, 1999

- [TRÖ89] Trösch H.A.; Die Zerstäubung von Flüssigkeiten; Chemie Ingenieur Technik; 1989
- [TRU80] Truckenbrodt E.; Fluidmechanik Band 1; 2. Auflage, Springer Verlag; 1980
- [WA90] Walzel P.; Zerstäuben von Flüssigkeiten; Chemie Ingenieur Technik; 1990
- [WAN91] Near field characteristics of a hollow cone spray jet; ASME, Fluid mechanics of spray, 1991
- [WI86] Winterfeld G.; Brennstoffe für Flugtriebwerke; Vortrag TU-München; 1986
- [WIL85] Wildgen A.; Untersuchungen der Siedemechanismen im überhitzten Freistrahler; Dissertation TU München, Germany; 1985
- [WIR97] Wirth R.; Entwicklung von kombinativen optischen Messtechniken zur Untersuchung der Strahlausbreitung, Gemischbildung und Zündung unter dieselmotorischen Temperaturen und Drücken, Dissertation Universität Karlsruhe; 1997
- [WRI98] Wright J. H., Drallmeier J. A.; Cyclic Variability of Pulsed Spray Vapor Fields; Experiments in Fluids, 1998
- [WU83] Wu K.J., Su C.C., Bracco F.V.; Measurements of the Spray Angle of Atomizing Jets, Transactions of the ASME, Vol. 105; 1983
- [WU95] Wu P.K., Miranda R.F., Faeth G.M.; Effects of Initial Flow Conditions on Primary Breakup of Nonturbulent and Turbulent Round Liquid Jets; Atomization and Sprays; Vol. 5, 1995

- [YA90] Yamaguchi I., Nakahari T., Komori M.; An Image Analysis of High Speed Combustion Photographs for D.I. Diesel Engine with High Pressure Fuel Injection; SAE Transactions, 1990
- [YAMA94] Yamane Y., Yokota H., Kamimoto T.; Atomization and Air-Entrainment Characteristics of unsteady Dense Sprays; JSME International Journal, 1994
- [YAM85] Yamazaki N., Miyamoto N., Murayama T.; The Effects of Flash Boiling Fuel Injection on Spray Characteristics, Combustion, and Engine Performance in DI and IDI Diesel Engines; SAE 850071; 1985
- [YE93] Yeh C. N., Kamimoto T., Kobori S., Kosaka H.; 2D Imaging of Fuel Vapor Concentration in a Diesel Spray via Exciplex Based Fluorescence Technique; SAE Papers, 1993
- [ZHU99] Zhu G. S., Aggarwal K.; Fuel Droplet Evaporation in a Supercritical Environment; ASME, International Gas Turbine & Aero-engine Congress & Exhibition, Indianapolis, 1999
- [ZUO01] Zuo B., Gomes A.M., Rutland C.J.; Studies of Superheated Fuel Spray Structures and Vaporization in GDI Engines; Eleventh International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting; 2000