

Lehrstuhl für Thermodynamik  
Technische Universität München

## **Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen**

**Bernd Ofner**

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. Hans-Peter Kau

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger,  
emeritiert  
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker,  
Universität Hannover  
3. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hein

Die Dissertation wurde am 12.06.2001  
bei der Technischen Universität München eingereicht und durch  
die Fakultät für Maschinenwesen am 18.10.2001 angenommen.



für Uta





**Lernen ist wie Schwimmen gegen den Strom,  
wer damit aufhört, der treibt zurück.**

*Benjamin Britten (1913 - 1976)*  
*britischer Komponist*



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen des Großprojekts der Bayerischen Forschungsstiftung 177/96 „Potenzial neuartiger Einspritzverfahren zur Reduzierung von Ruß und NO<sub>x</sub> bei der dieselmotorischen Verbrennung“.

Mein besonderer Dank gilt meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Franz Mayinger, der durch seine wertvollen Anregungen, sein stetes Interesse sowie durch richtungsweisende Diskussionen entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Sein entgegengebrachtes Vertrauen ermöglichte mir nicht nur ein selbständiges und eigenverantwortliches Arbeiten an der mir übertragenen wissenschaftlichen Thematik, sondern insbesondere auch die Realisierung eigener Ideen.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker sowie bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hein möchte ich mich für die freundliche Übernahme des Koreferates und bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung bedanken.

Allen Kolleginnen und Kollegen – hier besonders Herrn Dipl.-Ing. Sven Eisen – bin ich für die gute Zusammenarbeit, für die Hilfsbereitschaft und für die intensiven Diskussionen dankbar. Ebenso allen Hilfskräften und Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten wertvolle Hilfe zur Erstellung dieser Arbeit geleistet haben. Bei den Angestellten des Lehrstuhls, sowohl im Sekretariat als auch in der Elektro- sowie in der mechanischen Werkstatt möchte ich mich für die stete Unterstützung bedanken.

Weiterhin gilt mein Dank der Bayerischen Forschungsstiftung, die durch ihre finanzielle Förderung des Forschungsprojekts diese Dissertation erst ermöglicht hat.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen</b>	<b>v</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	2
1.2 Zielsetzung . . . . .	4
<b>2 Theoretische Grundlagen &amp; Stand des Wissens</b>	<b>6</b>
2.1 Abgrenzung der Zerfallsarten . . . . .	7
2.2 Wirksame Mechanismen bei der Druckzerstäubung . . . . .	14
2.3 Strahlzerfallsmodelle für die Dieseleinspritzung . . . . .	18
2.4 Sekundärzerfall und Tropfenkoaleszenz . . . . .	20
<b>3 Beschreibung der Versuchsanlagen</b>	<b>23</b>
3.1 Druckkammern . . . . .	23
3.2 Kompressionsmaschine . . . . .	31
3.3 Common-Rail Einspritzsystem . . . . .	39
<b>4 Optische Messtechnik</b>	<b>47</b>
4.1 Schlierenmesstechnik . . . . .	48
4.2 Schattenmesstechnik . . . . .	51
4.3 Mie-Streulichttechnik . . . . .	53
4.4 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) . . . . .	55
<b>5 Düseninnenströmung und Kavitation</b>	<b>67</b>
5.1 Überlegungen zur Bildung einer 2-Phasenströmung in der Düse .	67
5.2 Einfluss von im Kraftstoff gelösten Gasen . . . . .	70
5.3 Hydrodynamische Kavitation . . . . .	71
5.4 Berechnungen zur Düseninnenströmung . . . . .	75

<b>6</b>	<b>Makroskopische Strahlgrößen</b>	<b>84</b>
6.1	Strahlausbreitung und -eindringtiefe . . . . .	84
6.1.1	Strahlausbreitung bei Einspritzbeginn . . . . .	86
6.1.2	Strahlausbreitung bei Raildruckvariation . . . . .	89
6.1.3	Strahlausbreitung bei unterschiedlichen Gasdichten . . . . .	91
6.1.4	Strahleindringtiefe in Abhängigkeit von der Gastemperatur . . . . .	96
6.2	Strahlkegelwinkel . . . . .	99
6.2.1	Einfluss der Gasdichte auf den Kegelwinkel . . . . .	102
6.2.2	Einfluss des Einspritzdrucks auf den Kegelwinkel . . . . .	105
<b>7</b>	<b>Mikroskopische Strahlgrößen</b>	<b>108</b>
7.1	Sprayanalyse unter atmosphärischen Bedingungen . . . . .	108
7.1.1	Zeitlicher Verlauf der Tropfengröße und -geschwindigkeit . . . . .	108
7.1.2	Einfluss des Nadelhubs und der Injektorsteuerung . . . . .	110
7.1.3	Räumliche Verteilung der Spraygrößen . . . . .	112
7.1.4	Änderung der Sprayparameter mit dem Abstand zur Düse . . . . .	116
7.2	Sprayanalyse bei erhöhter Gasdichte . . . . .	118
7.3	Sprayparameter bei motorähnlichen Temperaturen und Drücken . . . . .	125
7.4	Vergleich der Messungen mit Simulationsrechnungen . . . . .	129
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>132</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>135</b>
A.1	Kennzahlen . . . . .	135
A.2	Empirische Gleichungen aus der Literatur . . . . .	137
A.2.1	Strahlaufbruchlänge . . . . .	137
A.2.2	Tropfengröße . . . . .	138
A.2.3	Strahlausbreitung . . . . .	140
A.2.4	Kegelwinkel . . . . .	145
A.3	Stoffdaten des verwendeten Dieselkraftstoffs . . . . .	148
A.4	Schnittdarstellung der beheizbaren Druckkammer . . . . .	151

A.5	Konfiguration des PDA–Systems . . . . .	152
A.6	Fehlerrechnung zur Bestimmung der PDA-Messgenauigkeit . . .	153
	<b>Literatur</b>	<b>157</b>





# Formelzeichen

## Lateinische Buchstaben

$A$	Konstante, Koeffizient	[ – ]
$c_p$	isobare spez. Wärmekapazität	[ J/kgK ]
$c_v$	isochore spez. Wärmekapazität	[ J/kgK ]
$C$	Koeffizient	[ – ]
$d$	Durchmesser	[ m ]
$d_{10}$	arithm. mittl. Tropfendurchmesser	[ m ]
$d_{32}$	mittl. Sauterdurchmesser	[ m ]
$d_{max}$	maximaler Tropfendurchmesser	[ m ]
$d_0$	Spritzlochdurchmesser der Düse	[ m ]
$E$	Kompressionsmodul	[ N/mm <sup>2</sup> ]
$f$	Brennweite einer Linse	[ m ]
$f$	Frequenz des Laserlichts	[ m ]
$g$	Gravitationskonstante	[ m/s <sup>2</sup> ]
$h$	Nadelhub	[ μm ]
$I$	Intensität des Streulichts	[ W ]
$I$	Impuls	[ kg m/s ]
$k$	Wandrauhigkeit	[ m ]
$K$	Konstante, Koeffizient	[ N/mm <sup>2</sup> ]
$L$	Länge der Düsenlochbohrung	[ m ]
$L1$	Länge des ungestörten Strahls	[ m ]
$L2$	Länge des zusammenhängenden Flüssigkeitskerns	[ m ]
$m_b$	eingespritzte Brennstoffmasse	[ kg ]
$\dot{m}_b$	Brennstoffmassenstrom	[ kg/s ]
$m$	relativer Brechungsindex	[ – ]
$n$	Polytropenexponent	[ – ]
$n_i$	Brechungsindex des Mediums i	[ – ]
Oh	Ohnesorgezahl	[ – ]
$p$	Druck	[ Pa ]
$p_g$	Gasdruck	[ Pa ]

$p_{OT}$	Zylinderdruck im oberen Totpunkt	[ Pa ]
$p_{rail}$	Rail- bzw. Einspritzdruck	[ Pa ]
$\Delta p$	treibendes Druckgefälle ( $p_{rail} - p_g$ )	[ Pa ]
$r$	Radius	[ m ]
$R$	Blasenradius	[ m ]
Re	Reynoldszahl	[ – ]
$S$	Eindringtiefe der Strahlspitze	[ m ]
$\tilde{S}$	dimensionslose Eindringtiefe	[ m ]
$t$	Zeit	[ s ]
$\tilde{t}$	dimensionslose Zeit	[ s ]
$t^*$	Zeitmaß	[ s ]
$T$	Temperatur	[ K ]
$T_g$	Gastemperatur	[ K ]
$v$	Geschwindigkeit	[ m/s ]
$v_{10}$	arithm. mittl. Tropfengeschwindigkeit	[ m/s ]
$V$	Volumen	[ m <sup>3</sup> ]
We	Weberzahl	[ – ]
$x^*$	Längenmaß	[ m ]
$z$	Anzahl	[ – ]

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	Variable	[ – ]
$\beta$	Variable	[ – ]
$\gamma$	Volumenausdehnungskoeffizient	[ 1/K ]
$\varepsilon$	Verdichtungsverhältnis	[ – ]
$\eta$	dynamische Viskosität	[ Ns/m <sup>2</sup> ]
$\lambda$	Rohrreibungszahl	[ – ]
$\Theta$	Kegelwinkel des Sprays, halber Schnittwinkel der PDA– Laserstrahlen	[ ° ]
$\nu$	kinematische Viskosität	[ m <sup>2</sup> /s ]

$\rho$	Dichte	[ kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Oberflächenspannung	[ N/m ]
$\varphi$	Streuwinkel des PDA– Systems	[ ° ]
$\Phi$	Stoßwinkel der Tropfen	[ ° ]
$\Psi$	Höhenwinkel des PDA– Systems	[ ° ]
$\psi$	Spritzwinkel der Düsen	[ ° ]
$\xi$	Widerstandsbeiwert	[ – ]

## Indizes

$\infty$	Fernfeld, Umgebung
0	Anfangs-, Düsenaustritts-
a	„area“, Flächen
atm	Atmosphäre
b	Brennstoff
B	Blase
br	„break– up“, Aufbruch
c	„critical“, kritisch
d	„discharge“, Ausfluß
d	Dopplereffekt
dn	Düsennadel
dü	Düse/ Düsenloch
f	Flüssigkeit
g	Gas, Luft
i	„injection“
i	„inlet“
i	Index
krit	kritisch
m	Medium
OT	oberer Totpunkt
p	Partikel
rel	relativ

s	Schwebung
sl	Sackloch
tr	Tropfen
v	„velocity“, Geschwindigkeit
v	Verlust

## Abkürzungen

CAE	Computer Aided Engineering	
CN	Cavitation Number	
CR	Common–Rail Einspritzsystem	
DNF	doppelte Nadelführung	
FS	Full-Scale (=maximaler Messbereich)	
HD	hydraulischer Düsendurchfluß bei $\Delta p = 100 \text{ bar}$	[cm <sup>3</sup> /30s]
HE	hydroerosive Spritzlochrundung	[%]
HE	Haupteinspritzung	
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz	
MJ	Modelljahr	
OT	oberer Totpunkt, Kompressionsendpunkt	
PD	Pumpe–Düse Einspritzsystem	
PDA	Phasen–Doppler–Anemometrie	
SB	Spritzbeginn	
VE	Voreinspritzung	
VP	Verteilereinspritzpumpe	
ZHI	von BOSCH entwickelte Düsennadelgeometrie	



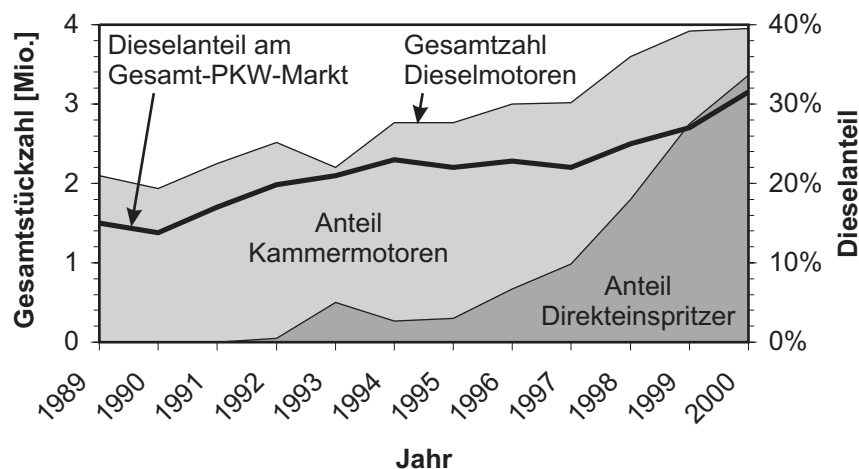


# 1 Einleitung

Der Dieselmotor als Antriebsaggregat erfreut sich in Europa wachsender Beliebtheit. So verdoppelte sich der Anteil der Fahrzeuge mit Dieselmotor am Gesamt-Pkw-Markt innerhalb der letzten 10 Jahre von 15% auf mehr als 30% (vgl. Abb. 1.1). Vor allem nach der Einführung der ersten direkteinspritzenden Dieselmotoren konnte eine Zunahme der verkauften Stückzahlen beobachtet werden. Dies ist vor allem auf folgende Faktoren zurückzuführen:

- Enorme Verbesserung der spezifischen Leistung, des Drehmoments und der Laufruhe
- Deutliche Senkung der Schadstoffemissionen und des Rauchs
- Drastischer Anstieg der Kraftstoffpreise und damit steigende Nachfrage nach Motoren mit niedrigem Kraftstoffverbrauch

Insbesondere die ersten beiden Maßnahmen haben dazu geführt, dass die physikalisch bedingten Nachteile gegenüber dem Ottomotor kompensiert werden konnten, wodurch der Dieselmotor sogar den Einzug in die anspruchsvolle automobile Oberklasse geschafft hat. Voraussetzung dafür war die Realisierung neuer Motorkonzepte mit Hochdruck-Direkteinspritzung, Vierventiltechnik und Abgasturboaufladung. Dies machte u.a. auch die Entwicklung neuer Einspritzsysteme notwendig.



*Abbildung 1.1: Entwicklung des Marktes für Diesel-Pkw in West-Europa [BMW00]*

Derzeit konkurrieren drei verschiedene Einspritzsysteme am Markt. Die Verteilereinspritzpumpe (VP44) mit Leitung und Federdüsenhalter, das Pumpe-Düse System (PD) und das Speicher-Einspritzsystem, auch Common-Rail System (CR) genannt. Letzteres steht im Mittelpunkt der Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit.

Alle Einspritzsysteme zeichnen sich gegenüber Systemen früherer Generationen durch deutlich höhere Einspritzdrücke aus (VP44: 1800 bar, PD: 2000 bar, CR: 1350 bar), unterscheiden sich jedoch erheblich hinsichtlich ihrer Komplexität, ihrer Kosten und ihrer Möglichkeit zur Einspritzverlaufsformung. Das CR-System bietet als Einziges eine von der Motordrehzahl unabhängige, freie Wahl des Einspritzdrucks und des Einspritzbeginns sowie die Möglichkeit einer Mehrfacheinspritzung (Vor- u. Nacheinspritzung). Diese Flexibilität macht es besonders interessant in Hinblick auf die Entwicklung neuer Brennverfahren zur Erfüllung zukünftiger Abgasnormen.

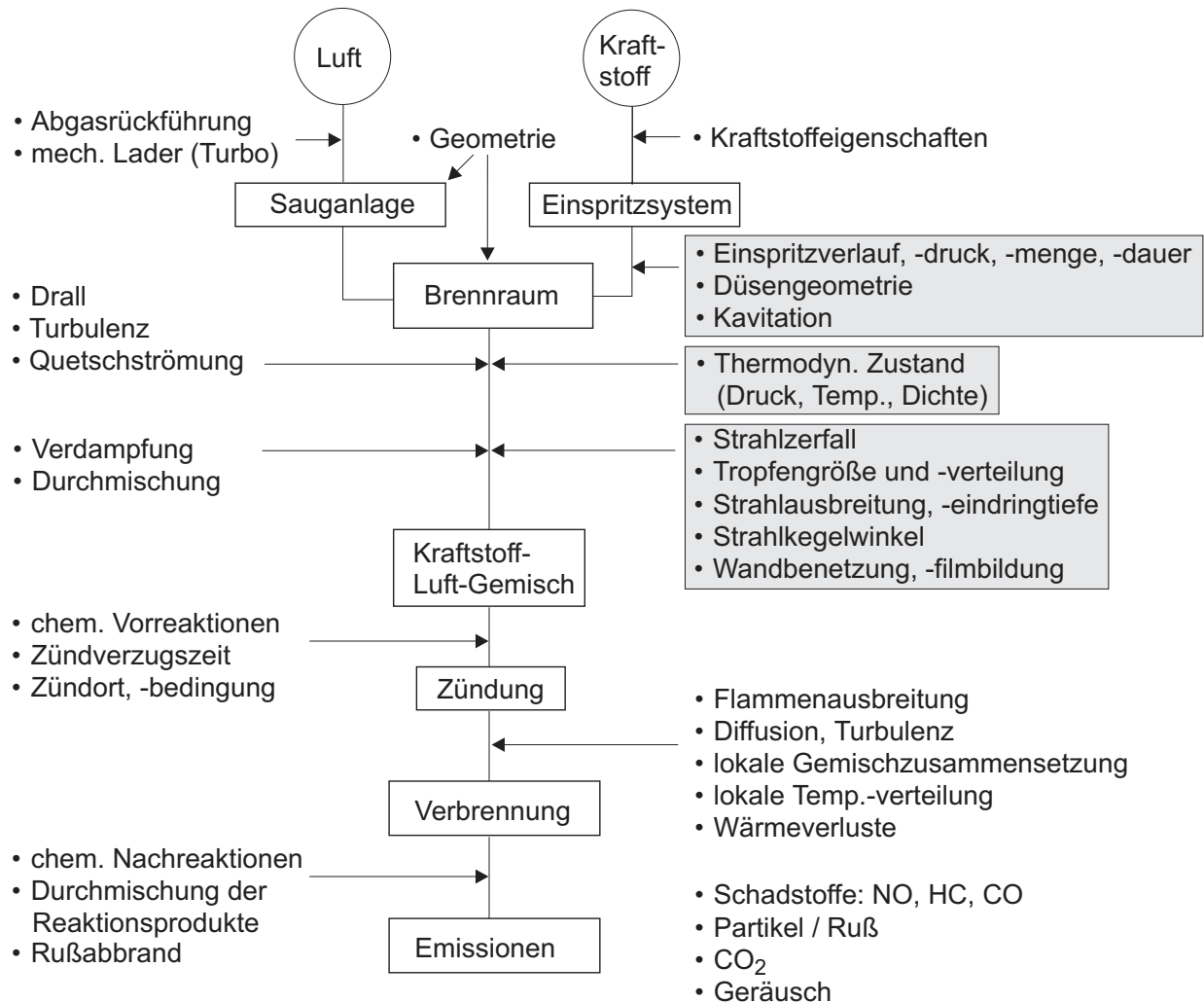
## 1.1 Problemstellung

In der Euro 4-Norm für das Jahr 2005 wurde eine drastische Senkung der Abgasgrenzwerte vorgeschlagen. Eine weitere Verschärfung für das Jahr 2008 ist bereits angekündigt. Die Einhaltung dieser Grenzwerte stellt für die Motorenhersteller eine enorme Herausforderung dar. Auch die Selbstverpflichtung der europäischen Automobilhersteller zur 25%igen Reduzierung des CO<sub>2</sub>-Ausstoßes ihrer Fahrzeugflotte von 1995 bis zum Jahr 2008 führt zu der Notwendigkeit einer umfangreichen Optimierung der Gemischbildung und der Verbrennung bei PKW- und Nutzfahrzeugmotoren. Dabei kommt dem Einspritzsystem als zentrales Bauteil in der dieselmotorischen Wirkkette eine wichtige Rolle zu, wie aus dem Blockdiagramm der dieselmotorischen Verbrennung in Abb. 1.2 hervorgeht.

In den letzten Jahren wurde deshalb ein beachtlicher Forschungsaufwand betrieben, um bestehende Systeme zu verbessern und neue Technologien, wie z.B. das Common-Rail System, zu entwickeln. Aufgrund seiner vielversprechenden Funktion bleibt dieses System Gegenstand kontinuierlicher Weiterentwicklung und innovativer Verbesserungen. Voraussetzung dafür ist jedoch eine genaue Kenntnis des Systemverhaltens.

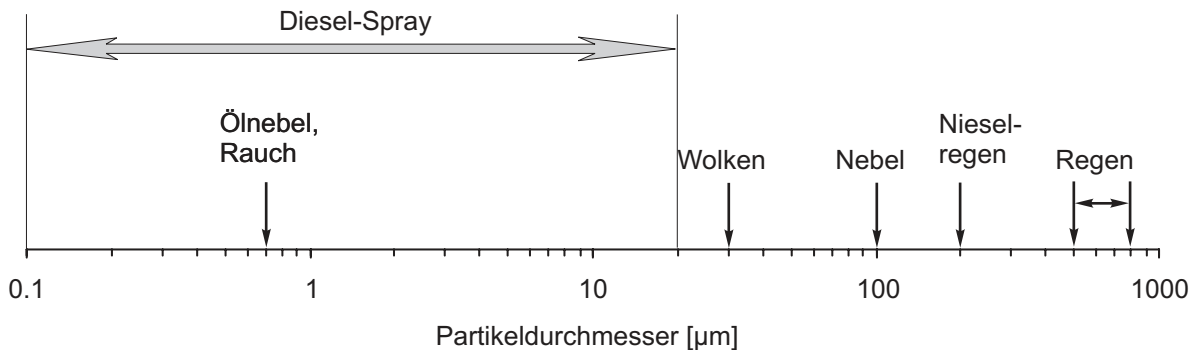


Abbildung 1.2: Blockdiagramm der dieselmotorischen Verbrennung [HIR90]



Neben der primären Funktion eines Einspritzsystems – dem Einbringen von flüssigem Kraftstoff in den Brennraum zum passenden Zeitpunkt und in der benötigten Menge – müssen eine Vielzahl von Anforderungen hinsichtlich der Qualität erfüllt werden. Insbesondere die Tropfengröße und -verteilung, die Ausbreitung und Eindringtiefe des Sprays sowie die Spray-Wand-Interaktion beeinflussen wesentlich die Gemischbildung und damit alle weiteren chemischen und physikalischen Vorgänge. Dabei sind noch nicht alle wirksamen Mechanismen und Prozesse erkannt und verstanden worden.

*Abbildung 1.3: Vergleich der Tropfengrößen verschiedener Medien [LEF89]*



Bei der dieselmotorischen Kraftstoffeinspritzung mit typischen Einspritzdrücken von 400 bis 2000 bar und Düsenlochdurchmessern kleiner als  $200 \mu\text{m}$  werden innerhalb von wenigen Mikrosekunden Tropfengeschwindigkeiten von 0 bis zu  $400 \text{ m/s}$  durchfahren. Die mittlere Tropfengröße liegt deutlich unter  $20 \mu\text{m}$  (vgl. Abb. 1.3) und der gesamte Einspritzvorgang dauert gewöhnlich nicht länger als 0,5 - 4 ms. Dies bereitet Schwierigkeiten bei der messtechnischen Untersuchung dieses hochtransienten Vorganges.

## 1.2 Zielsetzung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die experimentelle Untersuchung der Strahlbildung, des Strahlzerfalls, der Tropfenbildung und -verteilung sowie der Ausbreitung, Verdampfung und Durchmischung des Kraftstoffs mit der Brennraumluft (vgl. auch grau markierte Bereiche in Abb. 1.2). Dabei wurden moderne (laser-)optische Messmethoden eingesetzt, welche sich vor allem durch ihr trägheits- und berührungsloses Messprinzip sowie durch ein hohes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen auszeichnen. Hierzu zählen die 2D-Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA), die Hochgeschwindigkeits-Kinematographie in Verbindung mit dem Schlieren- und Schattenverfahren sowie die Mie-Streulichttechnik.

Mit Hilfe von Experimenten in (beheizbaren) Druckkammern ( $p_g = 1 - 50 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 - 720 \text{ K}$ ) wurden die wichtigsten Einflussfaktoren auf den Strahlzerfall und die Tropfengröße sowie die Tropfengeschwindigkeit untersucht.

Eine am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelte, neuartige Kompressionsmaschine mit mehreren optischen Zugängen zur Kolbenmulde simulierte den Kompressionshub, die Einspritzung, Verdampfung, Gemischbildung, Zündung und Verbrennung unter motorrelevanten Bedingungen ( $p_{OT} = 58 - 78$  bar,  $T_{OT} \approx 990$  K). Dies erlaubte eine Beurteilung des Einflusses verschiedener Lade- bzw. Kompressionsdrücke, Kompressionstemperaturen, Düsengeometrien und Injektorbauarten auf die Strahlausbreitung und -eindringtiefe.

Die gewonnenen Daten und Erkenntnisse dienen einerseits einem besseren Verständnis der hochkomplexen Physik bei der Zerstäubung flüssigen Kraftstoffs unter dieselmotorischen Bedingungen und sollen damit sowohl dem Entwicklungs- als auch dem Applikationsingenieur helfen, das Einspritzsystem in allen Betriebszuständen des Motors optimiert einsetzen zu können. Andererseits wurde eine Datenbasis zur Validierung und Optimierung numerischer Modelle geschaffen. Dies ist besonders wichtig, da zunehmend computergestützte Simulationsmethoden (CAE – Computer Aided Engineering) in den Entwicklungsprozess eingebunden werden und dabei wertvolle Entscheidungsgrundlagen schaffen.

Alle aus dieser Arbeit gewonnenen Messdaten sind auf einer CDROM verfügbar, die dem Abschlussbericht des Forschungsprojekts 177/96 der Bayerischen Forschungstiftung beigelegt wurde. Die Daten können bei der damaligen Projektleitung (Lehrstuhl für Technische Thermodynamik, 91058 Erlangen) angefordert werden.

## 2 Theoretische Grundlagen & Stand des Wissens

Die Zerstäubung von Flüssigkeit spielt heute eine wichtige Rolle in vielen Anwendungsgebieten, z.B. beim Haar- oder Deospray, bei medizinischen Inhalationsgeräten, bei land- und forstwirtschaftlichen Sprühvorgängen (Pflanzenschutz), bei der Lackierung von Fahrzeugen, bei der Sprühtrocknung und der Granulation bis hin zur Kraftstoffzerstäubung in Motoren oder Gasturbinen und auch in der Verfahrenstechnik. Im Laufe der Zeit wurden immer bessere Techniken und Methoden gefunden, um die unterschiedlichen Anforderungen an die Größe und die Geschwindigkeit der Tropfen erfüllen zu können. Dazu wurden beispielsweise Zentrifugalzerstäuber, Ultraschallzerstäuber, elektrostatische oder luftunterstützte Zerstäuber und die bekannten Druckzerstäuber entwickelt. Letztere kommen auch bei der Kraftstoffzerstäubung zum Einsatz.

Die Stabilität und der Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen in Gasatmosphäre wurde zum ersten mal von Bidone im Jahr 1829 [BID29] und von Savart im Jahr 1833 [SAV33] wissenschaftlich untersucht. Lord Rayleigh [RAY78] baute auf deren Ergebnissen auf und formulierte 1878 seine bekannte Theorie über die Stabilität von nicht-viskosen Flüssigkeitsstrahlen bei geringen Austrittsgeschwindigkeiten aus der Düse. Ohnesorge [OHN36] beobachtete den Strahlzerfall mittels Fotografie und klassifizierte drei Bereiche, in denen die Gravitationskraft, die Trägheitskraft, die Oberflächenspannung und die Zähigkeits- bzw. Viskositätskraft jeweils unterschiedlichen Einfluss auf den Strahlzerfall besitzen. Reitz und Bracco [REI72, REI82] untersuchten die Kraftstoffzerstäubung an Diesel-Sprays. Mit Hilfe der daraus gewonnenen Erkenntnisse definierten sie vier Strahlzerfallsbereiche („break-up regimes“), die bis heute ihre Gültigkeit haben und im nachfolgenden Kapitel diskutiert werden.

Betrachtet man den Vorgang der Tropfenbildung aus energetischer Sicht, so kann prinzipiell eine Vergrößerung der freien Oberfläche festgestellt werden wobei Arbeit gegen die Oberflächenspannung  $\sigma$  geleistet werden muss. Dies erfordert eine Energiezufuhr in Form von Druck (potentielle Energie) oder Geschwindigkeit (kinetische Energie). Diese Energie wird, abhängig vom Zerstäubertyp, umgewandelt in freie Grenzflächenenergie, kinetische Energie der Tropfen (Translation, Rotation und Oszillation) und thermische Energie.

Die Druckzerstäubung flüssiger Strahlen in Gasatmosphäre, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, kann in zwei Bereiche eingeteilt werden, den Primärzerfall und den Sekundärzerfall. Während des Primärzerfalls wird der Strahl in Flüssigkeitsfäden und Tropfen zerteilt. Die kontinuierliche Phase dispergiert. Dies kann, wie im folgenden Kapitel dargestellt, durch verschiedene Mechanismen verursacht werden. Der Sekundärzerfall beschreibt den weiteren Tropfenaufbruch durch Wechselwirkung mit der Luft, bis zur Bildung eines stabilen Tropfendurchmessers. Dabei kann, verursacht durch Tropfenkollision, auch Koaleszenz (Vereinigung, Verschmelzung) und somit eine erneute Zunahme der Tropfengröße stattfinden.

## 2.1 Abgrenzung der Zerfallsarten

Beim Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen aus zylindrischen Lochdüsen unterscheidet man mehrere Aufbruchbereiche bzw. Zerfallsmechanismen: den Rayleigh-Zerfall („Rayleigh-regime“), den windinduzierten Zerfall („wind-induced breakup“) und die Zerstäubung („atomization“). Reitz und Bracco [REI82] unterschieden zusätzlich zwischen windinduziertem Zerfall erster und zweiter Art („first and second wind-induced“).

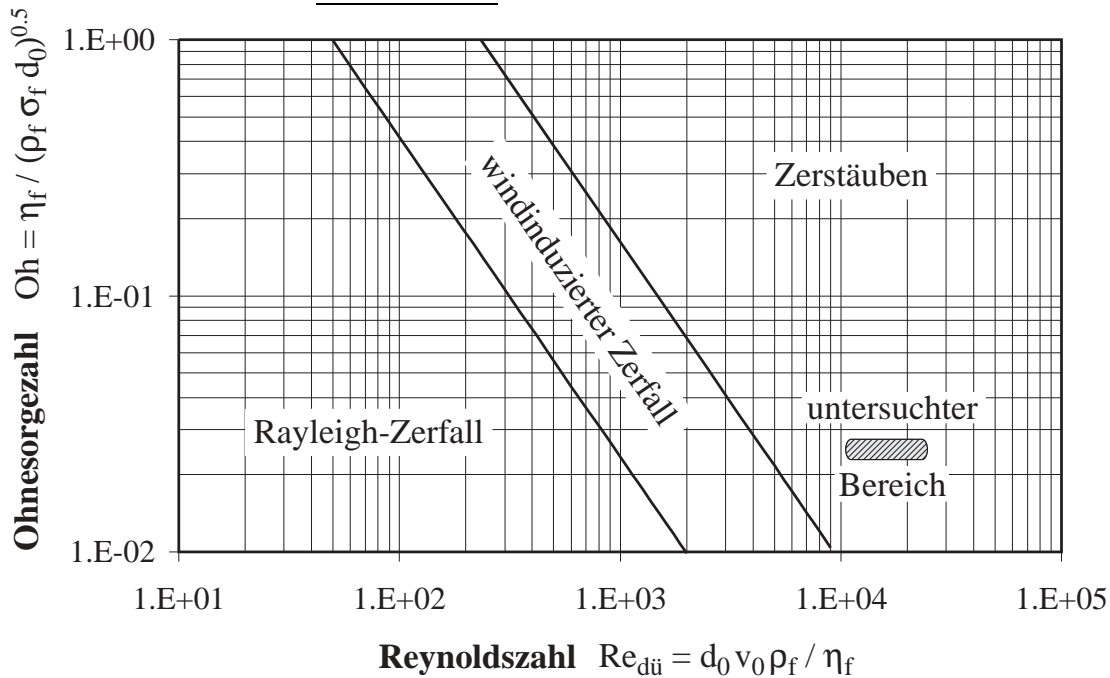
Für alle Zerfallsmechanismen, mit Ausnahme der Zerstäubung, existieren Lösungen der mathematischen und physikalischen Ansätze zur Beschreibung der Tropfenbildung. Die Grundgleichungen wurden von Levich [LEV62], Sterling und Schleicher [STE69] sowie von Reitz [REI72] formuliert. Der technisch wichtigste Bereich, die Zerstäubung, ist jedoch wegen der chaotisch ablaufenden Vorgänge bis heute nicht vollständig verstanden. Zwar wurden einige Modellansätze entwickelt, jedoch konnte keiner als allgemeingültig bestätigt werden. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sollen hier einen Beitrag zum besseren Verständnis der Zerstäubung leisten.

Trägt man die Ohnesorge-Zahl<sup>1</sup> in einem Diagramm logarithmisch über der Reynolds-Zahl auf, so können die verschiedenen Zerfallsbereiche durch gerade Linien abgegrenzt werden, Abb. 2.1. Das so entstandene, nach Ohnesorge benannte Diagramm, gilt als wichtiges Schaubild zur Bestimmung des Zerfallsmechanismus. Nach Untersuchungen von Faeth [FAE87] und Ranz [RAN56] ist der Übergang zwischen den Bereichen allerdings fließend.

---

<sup>1</sup>Definition der Kennzahlen in Kap. A.1, S. 135

Abbildung 2.1: Ohnesorge-Diagramm



Da die Ohnesorge-Zahl ( $Oh$ ) nur aus Stoff- und Geometriedaten berechnet wird, die sich während des Strahlzerfalls kaum ändern (Viskosität  $\nu$ , Oberflächenspannung  $\sigma$ , Dichte  $\rho$  und Düsendurchmesser  $d_0$ ), variiert mit dem Einspritzdruck zwar die Austrittsgeschwindigkeit und damit die Reynoldszahl  $Re_{dü}$ , die  $Oh$ -Zahl dagegen bleibt konstant. Deshalb bewegt man sich im Ohnesorge-Diagramm gewöhnlich von links nach rechts auf einer Geraden  $Oh = \text{konst.}$  und durchläuft dabei mit zunehmender Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit aus der Düse die verschiedenen Strahlzerfallsmechanismen.

Nach Bode [BOD91] kann der Übergang vom Rayleigh-Mechanismus zum windinduzierten Zerfall empirisch mit der Weber-Zahl  $We_{dü} = 1.74 \cdot 10^4 / \sqrt{Re_{dü}}$  bzw. mit der Ohnesorgezahl  $Oh_{dü} = \sqrt{1.74 \cdot 10^4} \cdot Re_{dü}^{-1.25}$  beschrieben werden. Der Übergang vom windinduzierten Strahlzerfall zur Zerstäubung ist durch  $We_{dü} = 8.32 \cdot 10^5 / \sqrt{Re_{dü}}$  bzw. durch  $Oh_{dü} = \sqrt{8.32 \cdot 10^5} \cdot Re_{dü}^{-1.25}$  definiert.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen an Common-Rail Systemen mit Einspritzdrücken von 300-1400 bar liegen die Reynoldszahlen bei  $Re_{dü} = 11300$  bis  $26200$ . Die Ohnesorge-Zahl wurde mit  $\rho_f = 825 \text{ kg/m}^3$ ,  $\sigma = 2.6 \text{ E-02 N/m}$ ,  $d_0 = 0.172 \text{ mm}$  und  $\eta = 153.45 \text{ E-05 kg/(m s)}$  zu  $Oh = 2.52 \text{ E-02}$  berechnet. Der Kraftstoff wird also zerstäubt. Der Bereich ist in Abb. 2.1 eingezeichnet.

Ein entscheidender Nachteil des Ohnesorge-Diagramms ist, dass die Dichte  $\rho_g$  der Gasatmosphäre nicht berücksichtigt wird. Mit zunehmender Gasdichte steigt jedoch der Luftwiderstand bzw. die Trägheitskraft des Gases. Diese wirkt der Oberflächenspannung des flüssigen Kraftstoffes entgegen. Sie führt damit zu einer Instabilität und ggf. zum Strahlzerfall oder Tropfenaufbruch und unterstützt damit die Zerstäubung. Dies ist in Abb. 2.2 erkennbar, in der die Abhängigkeit des Zerfallsmechanismus von der Gasdichte  $\rho_g$  und der Düsenreynoldszahl  $Re_{dü}$  dargestellt ist.

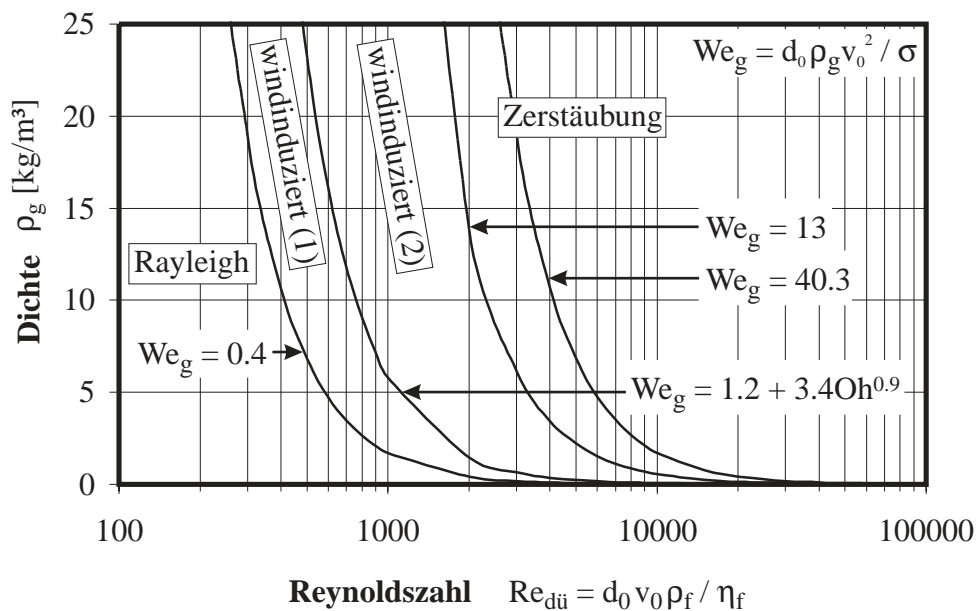


Abbildung 2.2: Einfluss der Gasdichte auf den Zerfallsmechanismus von Dieselkraftstoff ( $\rho_f = 825 \text{ kg/m}^3$ ,  $d_0 = 0.172 \text{ mm}$ ,  $\nu = 1.86\text{E-}06 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\sigma = 0.026 \text{ N/m}$ ,  $T = 295 \text{ K}$ )

Tabelle 2.1: Abgrenzung der Strahlzerfallsbereiche [REI72]

Zerfallsart	Bereich	Quelle
Rayleigh-Zerfall	$We_g < 0.4$ und $We_f > 8$	[REI72]
windinduziert (1)	$0.4 < We_g < k$ $k = 1.2 + 3.41 \cdot Oh^{0.9}$	[EIF90, STE69]
windinduziert (2)	$k < We_g < 13$ $k < We_g < 40.3$	[STE69, RAN56] [STE69, MIE55]
Zerstäubung	$We_g > 13$ und $We_f > 8$ $We_g > 40.3$ und $We_f > 8$	[RAN56] [MIE55]

Die Einteilung der Strahlzerfallsbereiche erfolgte gemäß Tabelle 2.1 durch Begrenzungslinien konstanter We-Zahl. Letztere wurde mit den Stoffdaten des in dieser Arbeit verwendeten Dieselkraftstoffs (vgl. Tab. A.5, S. 148) berechnet.

Erweitert man folglich das Ohnesorge-Diagramm (Abb. 2.1) um den Dichte-einfluß aus Abb. 2.2, so entsteht ein 3-dimensionales Diagramm womit sich die einzelnen Zerfallsbereiche anschaulich darstellen lassen, Abb. 2.3 .

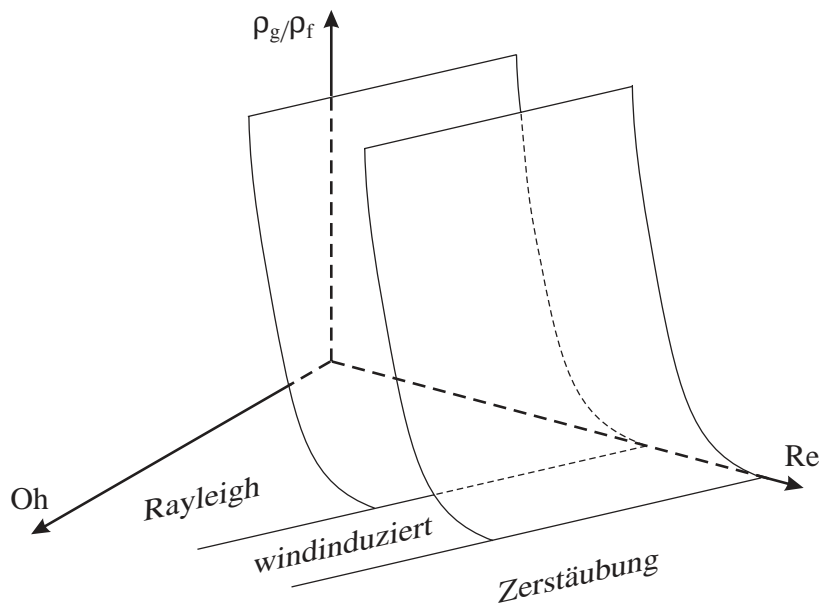


Abbildung 2.3: Qualitative Darstellung der Strahlzerfallsbereiche nach [REI72]

Wie in Abb. 2.1 gekennzeichnet, stand die Untersuchung der Zerstäubung des Kraftstoffs im Mittelpunkt dieser Arbeit. Die Bereiche des Rayleigh- und des windinduzierten Zerfalls werden nur bei sehr geringen Reynoldszahlen bzw. Einspritzdrücken  $p_{rail} \ll 80$  bar erreicht, die besonders bei Common-Rail Einspritzsystemen mit konstantem Einspritzdruck kaum auftreten. In der vorliegenden Arbeit wurden solche Strahlzerfallsarten nur während oder unmittelbar nach dem Schließvorgang der Düsen beobachtet. In diesen Fällen war die Strömung (durch den geringen Nadelhub) sehr stark gedrosselt und damit die Ausströmgeschwindigkeit und die Reynoldszahl sehr gering.

Nachfolgend sollen die einzelnen Mechanismen mit Hilfe von Abb. 2.4 kurz erklärt werden. Dabei spielen die charakteristischen Längenmaße  $L_1$ ,  $L_2$  und  $d_0$  eine wichtige Rolle.



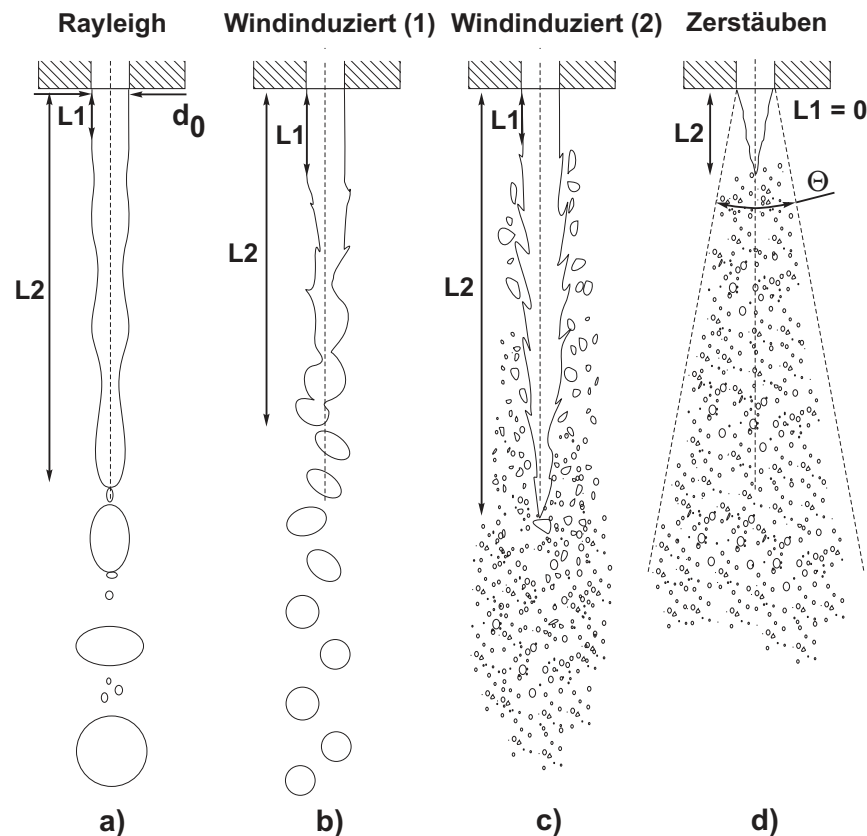


Abbildung 2.4: Zerfallsmechanismen und charakteristische Längen  $L_1$ ,  $L_2$  und  $d_0$

### Strahlzerfall nach Rayleigh

Der in Abb. 2.4 a dargestellte Rayleigh-Zerfall wird auch als *Zertropfen* bezeichnet. Er tritt im Bereich niedriger Reynoldszahlen  $Re_{dü}$  auf.

Rayleigh [RAY78] verglich die Oberflächenenergie einer gestörten Strahloberfläche mit der eines ungestörten Strahls und erkannte, dass infinitesimal kleine Störungen des Strahlrandes eine Schwingung hervorrufen, die frequenzabhängig gedämpft oder verstärkt werden kann. Dabei findet eine Wechselwirkung zwischen konvektiven Kräften und Oberflächenspannungskräften statt. Aus dem Anregungsspektrum verschiedener Frequenzen führt die Wellenlänge mit der größten Verstärkung zu einem Wachstum achsensymmetrischer Oberflächenwellen und schließlich zum Strahlzerfall. Nach Eifler [EIF90] erreichen die Trägheitskräfte der umgebenden Gasatmosphäre beim Rayleigh-Zerfall nur etwa 10% der Oberflächenspannungskräfte.

Durch eine lineare Stabilitätsuntersuchung konnte Rayleigh die Wellenlänge mit dem höchsten Wachstum und daraus den entstehenden Tropfendurchmesser zu  $d = 1.89 \cdot d_0$  bestimmen. Rayleigh berücksichtigte weder die Viskosität der Flüssigkeit noch die des umgebenden Mediums. Weber [WEB31] zeigte jedoch, dass die Zerfallswellenlänge und die Tropfengröße mit zunehmender Viskosität wachsen. Weiterhin konnte Weber nachweisen, dass unter Berücksichtigung des Luftwiderstandes die Zerfallswellenlänge sinkt.

Die lineare Theorie von Rayleigh ist nicht für große Auslenkungen an der Düse geeignet. Grabitz und Meier [GRA83] wiesen auf nicht-lineare Effekte hin, wodurch Klöpfer und Grabitz [KLÖ87] den Strahlzerfall ohne Berücksichtigung der Oberflächenspannung beschreiben konnten.

### **Windinduzierter Zerfall 1. Art**

Der windinduzierte Zerfall 1. Art entsteht bei einer moderat gesteigerten Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit aus der Düse (vgl. Abb. 2.4 b). Durch die höhere Relativgeschwindigkeit des Strahls zur Umgebungsluft gewinnen aerodynamische Effekte zunehmend an Einfluss. Die im Rayleigh-Regime beschriebenen Störungen der Strahloberfläche werden nun aufgrund der Strömungsgeschwindigkeiten durch lokal unterschiedliche Verteilungen des Gasdrucks unterstützt. Dabei spielt die Gasdichte eine entscheidende Rolle.

Deshalb wird der Übergang vom Rayleigh- zum windinduzierten Strahlzerfall durch die mit der Gasdichte  $\rho_g$  gebildete Weber-Zahl  $We_g > 0.4$  abgegrenzt. Der Strahlzerfall, der hier erst viele Spritzlochdurchmesser von der Düse entfernt eintritt (L2), wird durch die instabile Bewegung des gesamten Flüssigkeitsstrahls verursacht. Nach Haenlein [HAE32], Lee und Spencer [LEE31] werden dabei sinusförmige Wellen gedämpft, wogegen axialsymmetrische Störungen verstärkt werden und zum Strahlzerfall führen. Die Trägheitskräfte der Luft sind bei dieser Zerfallsart ungefähr so groß wie die Oberflächenspannungskräfte [EIF90]. Die entstehende Tropfengröße ist in etwa gleich dem Strahldurchmesser. Die mathematischen Gleichungen zur Beschreibung dieser Zerfallsart findet man in Eifler [EIF90] und Mayer [MAY93].

## Windinduzierter Zerfall 2. Art

Steigt die Ausströmgeschwindigkeit  $v_0$  des Strahls aus dem Düsenloch weiter an, so stellt sich der windinduzierte Strahlzerfall 2. Art ein (vgl. Abb. 2.4 c). Die Reynoldszahl ist theoretisch groß genug um eine turbulente Strömung hervorzurufen ( $Re > 2300$ ), jedoch ist die Düsenbohrung meist zu kurz um ein vollturbulentes Strömungsprofil auszubilden. Man geht deshalb von einer halbturbulenten Strömung aus.

Auch beim windinduzierten Zerfallsmechanismus 2. Art werden die Tropfen durch das instabile Wachstum von kurzwelligen Oberflächenwellen erzeugt. Das den Strahl umgebende Gas überträgt Scher- und Druckkräfte denen die Oberflächenspannung entgegenwirkt. Durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten können sich Ligamente und Tropfen von der Oberfläche abspalten, die dann weiter zerfallen. Die Tropfengröße ist deutlich kleiner als der ungestörte Strahldurchmesser  $d_0$ . Die Störungen setzen im Vergleich zum windinduzierten Zerfall 1. Art früher ein (L1 in Abb. 2.4 nimmt ab). Aufgrund der gesteigerten Ausströmgeschwindigkeit nimmt die Länge des zusammenhängenden Flüssigkeitskerns zu (L2 steigt).

Trotz des zum Teil turbulenten Charakters dieser Zerfallsart ist eine mathematische Beschreibung unter gewissen Voraussetzungen möglich [EIF90, MAY93].

## Zerstäubung

Die Zerstäubung ist der technisch wichtigste Tropfenbildungsmechanismus. Auch bei der Einspritzung von Diesel-Kraftstoff überwiegt dieser Prozess. Zerstäubung entsteht bei hohen Reynoldszahlen, also besonders bei hohen Austrittsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit aus der Düse (vgl. Abb. 2.1, S. 8).

Nach Miesse [MIE55] beginnt der Bereich der Zerstäubung bei  $We_g \geq 40.3$  (vgl. Abb. 2.2, S. 9). Ranz [RAN56] dagegen gibt als Grenzwert  $We_g \geq 13$  an. Oft zeigt sich jedoch, dass eine klare Abgrenzung gar nicht möglich ist, da Effekte eine Rolle spielen, die von der Gas-Weber-Zahl  $We_g$  nicht berücksichtigt werden [FAE87, RAN56, REI72].

Zu den wichtigsten Merkmalen der Zerstäubung zählt, dass die erzeugten Tropfen wesentlich kleiner sind als der Durchmesser  $d_0$  beim Strahlaustritt, und dass der Strahl einen Kegelwinkel  $\Theta > 0$  am Düsenaustritt aufweist (vgl. Abb. 2.4 d). Letzteres ist ein Indiz dafür, dass der Strahlzerfall, im Gegensatz zum Rayleigh- oder zum windinduzierten Zerfall, unmittelbar am Düsenaustritt beginnt. Reitz definiert den Beginn der Zerstäubung damit, dass die Länge  $L_1$  des ungestörten (zylindrischen) Strahls gegen null geht, also den Düsenaustritt erreicht.

Da die Zerstäubung von Flüssigkeitsstrahlen im Mittelpunkt der Untersuchungen der vorliegenden Arbeit steht, soll sie im nachfolgenden Kapitel ausführlicher diskutiert werden.

## 2.2 Wirksame Mechanismen bei der Druckzerstäubung

Mehrere Autoren haben versucht geeignete Modelle zur Beschreibung der Druckzerstäubung zu entwickeln. Bisher ist es jedoch nicht gelungen alle wirksamen Mechanismen mathematisch zu beschreiben und ihre Wirkung in geeigneter Form zu berücksichtigen.

In nachfolgender Tabelle 2.2 sind die einzelnen, bis heute bekannten Mechanismen zusammengefasst. Die aufgelisteten Effekte spiegeln die Komplexität der Flüssigkeitszerstäubung wieder. Die Vielzahl der erkannten Einflussgrößen mit zum Teil gegenläufiger Tendenz und die kontroversen Aussagen bezüglich der Wirkungsweisen erschweren das Verständnis der physikalischen Vorgänge und die Formulierung eines allgemeingültigen Modells. Die kurzen Zeitskalen der ablaufenden Vorgänge (meist  $\ll 1$  ms) und die geringe räumliche Ausdehnung (wenige  $\mu\text{m}$ ) stellen auch für modernste Messmethoden eine Herausforderung dar. Oft beschränkt sich die Aussagefähigkeit deshalb auf qualitative Größen und Tendenzen. Selten werden die Einflussgrößen und Parameter quantifiziert.

Tabelle 2.2: Die Kraftstoffzerstäubung beeinflussende Mechanismen

Effekte innerhalb der Düse	Einschätzung des Einflusses durch die Autoren		
	stark	mittel	schwach
Kavitationseffekte	[ROO97, FAT97] [BOD91, RUI85]		[WU83]
Ausfall von im Kraftstoff gelösten Gasen			[EIF90]
Drosseleffekte und Druckverluste	[LEV98]	[NAB96]	
Druckschwankungen in Düse und Leitungen	[LIN87, GIF53] [ISA81]		[EIF90]
Mikro-Turbulenz der Strömung in der Düse			[BER59, REI79/2]
Nadelhub-induzierte Änderung der Strömung		[SIT64, EIF90]	
Nadeldesachsierung		[FAT97, MÜN93] [KAN90, IY92]	

Effekte außerhalb der Düse	stark	Einfluss	
		mittel	schwach
Wachstum von Oberflächenwellen durch aerodynamische Effekte	[MAY93, REI82]		
Grenzschichtrelaxation im freien Strahl		[EIF90, LEF89, RUP56]	[MCC74, EIS58] [SCH37]
Kollaps von Kavitationsblasen	[EIF90, ARC99]		

Zahlreiche Autoren halten Kavitationseffekte in der Düse für den dominierenden Mechanismus beim Primärzerfall von Flüssigkeitsstrahlen und konnten die Gasphase mit unterschiedlichen Methoden sichtbar machen [ARC99, ROO97, FAT97, DAN97, CHA96, SOT95, BOD91, RUI85, BER59].

Eifler [EIF90] sieht die Kavitation in der Düse als den einzigen in Frage kommenden Vorgang, der schlagartig ab einer bestimmten Geschwindigkeit einsetzt und somit eine Diskontinuität erzeugen kann, wie sie beim Übergang vom windinduzierten Zerfall 2. Art zur Zerstäubung auftritt. Dem stehen jedoch Untersuchungen von Dan et.al. [DAN97] gegenüber, der in einer transparenten Düse einen allmählich zunehmenden Einfluss der Kavitation bei steigendem Einspritzdruck beobachtete. Wu [WU83] verglich kavitierende Düsen mit nachweislich kavitationsfreien Düsen und konnte keinen Unterschied im Kegelwinkel feststellen. Demnach müssten neben der Kavitation zusätzliche Phänomene eine Rolle spielen. Dennoch gelten, nach heutigem Kenntnisstand, Kavitationsblasen und die durch ihren Zerfall verursachten Wirbel und Störungen als Hauptursache für den spontanen Strahlbruch unmittelbar nach dem Austritt aus der Düse. Das zeigen auch die Experimente in dieser Arbeit. Das Ausgasen von im Kraftstoff gelöster Luft scheint dagegen eine geringere Rolle zu spielen. Versuche von Eifler [EIF90] mit entgasten Kraftstoffen zeigten keinen messbaren Unterschied im Strahlbild zu unbehandelten, also gashaltigen Kraftstoffen.

Reitz und Bracco [REI82] sowie Mayer [MAY93] zeigten, dass bei hohen Geschwindigkeiten des Flüssigkeitsstrahls ( $v_0 > 100 \text{ m/s}$ ) und bei großen Gasdichten kleine Störungen der Oberfläche durch aerodynamische Effekte angefacht werden. Die Gasströmung wird an Erhebungen beschleunigt, wodurch der lokale (statische) Gasdruck sinkt und somit die Störung durch die Druckunterschiede verstärkt wird. Dieser Effekt, der auch als Kelvin-Helmholtz-Instabilität bekannt ist, führt schließlich zum Abscheren von Tropfen und Ligamenten. Das Phänomen kann mit der vom Wind verursachten Entstehung von Wellen auf großen Gewässern verglichen werden [TAY58].

Viele Autoren sind der Auffassung, dass dieses instabile Wachstum von Oberflächenstörungen für den Primärzerfall während des Zerstäubens hauptverantwortlich ist [HOH99, BOD91, RAN56, TAY58]. Ein Phänomen welches diese Theorie stützt, ist der starke Einfluss der Gasdichte  $\rho_g$  auf den Kegelwinkel, der mit steigendem Verhältnis  $\rho_g/\rho_f$  zunimmt. Dagegen spricht allerdings die Tatsache, dass der Strahl die Düse bereits mit einem messbaren Kegelwinkel verläßt, der Zerfall also sofort nach dem Austritt aus der Düse beginnt. Das Wachstum der Oberflächenwellen benötigt jedoch eine gewisse Zeit, so dass der schnelle Zerfall nicht mit der aerodynamischen Theorie erklärt werden kann.

Ein weiterer Aspekt, der gegen einen überwiegenden Einfluss aerodynamischer Wechselwirkungen beim Primärzerfall spricht, ist die Abhängigkeit des Zerstäubungsgrades und des Kegelwinkels von der Düsengeometrie. Sollten aerodynamische Kräfte den Strahlzerfall dominieren so dürfte kein Einfluss der Düsengeometrie messbar sein. Als bewiesen gilt aber, dass zum Beispiel Düsen mit einem großen Verhältnis der Länge  $L$  zum Durchmesser  $d_0$  der Düsenlochbohrung ( $L/d_0$ ) einen stabileren Strahl und kleinere Kegelwinkel erzeugen als Düsen mit kurzen und großen Löchern [EIF90, WU83, VAR85, ARA84]. Des weiteren müsste der Übergang vom Bereich des windinduzierten Zerfalls zum Zerstäuben fließend sein. Dies wurde von Faeth [FAE87] und Ranz [RAN56] bestätigt. In diesem Fall wäre eine Abgrenzung der Bereiche allerdings überflüssig. Durch das Verschwinden der ungestörten Strahllänge  $L_1$  und die Abnahme der Länge des flüssigen Strahlkerns  $L_2$ , sowie die Existenz eines Kegelwinkels am Düsenaustritt, gibt es bei der Zerstäubung aber eindeutige Phänomene, die beim windinduzierten Zerfall nicht auftreten.

Huh und Gosman [HUH91] gehen davon aus, dass die anfänglich instabilen Oberflächenwellen durch Turbulenz innerhalb der Düse verursacht werden. Beim Zerstäuben ist die Reynoldszahl der Strömung im Düsenloch  $Re_{dü}$  theoretisch hoch genug um eine turbulente Strömung hervorzurufen. Versuche von Eifler mit sehr großen Werten  $L/d_0$ , bei denen das turbulente Strömungsprofil voll ausgebildet ist, zeigten deutlich kleinere Kegelwinkel als bei Versuchen mit halbturbulenter Strömung. Daraus wurde geschlossen, dass die Turbulenz keinen entscheidenden Einfluss auf den Strahlzerfall hat.

Schließlich zog man Grenzschicht-Relaxationen als Ursache für den Aufbruch in Erwägung. Verlässt ein Strahl die Düse, so muss, durch das plötzliche Fehlen der Wand, die bis dahin sehr langsame Grenzschicht über Scherkräfte und Impulsaustausch durch den schnelleren Strahlkern beschleunigt werden. Dabei treten Druckgradienten vom Strahlkern zur Grenzschicht auf. Dies kann zu einer Destabilisierung der Flüssigkeit führen [LEF89, EIF90, RUP56]. Untersuchungen von Schweitzer [SCH37] zeigen allerdings, dass laminare Profile, bei denen die höchste kinetische Energie auf der Strahlachse zu finden ist, deutlich stabiler sind als turbulente Profile. Der Einfluss der Grenzschicht-Relaxationen scheint daher von geringerer Bedeutung zu sein.

Nach Lin und Kang [LIN87], Isay [ISA81] sowie Giffen und Muraszew [GIF53] haben Druckschwankungen in der Düse bzw. im Zuleitungssystem einen wesentlichen Einfluss auf die Strahlstabilität und den Zerfall. Eifler [EIF90] hingegen konnte mit speziellen Adaptern nachweisen, dass nur die kurzwelligen Druckschwankungen mit Zeitskalen  $< 20 \mu\text{s}$  wirksam werden. Diese haben jedoch meist eine geringe Amplitude.

### 2.3 Strahlzerfallsmodelle für die Dieseleinspritzung

Hat man die Komplexität der Druckzerstäubung erkannt, so versteht man auch, dass es bisher kein allgemeingültiges Strahlzerfallsmodell gibt. Meist wurde versucht die experimentell ermittelten Daten mit empirischen Gleichungen zu beschreiben. Die bekanntesten Modelle wurden von Fath [FAT97] zusammengefasst und sind in Abbildung 2.5 zu sehen.

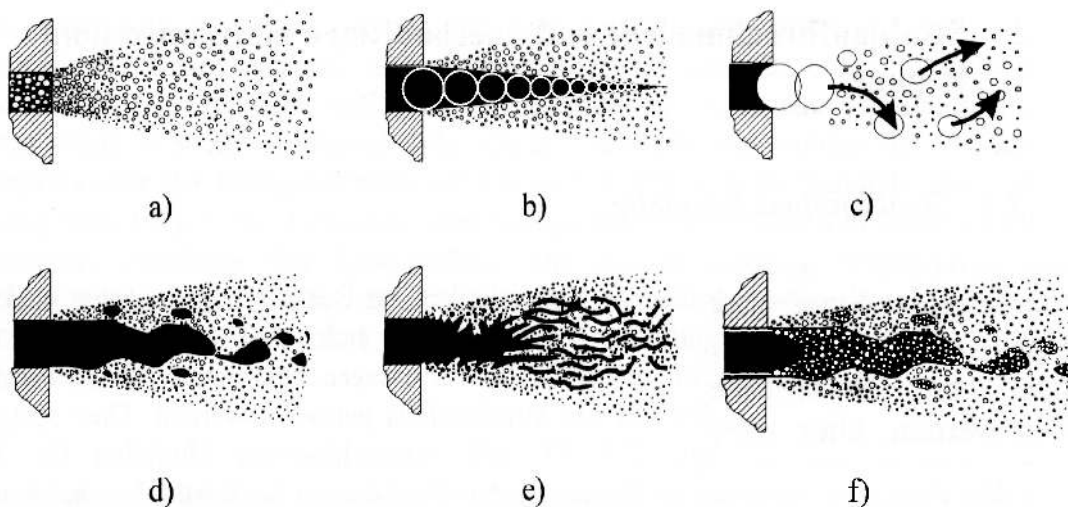


Abbildung 2.5: Strahlzerfallsmodelle (entnommen aus [FAT97])

Nach Modell Abb. 2.5 a) [FAE83] wird der Strahl bereits in der Düse durch Kavitationseffekte zerteilt, so dass ein feiner Tropfennebel die Düse verläßt. Das von Obermeier [OBE93] beschriebene Modell Abb. 2.5 b) dagegen vernachlässigt Kavitation und geht von einem dominierenden Einfluss aerodynamischer Kräfte aus. Von einem kegelförmigen, zusammenhängenden Flüssigkeitskern lösen sich Tropfen ab die weiter zerfallen. In Modell



Abb. 2.5 c) [REI87, MAY93] verlassen Tropfen mit der Größe eines Düsenlochdurchmessers die Düse und zerfallen anschließend durch aerodynamische Kräfte. Das von Andrews [AND93] vorgeschlagene Modell Abb. 2.5 d) sieht ebenfalls die Wechselwirkungen der Flüssigkeit mit dem umgebenden Gas als Ursache für den Strahlzerfall. Hier zeigt der Strahlkern jedoch eine Wellenform von der sich große Segmente ablösen, die dann weiter zerfallen. Im Modell nach Yule [YUL96] Abb. 2.5 e) besteht der Strahlkern aus zahlreichen Flüssigkeitsfäden die im weiteren Verlauf zerfallen. Das neueste Modell Abb. 2.5 f) wurde von Fath selbst [FAT97] vorgeschlagen. Es beruht auf optischen Untersuchungen der 2-Phasenströmung und des Strahlzerfalls mit Hilfe der 2-dimensionalen Mie-Streulichtmethode und kombiniert im wesentlichen die Modelle a) und d).

Zahlreiche Autoren berichten von einem intakten Flüssigkeitskern („intact core“) in Düsennähe und versuchten diesen mit unterschiedlichen Messtechniken nachzuweisen [FAT97, AND93, ARA84, CHE85, YUL94]. „Intakt“ bedeutet dabei eine einphasige, zusammenhängende, unzerteilte Flüssigkeitsströmung ohne Kavitationsblasen, Clustern, Flüssigkeitsfäden o.ä.. Im Gegensatz dazu beschreibt „dense core“ den dichten Flüssigkeitskern der noch nicht vollständig in Tropfen zerfallen ist, aber durchaus in Segmente unterteilt und von Gasblasen durchsetzt sein kann. Über die Länge des „intact core“ herrscht Unklarheit. Fath [FAT97] beobachtete bereits bei einem Einspritzdruck von 160 bar nur noch einen ungestörten, zusammenhängenden und kegelförmigen Flüssigkeitskern („intact core“) von 200  $\mu\text{m}$  Länge. Dieser ungestörte Bereich schrumpfte mit zunehmendem Einspritzdruck auf wenige Mikrometer. Auch Tsue et.al. [TSU92] berichten von einem „intact core“ in der Größenordnung eines Düsenlochdurchmessers. Zur Länge des „dense core“ gibt es ebenfalls unterschiedliche Aussagen [HIR90, REI87]. In der Literatur findet man Werte von  $(50 \dots 150) \cdot d_0$ .

Dass am Düsenausgang bereits eine Zweiphasenströmung vorliegt, die nachfolgend in Ligamente und durch aerodynamische Kräfte weiter in Tropfen zerfällt, konnte von vielen Autoren nachgewiesen werden [ROO91, EIF90, BOD91, SCH95, FAT97]. Kampmann et. al. [KAM96] zeigte experimentell und numerisch, dass bei aktuellen Düsengeometrien eine Zweiphasenströmung auftritt, die den Turbulenz- und Zerstäubungsgrad zunehmen lässt.

Mit diesen Erkenntnissen scheint das Modell von Fath Abb. 2.5 f) der Realität am Nächsten zu sein. Die genauen physikalischen Phänomene und Zusammenhänge sind jedoch bis heute ungeklärt. Durch den Einsatz moderner Messtechniken müssen deshalb weitere Erkenntnisse gewonnen werden, die zur Klärung offener Fragen beitragen.

## 2.4 Sekundärzerfall und Tropfenkoaleszenz

Nach dem Primärzerfall, der den zusammenhängenden Flüssigkeitsstrahl in Flüssigkeitsfäden, Segmente, Cluster und ein Spektrum aus Tropfen zerteilt, findet der Sekundärzerfall statt. Durch eine intensive Wechselwirkung der entstandenen Flüssigkeitspakete untereinander sowie durch den Einfluss aerodynamischer Kräfte zerfallen instabile Tropfen solange weiter, bis der Tropfen eine geringere, stabile Größe erreicht hat. Gleichzeitig kann es durch Tropfenkollisionen zu einer Koaleszenz mehrerer Tropfen kommen. Dies äußert sich in einem erneuten Anstieg der Tropfengröße. Die Wirkungsweise und der Einfluss der einzelnen Mechanismen sind dabei von der Geschwindigkeit, der Größe und der Konzentration der Primärtropfen und deshalb auch von der Position im Strahl abhängig. Aus diesem Grund wird der Strahl häufig in zwei bis drei Bereiche eingeteilt [ORO81, EIF90, BOD91]. Eifler unterscheidet dabei einen *dichten*, *dünnen* und *sehr dünnen* Bereich.

Im **dichten Strahlbereich**, relativ nahe an der Düse, liegt eine hohe Konzentration von Flüssigkeit und Tropfen vor. Das Volumen der flüssigen Phase ist im Vergleich zur Gasphase noch relativ hoch. In diesem Bereich findet eine intensive Wechselwirkung der Tropfen untereinander statt. Dabei kommt es zu Tropfenkollisionen, die auch zu einer Koaleszenz oder zur Zerteilung der Stoßpartner führen können. Brazier-Smith et.al. [BRA72] untersuchten die Stoßprozesse der Tropfen und definierten einen kritischen Stoßwinkel  $\Phi_{krit}$  unterhalb dessen Koaleszenz und oberhalb dessen eine streifende Kollision stattfindet. Reinecke und Waldman [REI70] beschrieben die in Abb. 2.6 dargestellten Kollisionsmöglichkeiten. Dabei können die Stoßvorgänge stabil oder instabil verlaufen. Im letzteren Fall werden die Tropfen zerschmettert, wodurch Satellitentropfen entstehen.

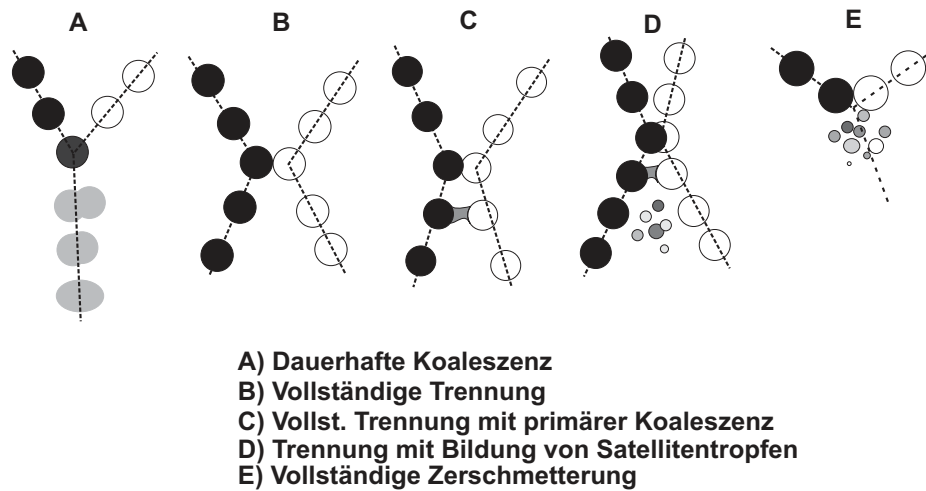


Abbildung 2.6: Kollisionsmechanismen nach Reinecke und Waldman [REI70]

Neuere Arbeiten zur Untersuchung der instabilen Tropfenkollision und der Bildung von Satellitentropfen bei großen Weber-Zahlen ( $We = 50 - 350$ ) wurden von Brenn [BRE97] an monodispersen Tropfenketten durchgeführt. Eine ausführlichere Diskussion der Tropfenkollision und -koaleszenz sowie weitere Informationen findet man in [HOH99]. Die bekannteste Arbeit zur Modellierung der Tropfen-Interaktion und Tropfenkoaleszenz auf Basis experimenteller Daten wurde von O'Rourke und Bracco [ORO80] veröffentlicht.

Zusätzlich zur Tropfenkollision findet im dichten Strahlbereich über die Gasphase eine indirekte Wechselwirkung der Tropfen untereinander statt. Der einfachste und verständlichste Fall ist der „Windschatten-Effekt“. Durch Impulsaustausch eines Tropfens mit der umgebenden Gasatmosphäre wird eine Luftströmung induziert. Die nachfliegenden Tropfen besitzen somit eine geringere Relativgeschwindigkeit gegenüber der beschleunigten Luft, wodurch die aerodynamischen Kräfte moderater sind und der Tropfen stabiler ist. Diese indirekte Art der Wechselwirkung ist auch als Tropfen-Gas-Tropfen-Mechanismus bekannt [EIF90].

Dem dichten Strahlbereich folgt nach Eifler der sog. **dünne Strahlbereich**. Hier ist der Lufteintrag in das Spray bereits so groß, dass das Gasvolumen im Vergleich zum Flüssigkeitsvolumen deutlich überwiegt. Ein direkter Kontakt der Tropfen wird zunehmend unwahrscheinlicher. Die Wechselwirkungen beschränken sich vor allem auf den erwähnten Tropfen-Gas-Tropfen-Mechanismus. Durch die noch sehr hohen Relativgeschwindigkeiten kommt

es zu einem weiteren Zerfall der instabilen Tropfen. Die in der Literatur verfügbaren Mechanismen dieses sog. Sekundärzerfalls wurden von Pilch und Erdmann [PIL87] zusammengetragen und sind in Abb. 2.7 zu sehen.

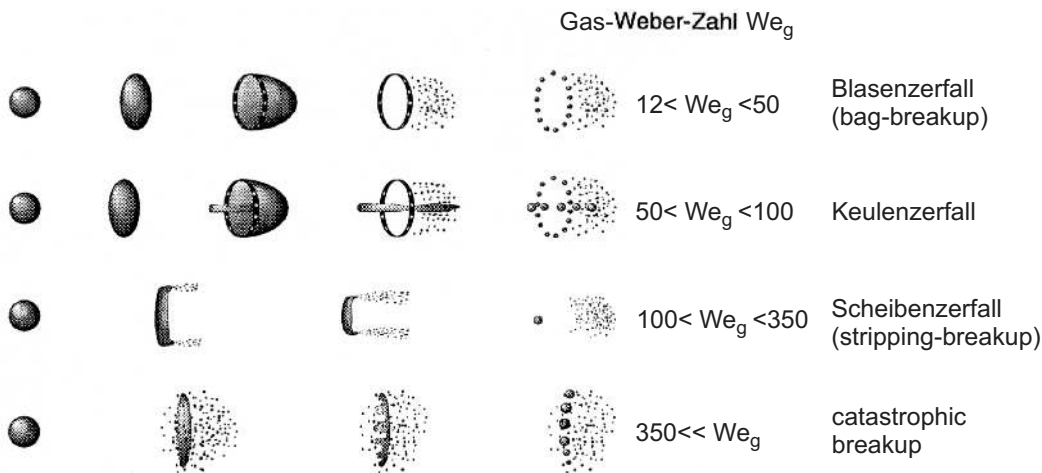


Abbildung 2.7: Sekundärzerfallsmechanismen für den dünnen Strahlbereich nach Pilch und Erdmann [PIL87], entnommen aus [HOH99]

Die in Abb. 2.7 angegebenen Gas-Weber-Zahlen zur Abgrenzung der Mechanismen gelten für einen Bereich der Ohnesorge-Zahl  $Oh = 1E-03$  bis ca.  $4E-02$ . Sie sind damit auch für den hier untersuchten Dieselmotorkraftstoff gültig. Bei höheren  $Oh$ -Zahlen steigen die Grenzwerte der  $We$ -Zahl, v.a. für den Übergang vom Scheiben-Zerfall zum catastrophic-breakup. Die Abhängigkeiten der Zerfallsarten von der Weber- und der  $Oh$ -Zahl wurden detailliert von Hsiang et.al. [HSI92, HSI93, HSI95] sowie von Chou et.al. [CHO97] untersucht. Weitere Informationen zur Modellierung des Sekundärzerfalls findet man in Habchi et.al. [HAB97] sowie Reitz und Diwakar [REI86]. Letztere betrachten den Scheibenzerfall als den dominierenden Mechanismus in Dieselsprays und geben als Stabilitätskriterium  $We_g / \sqrt{Re_g} = 1$  an, das oft auch mit der aus dem Tropfenradius gebildeten Weberzahl zitiert wird:  $(\rho_g v_{rel}^2 r / \sigma) / \sqrt{Re_g} = 0.5$ .

Den dritten, am weitesten von der Düse entfernten Bereich, bezeichnet Eifler als **sehr dünnen Strahlbereich**. In diesem beträgt das Volumen der Tropfen nur noch einen Bruchteil des Volumens der Gasatmosphäre. Es findet keine gegenseitige Beeinflussung der Tropfen statt. Die Geschwindigkeit der Tropfen ist bereits stark gesunken, wodurch die aerodynamischen Kräfte nicht mehr zum Zerfall sondern nur noch zur weiteren Abnahme der Geschwindigkeit beitragen.

### 3 Beschreibung der Versuchsanlagen

Zur Durchführung der Experimente wurden mehrere Versuchsanlagen entwickelt. Drei stationär arbeitende, zum Teil beheizbare Hochdruckkammern ermöglichten die Analyse des Strahlzerfalls und der Strahlausbreitung sowie der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit unter definierten Randbedingungen ( $p_g, T_g, \rho_g = \text{const.}$ ). Jede dieser Druckkammern besaß optische Zugänge, die auf den Einsatz der in Kapitel 4 dargestellten optischen Messmethoden angepasst wurden. Des weiteren ermöglichte eine schnelle Kompressionsmaschine detaillierte Studien der Kraftstoffeinspritzung, Strahlausbreitung, Verdampfung und Gemischbildung unter motornahen Bedingungen. Diese Versuchsanlage zeichnete sich insbesondere durch den realitätsgetreu nachgebildeten Kompressionshub und die hohe Flexibilität hinsichtlich des gewünschten Kompressionsdrucks und der Kompressionstemperatur aus.

#### 3.1 Druckkammern

Die stationären Druckkammern simulierten die Dichte im Zylinder eines Motors zum Zeitpunkt der Kraftstoffeinspritzung. Letztere erfolgt gewöhnlich nahe des oberen Totpunkts (Kompressionsendpunkts) bei dem die für eine Selbstzündung des Gemisches notwendigen Temperaturen und Zylinderdrücke erreicht werden.

Für einen typischen Dieselmotor ohne Abgasturbolader (ATL) mit einem Kompressionsverhältnis  $\varepsilon = 19$  können diese beiden Größen mit Hilfe der Gleichung für eine polytrope Zustandsänderung, ausgehend von einem definierten Anfangszustand ( $p_0, T_0$ ), abgeschätzt werden:

$$T_{OT} = T_0 \cdot \varepsilon^{n-1} = 295 \text{ K} \cdot 19^{0.36} = 851 \text{ K} = 578 \text{ °C} \quad (3.1)$$

$$p_{OT} = p_0 \cdot \varepsilon^n = 0.95 \text{ bar} \cdot 19^{1.36} = 52 \text{ bar} \quad (3.2)$$

Der Polytropenexponent  $n$  wird dabei mit  $n = 1.36$  etwas niedriger angesetzt als bei einer adiabaten Kompression von Umgebungsluft ( $n = 1.4$ ). Dies rührt daher, dass der Polytropenexponent  $n = c_p/c_v$  als Verhältnis der isobaren und

isochoren spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  und  $c_v$  temperaturabhängig ist und mit steigender Temperatur sinkt. Andererseits muss im Motor ein durch unvollständigen Ladungswechsel und ggf. durch Abgasrückführung hervorgerufener Restgasanteil sowie die Wärmeverluste über die gekühlten Wände berücksichtigt werden. Sofern der Motor mit einem Abgasturbolader ausgestattet ist, müsste der Ladedruck  $p_0$  und die Ladetemperatur  $T_0$  entsprechend korrigiert werden.

Aus den oben errechneten Werten ergibt sich mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase eine Gasdichte  $\rho_g$  im Kompressionsendpunkt von

$$\rho_g = \frac{p_{OT}}{R \cdot T_{OT}} = \frac{52 \cdot 10^5 \text{ Pa}}{287 \text{ J/kgK} \cdot 851 \text{ K}} = 21.3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad (3.3)$$

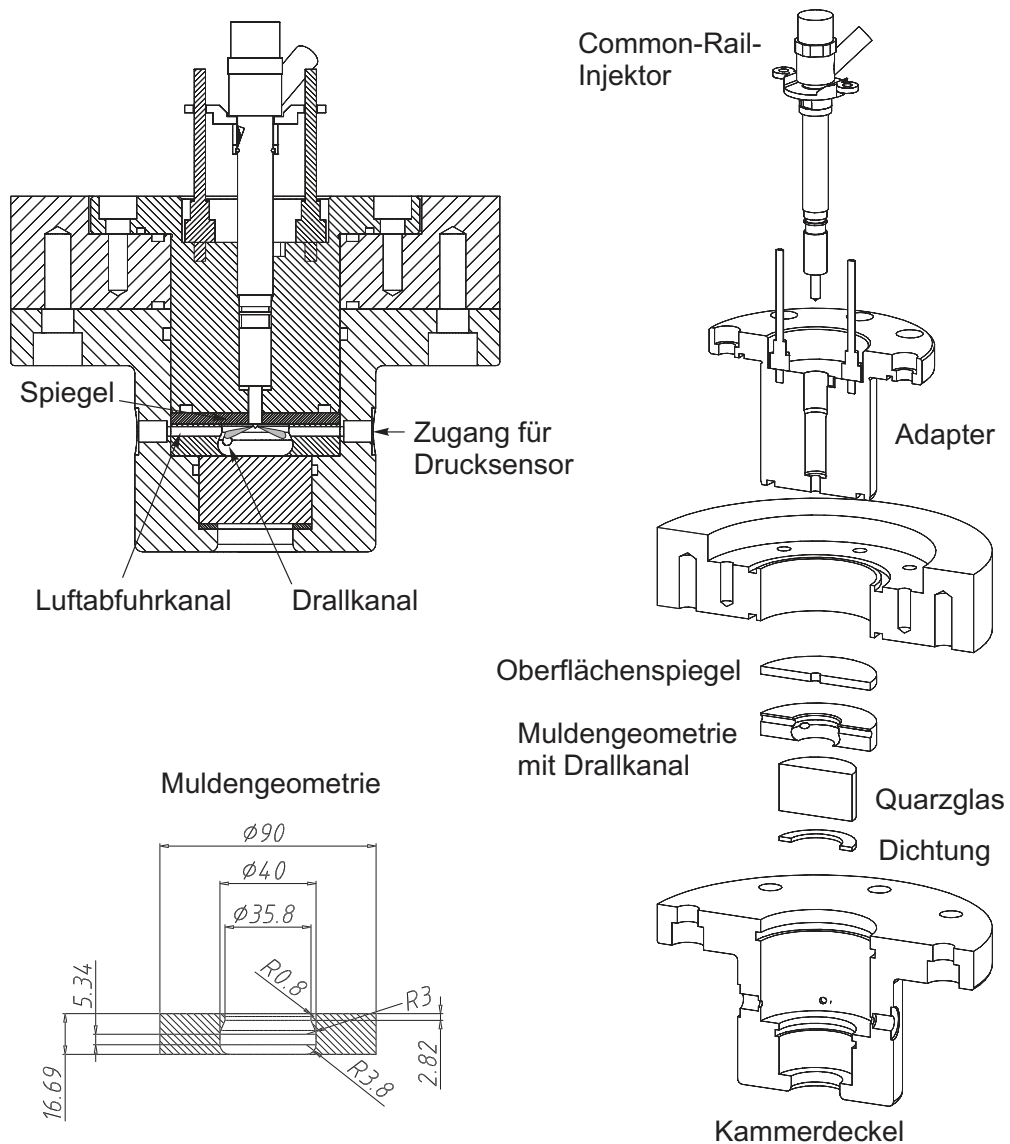
Wie in Kapitel 2 dargelegt, zeigt die Gasdichte neben dem Einspritzdruck und der Düsengeometrie den größten Einfluss auf die Spraybildung. Um eine Vergleichbarkeit der Experimente mit den Vorgängen im Motor zu gewährleisten wurden deshalb alle Versuchskammern so ausgelegt, dass sich eine Gasdichte von mindestens  $22 \text{ kg/m}^3$  realisieren ließ. Dies war unter Verwendung von Luft oder Stickstoff bei Umgebungstemperatur nur mit einem Gasdruck  $p_g \geq 18 \text{ bar}$  bzw. bei  $500^\circ\text{C}$  nur mit einem Druck  $p_g \geq 50 \text{ bar}$  zu erreichen.

Aus sicherheitstechnischen Gründen wurde anfangs auf eine Beheizung der Druckkammern verzichtet. Ein Großteil der Experimente konnte auch bei Umgebungstemperatur ohne Einschränkungen durchgeführt werden, sofern die erforderliche Gasdichte gewährleistet war. Es wurde dann versucht die heiße Atmosphäre durch die Vorzündung eines wasserstoffhaltigen Gemisches (64.8%  $N_2$ , 27.8%  $O_2$ , 5.9%  $H_2$ , 1.5%  $C_2H_4$ ) zu erzeugen, wobei nach der vollständigen Verbrennung ein luftähnliches, heißes Gas (66.7%  $N_2$ , 20.8%  $O_2$ , 9.2%  $H_2O$ , 3.1%  $CO_2$ ) entstand. Der entscheidende Vorteil einer Vorzündung war, dass nur kurzzeitig hohe Temperaturen auftraten und deshalb eine Aufheizung der Kammer, die zu einer sinkenden Werkstofffestigkeit führt, vermieden wurde. Dies erlaubte eine Auslegung der Bauteile allein auf die Druckbelastung. Zahlreiche Tests zeigten jedoch, dass nach der Zündung des Gemisches starke Temperatur- und Dichtegradienten vorhanden waren die sich störend auf die eingesetzten optischen Messverfahren auswirkten. Deshalb wurde in Folge auf eine Vorzündung verzichtet. Schließlich wurde eine beheizbare Kammer gebaut und betrieben.

## Hochdruckkammer für Schlierenmesstechnik

Mit der ersten der drei Versuchskammern (vgl. Abb. 3.1) wurde die Einspritzung in eine Kolbenmulde entsprechend einer Kolbenstellung im Kompressionsendpunkt (OT) simuliert. Dabei wurde der Einfluss der Gasdichte ( $\rho_g = 1\text{-}32 \text{ kg/m}^3$ ) auf die makroskopischen Strahlgrößen, wie z.B. die Strahlausbreitung und den Strahlkegelwinkel, mit bildgebenden Verfahren untersucht. Dies ermöglichte auch eine Beurteilung der Spray-Wand-Wechselwirkung.

Abbildung 3.1: Stationäre Hochdruckkammer für Schlieren-Messtechnik



Das Kammervolumen und die Geometrie des Brennraums war, zwecks einer Vergleichbarkeit der Ergebnisse, weitgehend indentisch mit der Kolbenmulde in der nachfolgend genauer beschriebenen Kompressionsmaschine und entsprach der eines AUDI V6 TDI (MJ98) (vgl. Abb. 3.7, S.36). Über zwei tangential zur Muldenwand angeordnete Luftzufuhrkanäle ließ sich eine Drall-Luftströmung erzeugen und somit deren Einfluss auf die Strahlausbreitung beurteilen.

Die Kammer wurde auf einen Druck von bis zu 200 bar ausgelegt um die Vorzündung des Wasserstoff-Gemisches zu ermöglichen. Aufgrund einiger Voruntersuchungen des Common-Rail-Injektors in einer bereits bestehenden Versuchsanlage [DOR00] konnte auf einen vorhandenen, passenden Adapter für den Injektor zurückgegriffen werden. Die Konstruktion der Kammer wurde deshalb auf diesen angepasst.

### **Unbeheizte Druckkammer zur Messung der Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit**

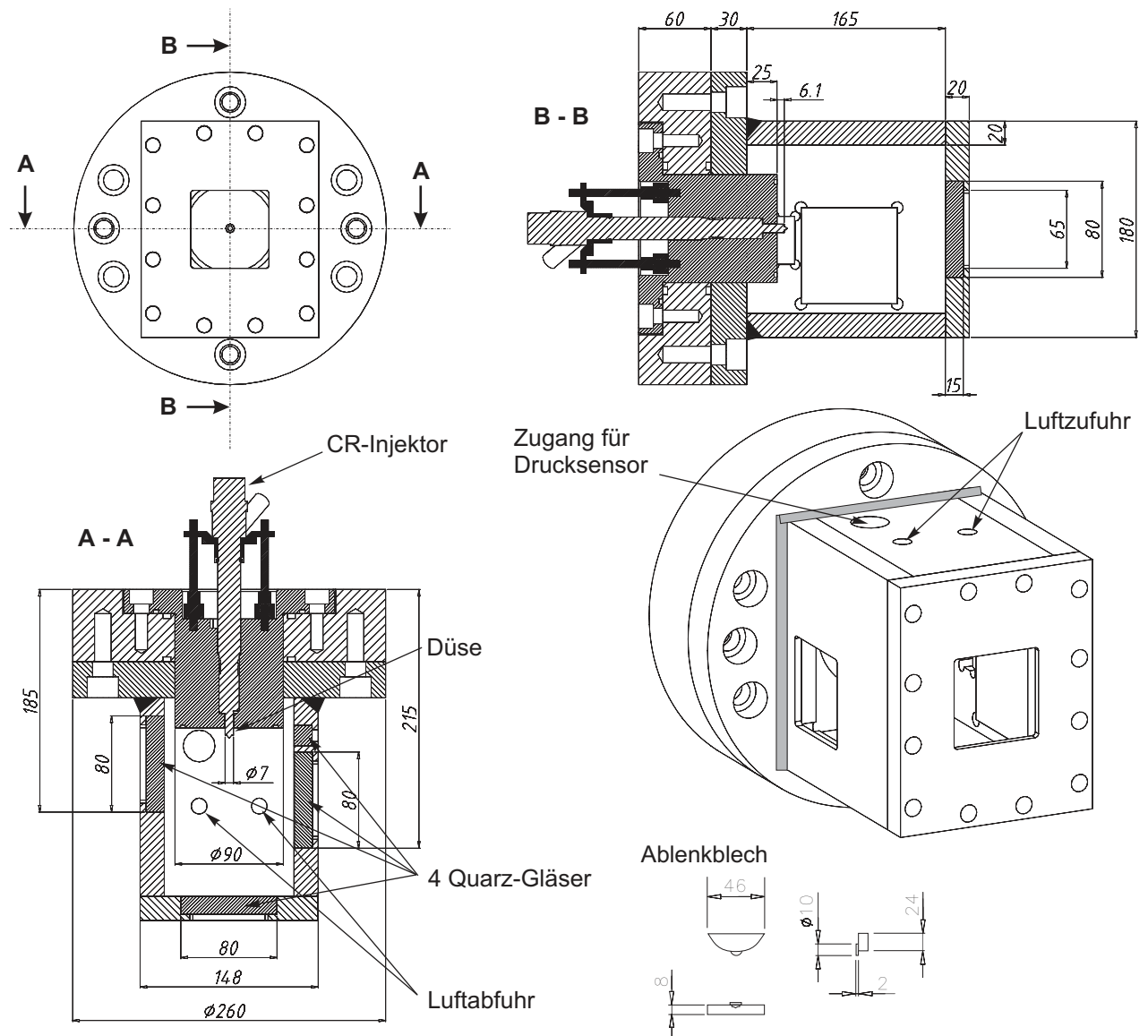
Zur Untersuchung der mikroskopischen Sprayparameter (Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit) wurde die Phasen-Doppler-Anemometrie (s. Kap. 4.4, S.55) angewandt, welche die Existenz von mindestens zwei optischen Zugängen für die Sende- und die Empfangseinheit voraussetzt. Aus diesem Grund wurde eine weitere Druckkammer konstruiert und gebaut, die in Abb. 3.2 dargestellt ist. Einige Kammerteile, wie z.B. die Injektoraufnahme, wurden von der ersten Versuchsanlage übernommen.

Die unbeheizte Druckkammer diente der Untersuchung der Kraftstoffeinspritzung in ruhende Luft ohne Wandkontakt. Nur so ließ sich die Spraybildung bei verschiedenen Gasdichten hinsichtlich der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit unbeeinflusst von evtl. Spray-Wand-Wechselwirkungen beurteilen. Wegen der geringen Belastbarkeit der 80 x 80 x 15 mm großen Fenster war der Kammerdruck auf 20 bar begrenzt. Damit ließ sich jedoch bei der vorherrschenden Umgebungstemperatur eine ausreichende Gasdichte von bis zu  $\rho_g = 23.6 \text{ kg/m}^3$  erzeugen.

Mit Hilfe eines Ablenkblechtes wurde verhindert, dass mehrere Einspritzstrahlen den Strahlengang des Lasers kreuzen und dessen Intensität schwächen. Gleichzeitig konnte damit die Benetzung der Fenster mit Kraftstoff minimiert



Abbildung 3.2: Stationäre Druckkammer für PDA-Messtechnik



werden. Der entstehende Kraftstoffnebel wurde durch regelmäßiges Spülen der Kammer mit Frischluft beseitigt. Ein Fenster auf der Vorderseite der Kammer erlaubte einen Blick auf das Spray in Richtung der Injektorachse. Zusammen mit den seitlichen Fenstern konnten deshalb auch abbildende Streulichtverfahren wie z.B. die Mie-Streulichttechnik eingesetzt werden.

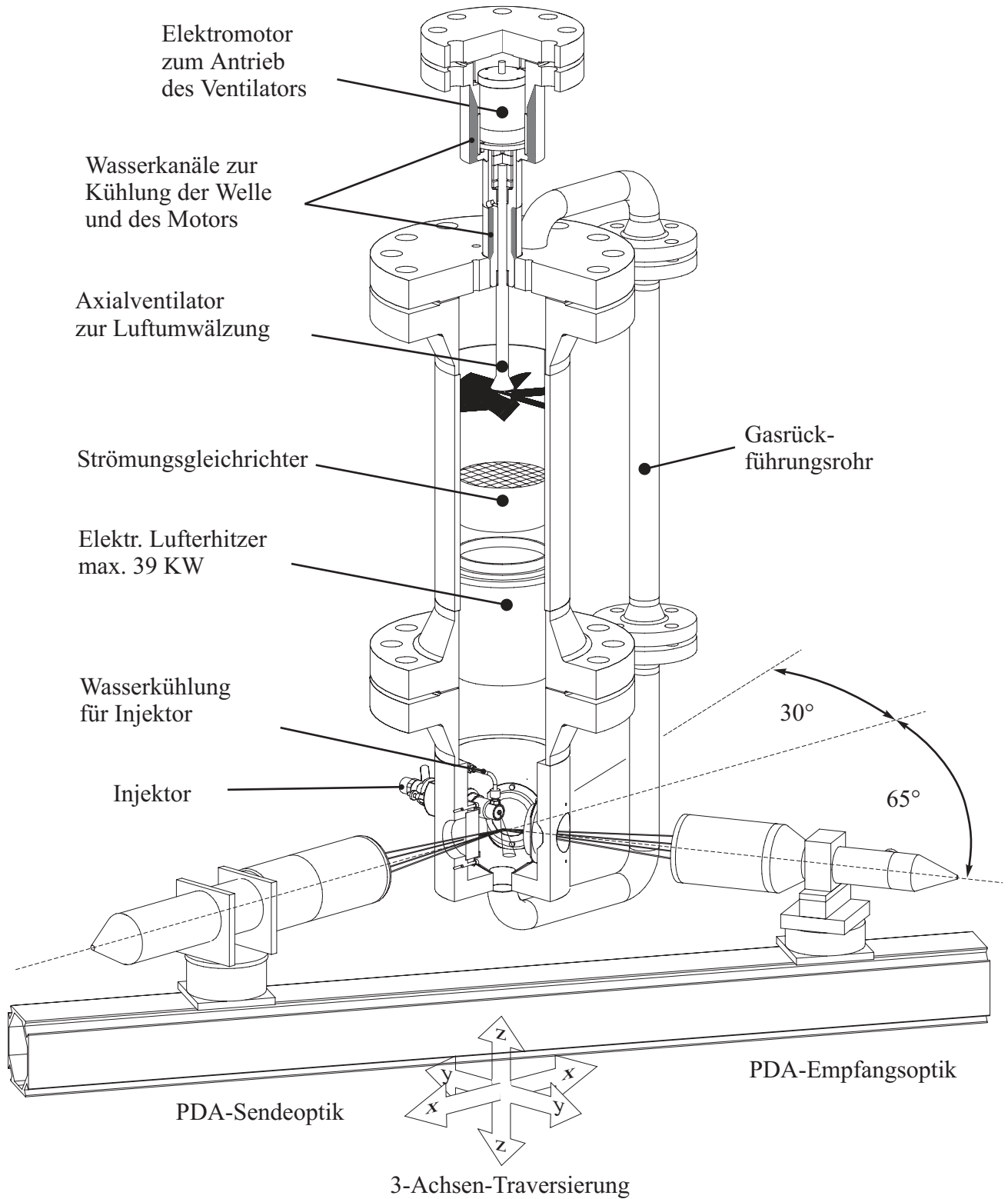
### **Beheizbare Hochdruckkammer zur Messung der Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit unter motorähnlichen Temperaturen und Drücken**

Nach erfolgreicher Anwendung der PDA-Messtechnik in der unbeheizten Kammer wurde eine dritte, beheizbare Druckkammer konstruiert, die mit einem Druck von 50 bar bei einer Temperatur von 500°C beaufschlagt werden konnte. Die Kammer wurde mit Luft betrieben. Dadurch zündete der Kraftstoff in der heißen, sauerstoffhaltigen Atmosphäre. Die durch die Verbrennung lokal freigesetzte Wärme beschleunigte die Verdampfung der Tropfen im Spray und bildete so die physikalischen Vorgänge im Motor realistisch nach.

Eine Schnittdarstellung der Versuchsanlage findet man auf der nächsten Seite, Abb. 3.3. Der optisch zugängliche untere Kammerteil, in dem der Kraftstoff eingespritzt wurde, ist im Anhang nochmals detailliert und mit Bemaßung dargestellt, Abb. A.2 (S. 151).

Die beheizbare Kammer wurde als geschlossener Kreislauf ausgelegt, in der die Luft isochor durch einen elektrischen Luftherhitzer (0-39 kW) auf bis zu 500°C bei 50 bar Druck erwärmt wurde. Dies hatte gegenüber einem offenen, kontinuierlich durchströmten System den entscheidenden Vorteil, dass kein teurer Hochleistungskompressor erforderlich war. Ein Axialventilator, der mit einer Drehzahl von 3500 U/min rotierte, erzeugte den für die Wärmeübertragung im Luftherhitzer notwendigen Massenstrom. Der Antrieb des Ventilators erfolgte über einen Elektromotor. Dieser wurde mit dem Kammerdruck beaufschlagt, war aber durch ein wassergekühltes doppelwandiges Rohr thermisch von der heißen Kammer getrennt. Die hohle Welle wurde durch zwei hochtemperaturfeste, selbstschmierende Lager geführt. Zwischen der Welle und der ebenfalls wassergekühlten Wand gewährleistete Öl eine ausreichende Wärmeübertragung zum Kühlwasser. Unterhalb des Axialventilators sorgte ein Strömungsgleichrichter für eine gleichmäßige Anströmung des Luftherhitzers. Die heiße Luft gelangte zusammen mit dem im unteren Kammerteil eingespritzten (verdampften/verbrannten) Kraftstoff über einen Trichter in ein Rückströmrohr zum oberen Teil der Kammer zurück. Spätestens an den heißen Glühwendeln des Luftherhitzers verbrannte der verdampfte Kraftstoff. Um dabei eine ungewollte Rußbildung wegen Sauerstoffmangels zu vermeiden wurde die Kammer in regelmäßigen Abständen gespült und mit Frischluft versorgt.

*Abbildung 3.3: Hochtemperatur-Hochdruckkammer für PDA-Messungen im Diesel-Spray*



Auch in dieser Versuchsanlage wurde die Tropfengröße und die Tropfengeschwindigkeit ohne den Einfluss einer Wand gemessen. Die Luftströmungsgeschwindigkeit im optisch zugänglichen Bereich der Kammer wurde mit einem Hitzdrahtanemometer zu 0.5 m/s bestimmt. Im Vergleich zur hohen Tropfengeschwindigkeit und dem starken Impuls der Tropfen kann die Auswirkung dieser Luftströmung auf die Messung vernachlässigt werden. Ein Vergleich mit den Messungen in der unbeheizten Druckkammer (Abb. 3.2), bei denen der Kraftstoff in ruhende Luft eingespritzt wurde, ist somit zulässig.

Die Einspritzungen erfolgten mit einer Frequenz von 2 Hz. Dieses Zeitintervall wurde so gewählt, dass der Kraftstoffnebel der vorherigen Einspritzung durch die Luftströmung aus dem Messvolumen getragen wurde bevor die nächste Einspritzung begann. Somit wurde eine Abschwächung der Laserstrahlen durch Kraftstoffnebel verhindert und das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht.

Von den mindestens fünf Einspritzstrahlen der Düsen wurde nur ein Strahl untersucht. Alle anderen wurden, ebenso wie bei der unbeheizten Kammer, durch ein Ablenkblech nach oben umgelenkt. Der Injektor mit Düse war im unteren Kammerteil seitlich durch die Wand geführt. Evtl. Schäden am Injektor durch thermische Beanspruchung wurden durch eine Wasserkühlung vermieden.

Die kreisrunden Gläser aus synthetischem Quarzglas mit einem sichtbaren Bereich von  $\varnothing 65$  mm erlaubten eine Untersuchung des Sprays im Bereich 0-40 mm vom Düsenaustritt. Die Beobachtungsrichtung der Empfangsoptik wurde senkrecht zur Glasoberfläche gewählt. Dies maximierte den einsehbaren Bereich und damit auch die Streulichtausbeute.

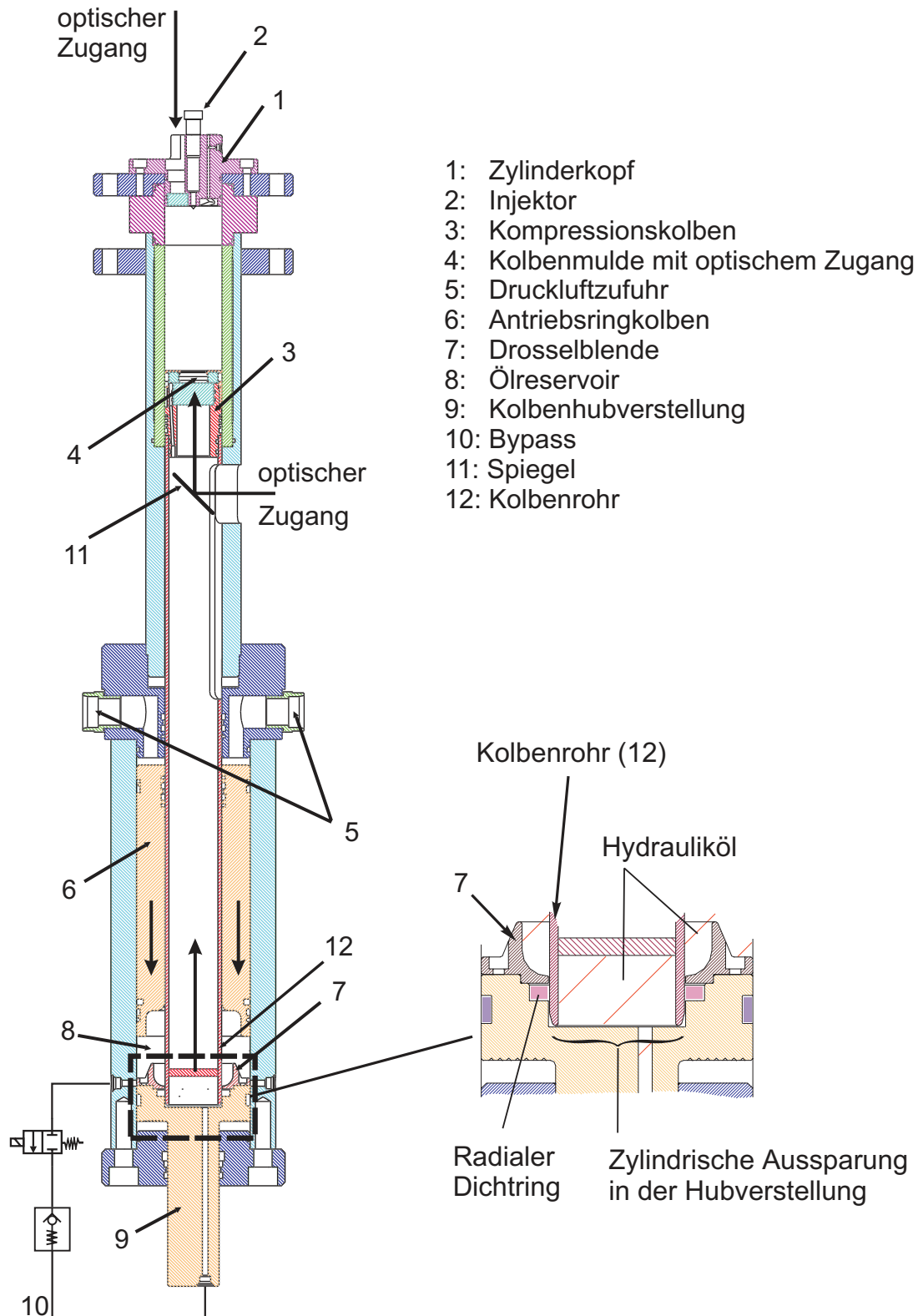
## 3.2 Kompressionsmaschine

Zur Untersuchung der Gemischbildung und Verbrennung unter motornahen Bedingungen wurde eine schnelle Kompressionsmaschine, genannt **Einzyylinder-Einhub-Triebwerk (EET)**, eingesetzt, die in der Lage war, einen Verdichtungs- und den teilweisen Rückhub eines Dieselmotors nachzubilden. Die Konstruktion und Inbetriebnahme erfolgte durch Herrn Dipl.-Ing. S. Eisen [EIS00, EIS02]. Dabei konnte auf Erfahrungen aus einem früheren Projekt der Bayerischen Forschungsstiftung zurückgegriffen werden [DOR00, PRE00]. Durch ihr vibrationsarmes Antriebskonzept, die vielfache optische Zugänglichkeit des Brennraums und ihre hohe Flexibilität hinsichtlich des Verdichtungsverhältnisses und der Drall-Luftströmung hatte die Kompressionsmaschine deutliche Vorteile gegenüber sog. Transparentmotoren und war deshalb für Grundlagenuntersuchungen zu innermotorischen Prozessen gut geeignet.

Die Abb. 3.4 und 3.5 zeigen einen Längsschnitt der Maschine mit zwei Kolbenpositionen. Das Antriebskonzept der Kompressionsmaschine basierte auf der gegenläufigen Bewegung zweier koaxial angeordneter, zylindrischer Kolben. Damit war ein vollständiger Massenausgleich möglich, der einen vibrationsarmen Betrieb erlaubte. Die Maschine konnte daher freistehend betrieben werden, was besonders im Hinblick auf die applizierte optische Messtechnik vorteilhaft war. Die Kopplung der Bewegungsabläufe beider Massen wurde durch nahezu inkompressibles Hydrauliköl gewährleistet. Dieses übernahm gleichzeitig die Schmierung der Dichtungen, welche durch die hohen Relativgeschwindigkeiten beider Zylinder stark beansprucht wurden.

Aufgrund der optischen Zugänge des modular aufgebauten Zylinderkopfs und des Kolbens sowie der damit verbundenen zahlreichen Nuten und Spalten, in die das Gas komprimiert wurde, war das Totvolumen größer als im Motor. Um das gleiche Verdichtungsverhältnis zu erreichen war ein längerer Kolbenhub erforderlich. Demzufolge befand sich im gesamten Zylinder mehr Luftmasse als beim Motor, was auf das Experiment jedoch keinerlei Auswirkung hatte. Denn während der Einspritzung, Gemischbildung und Verbrennung, die sich im wesentlichen nur auf die Kolbenmulde erstreckten, lagen in dieser vergleichbare thermodynamische Zustände (Druck, Temperatur, Gasdichte, Strömung) und somit, wegen des gleichen Muldenvolumens, die korrekte Luftmasse vor. Deshalb stimmte das lokale Luft-Kraftstoffverhältnis ( $\lambda$ ) in der Kolbenmulde mit dem des Motors überein.

Abbildung 3.4: Längsschnitt der Kompressionsmaschine in Startposition

**Startposition:**

Vor Beginn der Kompressionsphase befand sich der äußere Antriebsringkolben (6) in seiner Startposition, Abb. 3.4. Die Antriebsenergie wurde aus komprimierter Luft (15-50 bar) über zwei seitliche Öffnungen (5) bereitgestellt. Der Luftdruck drückte den Antriebsringkolben (6) nach unten, in Richtung der Drosselblende (7). Der Kompressionskolben (3) stand im unteren Totpunkt und der hintere Teil des Kolbenrohrs (12), auf das der Kompressionskolben (3) aufgesteckt war, tauchte in eine zylindrische Aussparung. In dieser befand sich ein radialer Dichtring der ein Überströmen des Hydrauliköls verhinderte. Damit war die Maschine gespannt.

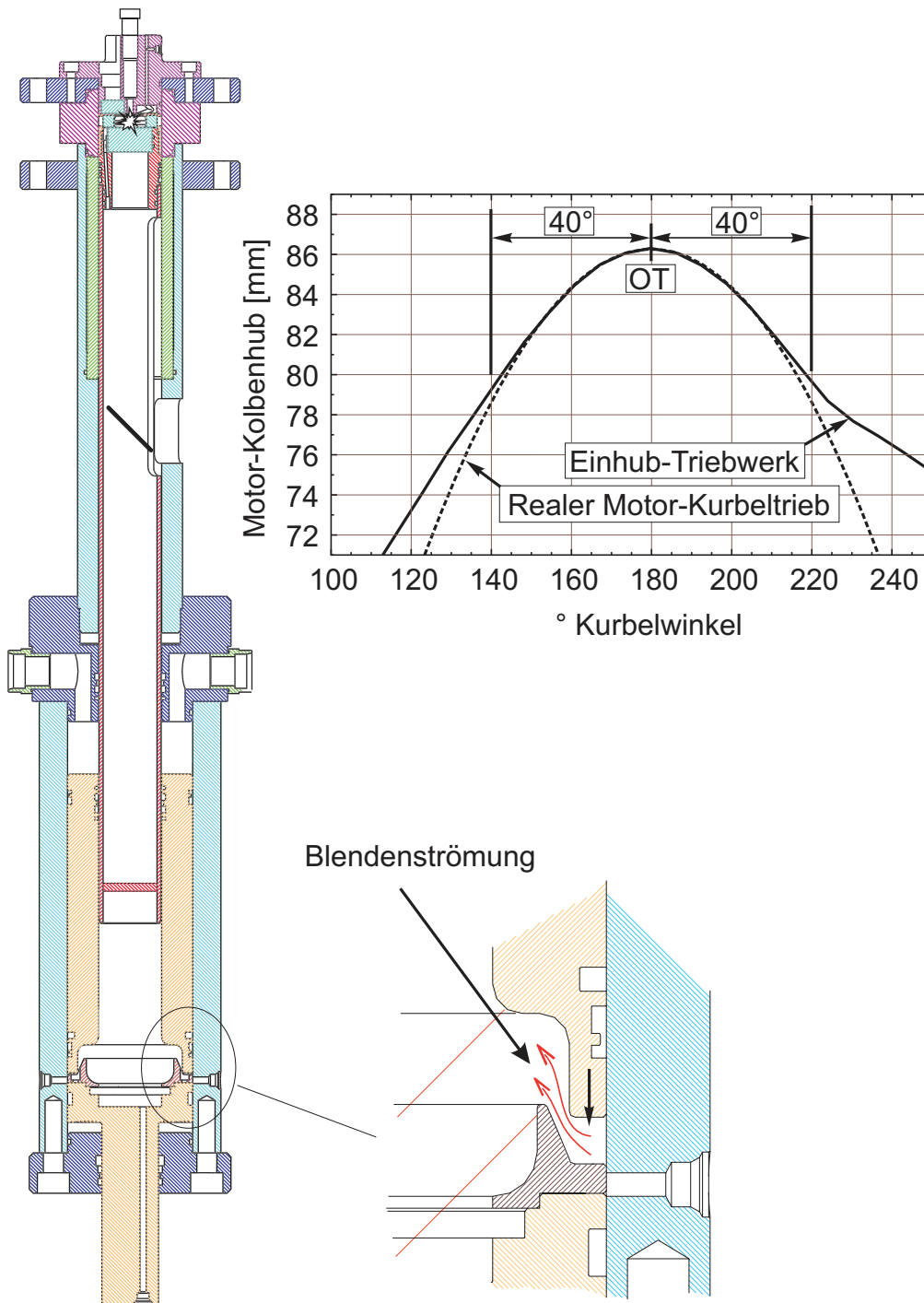
Zum Auslösen des Kompressionsvorgangs wurde ein Teil des unter Druck stehenden Hydrauliköls durch eine Bypass-Leitung (10) und durch eine Bohrung in der Kolbenhubverstellung (9) in den inneren Teil der Maschine geleitet und somit das Kolbenrohr (12) aus der Dichtung geschoben. Durch die nachlassende Dichtwirkung wurde der gesamte Öldruck auf das Kolbenrohr freigegeben und ein schnelles Überströmen des Hydrauliköls ermöglicht. Das Kolbenrohr (12) übernahm also die Funktion eines Ventils, das innerhalb weniger Millisekunden einen Volumenstrom von mehreren tausend Litern Hydrauliköl pro Minute schaltete. Der Antriebsringkolben (6) bewegte sich durch den weiterhin anliegenden Antriebsdruck nach unten und verdrängte dabei Öl, das wiederum den Kompressionskolben (3) nach oben, in Richtung Zylinderkopf, schob. Dabei wirkten Kräfte von bis zu 20 kN auf das Kolbenrohr, die eine Beschleunigung von  $400 \text{ m/s}^2$  hervorriefen. Der gesamte Kompressionsvorgang dauerte je nach Antriebsdruck bzw. simulierter Drehzahl etwa 40-60 ms.

Die durch den Kurbeltrieb des Motors bestimmte Kolbenkinematik wurde im Bereich des oberen Totpunktes durch eine gezielte Drosselung der Ölströmung mit Hilfe einer Blende (7) nachgebildet, Abb. 3.5 rechts unten. Durch das Zusammenspiel aus Antriebsdruck, Verdichtungsverhältnis und Blendenströmung konnten Kompressionsverläufe realisiert werden, die einer Motordrehzahl zwischen 1500 und 3000 U/min entsprachen. Dabei stimmte der Kolbenhubverlauf der Kompressionsmaschine in dem für die Gemischbildung entscheidenden Bereich von  $40^\circ \text{KW v. OT}$  bis  $40^\circ \text{KW n. OT}$  sehr gut mit dem des Motors überein.

Über eine hydraulische Kolbenhubverstellung (9) konnte die Startposition des Kompressionskolbens und damit der Kolbenhub variiert werden. Dies erlaubte eine stufenlose Einstellung beliebiger Verdichtungsverhältnisse (bis  $\epsilon=25$ ) und somit auch der Kompressionstemperatur und des Kompressionsdrucks.

Abbildung 3.5: Längsschnitt der Kompressionsmaschine in Endposition und Vergleich des Kolbenhubverlaufs mit dem eines Motors

**Endposition:**



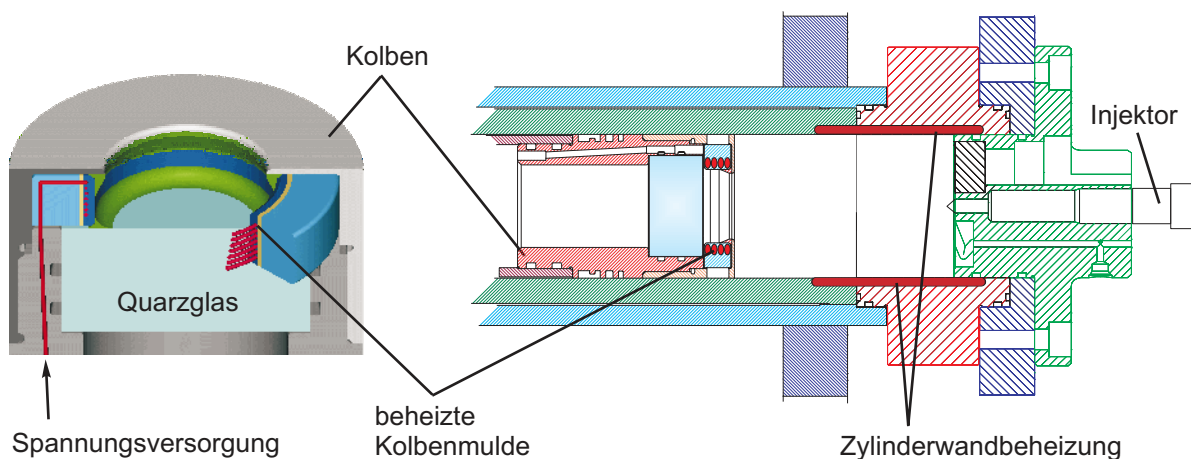


Die Maschine bot außerdem die Möglichkeit zur Erzeugung einer Drall-Luftströmung. Dazu wurde bei Beginn des Kompressionshubes Luft durch zwei tangentielle Einströmöffnungen in den Zylinderraum eingeblasen. Über eine Variation der Einströmdauer und des Strömungsimpulses konnte eine beliebige Rotationsgeschwindigkeit in der Kolbenmulde bis 1800 rad/s zum Zeitpunkt der Kraftstoffeinspritzung (bei OT) realisiert werden. Dabei war die Erzeugung des Dralls, im Gegensatz zum realen Motor, unabhängig von der simulierten Drehzahl.

Über zwei elektrische Heizungen konnten Zylinderwand- und Kolbenmulden-temperaturen erzeugt werden, die einem betriebswarmen Motor entsprachen, Abb. 3.6. Die Temperatur der Zylinderwand konnte im Bereich des oberen Totpunkts auf bis zu 100°C eingestellt werden.

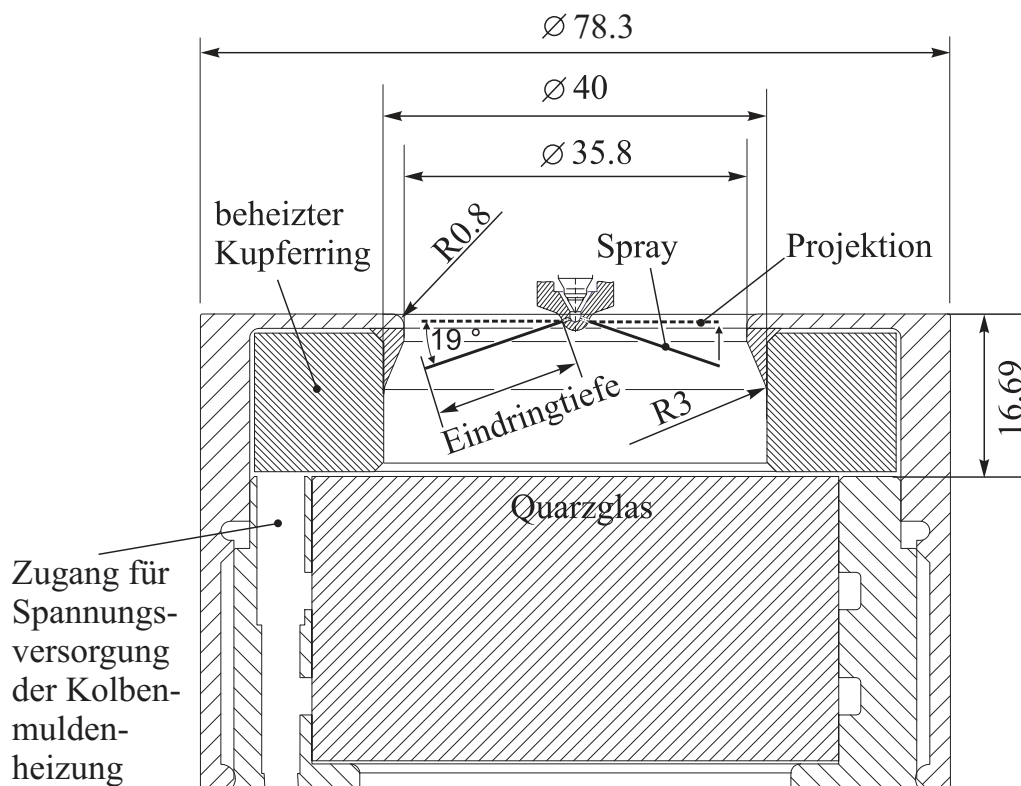
In der Kolbenmulde befand sich ein Kupferring, in dem Heizdrähte eingearbeitet waren, die vom hinteren Teil des Kolbens über druckdicht montierte Leitungen mit Spannung versorgt wurden. Dies ermöglichte eine Temperatur der Kolbenmulde von bis zu 190°C. Durch die Beheizung reduzierte sich der Wandwärmeverlust, wodurch bei gleich bleibender Verdichtung die Kompressionstemperatur stieg. Darüber hinaus wurde eine Filmbildung des Kraftstoffs auf der Kolbenmulde verhindert, da die Wandtemperatur über der Leidenfrosttemperatur des Kraftstoffs lag.

Abbildung 3.6: Zylinderwand- und Kolbenmuldenbeheizung



Das EET zeichnete sich weiterhin durch seine hohe optische Zugänglichkeit aus. Insbesondere das im Kolbenboden befindliche Quarzglas erlaubte eine Beobachtung des gesamten Brennraums einschließlich der Spray-Wand-Wechselwirkung, Abb. 3.7. Aus Gründen der Einsehbarkeit konnte die bei Dieselmotoren übliche  $\omega$ -Form der Kolbenmulde im Bereich des Glaseinsatzes nicht nachgebildet werden, weil damit eine optische Verzerrung hervorgerufen wird, die eine Auswertung der Messergebnisse deutlich erschwert. Ein von der Firma IMH in München [IMH00] am Motorenprüfstand durchgeführter Vergleich der Serien-Kolbenmulde mit der hier verwendeten Topfmulde ergab jedoch keinen wesentlichen Unterschied hinsichtlich der Verbrennung (indizierter Mitteldruck, spezifischer Verbrauch, Zündverzug, Verbrennungsgeräusch, Zyklusschwankungen) sowie der Schadstoffemissionen ( $\text{NO}_x$ , Ruß, HC). Eine ausreichende Übertragbarkeit der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse auf den Motor ist damit gewährleistet.

Abbildung 3.7: Kolbenmuldengeometrie

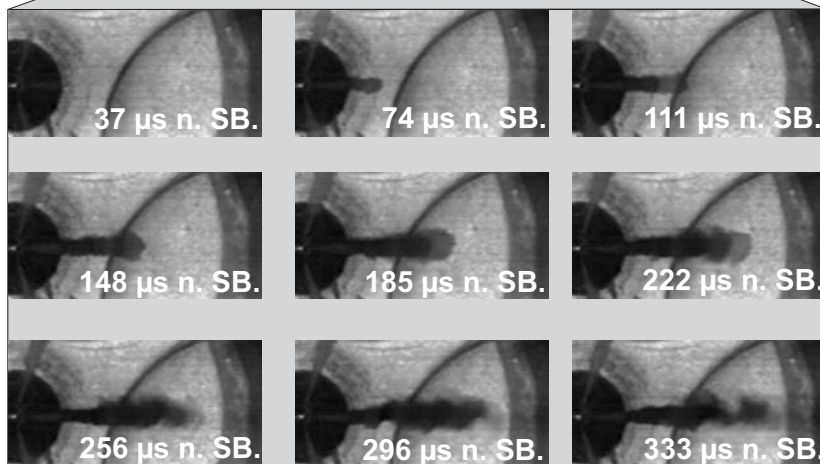
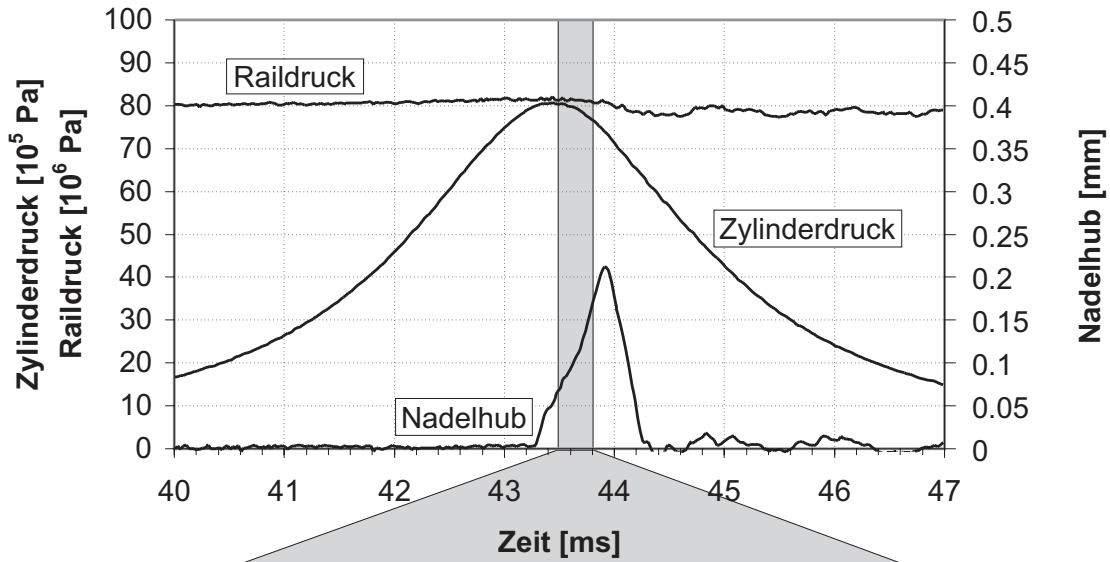


Die untersuchten Düsen hatten sämtlich einen Spritzwinkel von  $\Psi = 142^\circ$ , was einem Winkel der Strahlachse von  $19^\circ$  gegenüber der Zylinderkopfebene entsprach (vgl. Abb. 3.7 und Abb. 3.14). Der Kraftstoff wurde somit schräg in die Kolbenmulde eingespritzt. Dort wurde die Ausbreitung des Kraftstoffs und die Gemischaufbereitung durch die Luftströmung (Quetschströmung, Drall etc.) und, sofern das Spray die Wand erreichte, auch durch die Spray-Wand-Wechselwirkung beeinflusst. Die Eindringtiefe, das gilt auch für die später im Ergebnisteil dargestellten Diagramme, war dabei definiert als der Abstand vom Düsenloch zur Strahlspitze, d.h. die aus den Aufnahmen ersichtliche Projektion der Strahllänge wurde um den Höhenwinkel (hier  $19^\circ$ ) korrigiert.

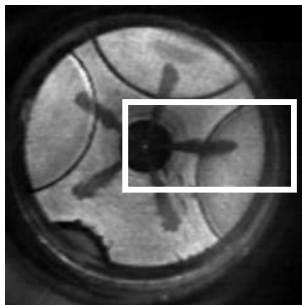
In den vorliegenden Experimenten erfolgte die Kraftstoffeinspritzung, die über eine elektronische Triggerung durch den Kolbenhub ausgelöst wurde, stets nahe dem oberen Totpunkt (OT). Abbildung 3.8 zeigt exemplarisch den zeitlichen Verlauf des Raildrucks, Zylinderdrucks und Nadelhubs sowie einen Ausschnitt der zugehörigen Bildsequenz. Die Auswertung der aufgezeichneten Bilder hinsichtlich der Strahlausbreitung und des Kegelwinkels erfolgte nur im Zeitbereich 0-450  $\mu\text{s}$  nach Einspritzbeginn, solange bis der Kraftstoff die Kolbenmuldenwand erreicht hatte. In diesem Zeitraum sank der Zylinderdruck wegen der einsetzenden Abwärtsbewegung des Kolbens und aufgrund der Abkühlung der Brennumluft durch den Wandwärmeübergang und durch die Verdampfung des Sprays nur moderat um 3-6%.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde in der Kompressionsmaschine der Einfluss des Kompressionsdrucks, der Kompressionstemperatur sowie des Raildrucks auf die Strahlausbreitung und den Kegelwinkel untersucht. Dazu wurde der Zylinder mit Inertgas (Stickstoff) gefüllt, wodurch eine Zündung und Verbrennung verhindert wurde.

Abbildung 3.8: Untersucherter Zeitbereich während der Einspritzung



dargestellter  
Bildausschnitt



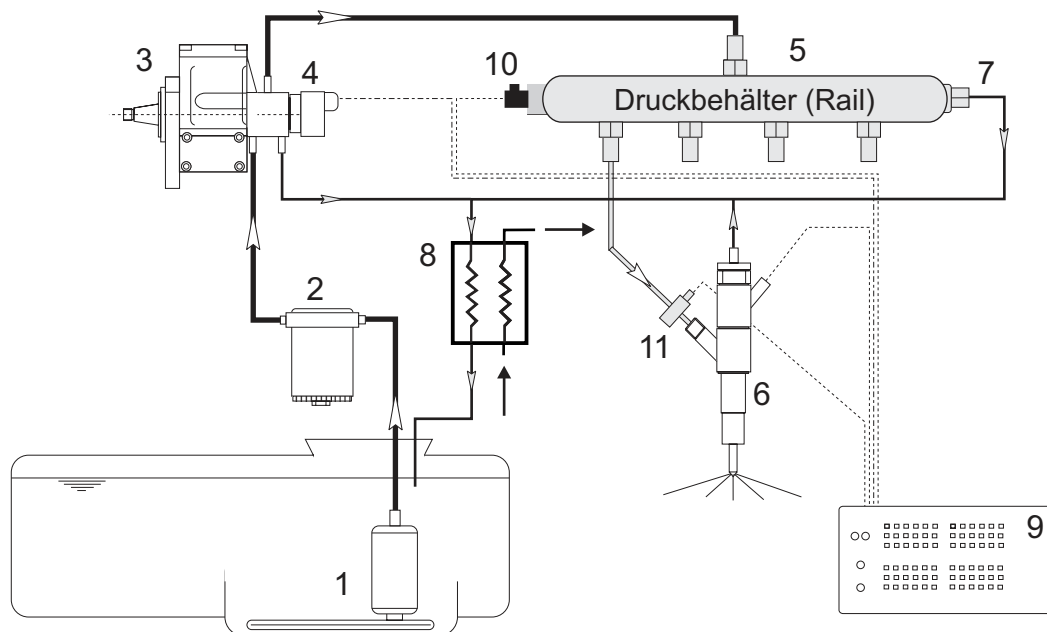
$p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  
 $p_{OT} = 80 \text{ bar}$ ,  
 $m_b = 15 \text{ mg}$ ,  
 Solenoid-Injektor mit  
 5-Loch-Minisacklochdüse  
 (HD 365)

*Einspritzung in Stickstoffatmosphäre (ohne Verbrennung)*

### 3.3 Common-Rail Einspritzsystem

Das Common-Rail<sup>2</sup>-System, oft auch als Speicher-Einspritzsystem bezeichnet, ist elektronisch steuerbar und erlaubt eine freie Wahl von Druck, Zeitpunkt und Dauer der Einspritzung im gesamten Motorkennfeld. Darin unterscheidet es sich wesentlich von allen anderen Einspritzsystemen, wie z.B. den Pumpe-Düse (PD) oder den klassischen Pumpe-Leitung-Düse (PLD) Systemen mit Hubkolben- oder Verteilerpumpen. Letztere Systeme erzeugen den Einspritzdruck kurz bevor er für die Einspritzung benötigt wird und zeigen einen deutlichen Anstieg des maximalen Einspritzdrucks mit der Motordrehzahl. Beim Common-Rail System hingegen fördert eine Hochdruckpumpe kontinuierlich Kraftstoff in einen Druckbehälter, den sogenannten Rail. Dort wird der Einspritzdruck auf einem gewünschten Niveau konstant gehalten und kann beliebig abgerufen werden. Die Druckerzeugung ist somit von der Einspritzung entkoppelt. Der Aufbau des untersuchten Common-Rail Einspritzsystems ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

*Abbildung 3.9: Aufbau des verwendeten Common-Rail Systems*



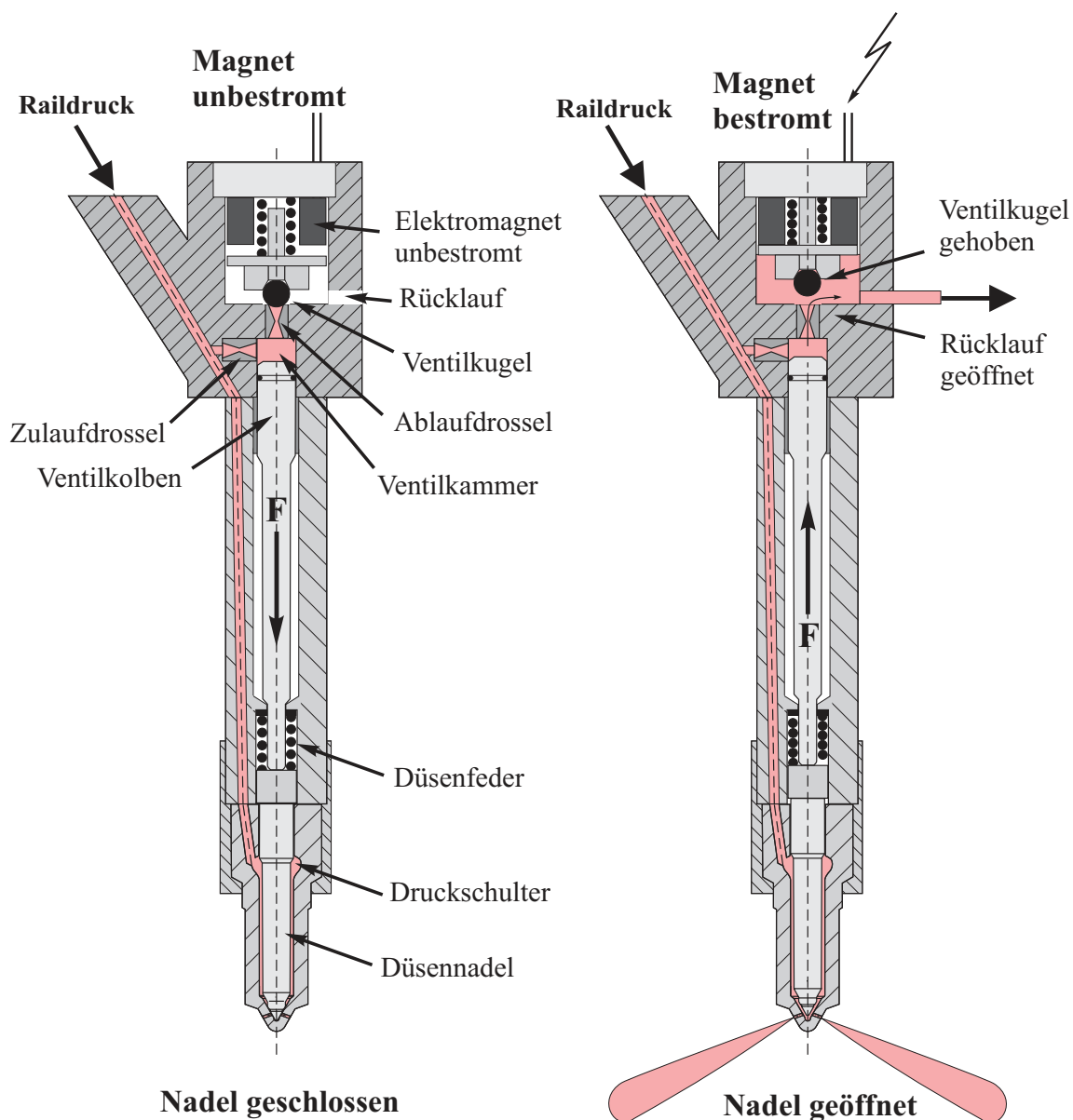
1: Kraftstofftank mit Vorförderpumpe (2.5 bar), 2: Kraftstofffilter, 3: Hochdruckpumpe (300-1400 bar), 4: Druckregelventil, 5: Speicherleiste (Rail), 6: Injektor mit Magnetventil und Düse, 7: Überdruckventil, 8: Wärmetauscher, 9: Steuergerät, 10: Serien-Drucksensor (0-1600 bar), 11: piezoresistiver Präzisionsdrucksensor (0-2000 bar)

<sup>2</sup>common rail (engl.): gemeinsame Schiene, Stange, Rohrstück

## Injektoren

Zur Zeit existieren am Markt zwei unterschiedliche Konzepte. Die Solenoid<sup>3</sup>-Injektoren, die bereits seit 1997 von der Fa. BOSCH in Serie gebaut werden, und die Piezo-Injektoren, deren Serienproduktion bei der Fa. SIEMENS im Herbst 2000 begonnen hat. Beide Steuerungskonzepte wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht und sollen nachfolgend kurz erklärt werden.

*Abbildung 3.10: Funktionsprinzip eines magnetgesteuerten Common-Rail Injektors*



<sup>3</sup>solenoid (engl.): Elektromagnet

Der in Abb. 3.10 dargestellte Solenoid-Injektor wird über einen Elektromagneten mit einem 2/2-Wege-Ventil gesteuert. Im unbestromten Fall (linke Seite) ist die Nadel geschlossen. Am Hochdruckzulauf liegt kontinuierlich der Raildruck an. Über eine Zulaufdrossel gelangt der Kraftstoff in die Ventilkammer unterhalb der Ventilkugel bzw. oberhalb des Ventilkolbens. Da die Ventilkugel den Rücklauf verschließt baut sich in dieser Kammer der gleiche Druck auf wie im Rail. Über eine weitere Bohrung gelangt der Kraftstoff vom Hochdruckzulauf zur Druckschulter in der Düse. Da die Fläche am Ventilkolben (in der Ventilkammer) wesentlich größer ist als die Fläche an der Druckschulter der Düsennadel entsteht eine resultierende Kraft ( $F$ ), welche die Nadel auf ihren Sitz drückt und somit die Düse geschlossen hält.

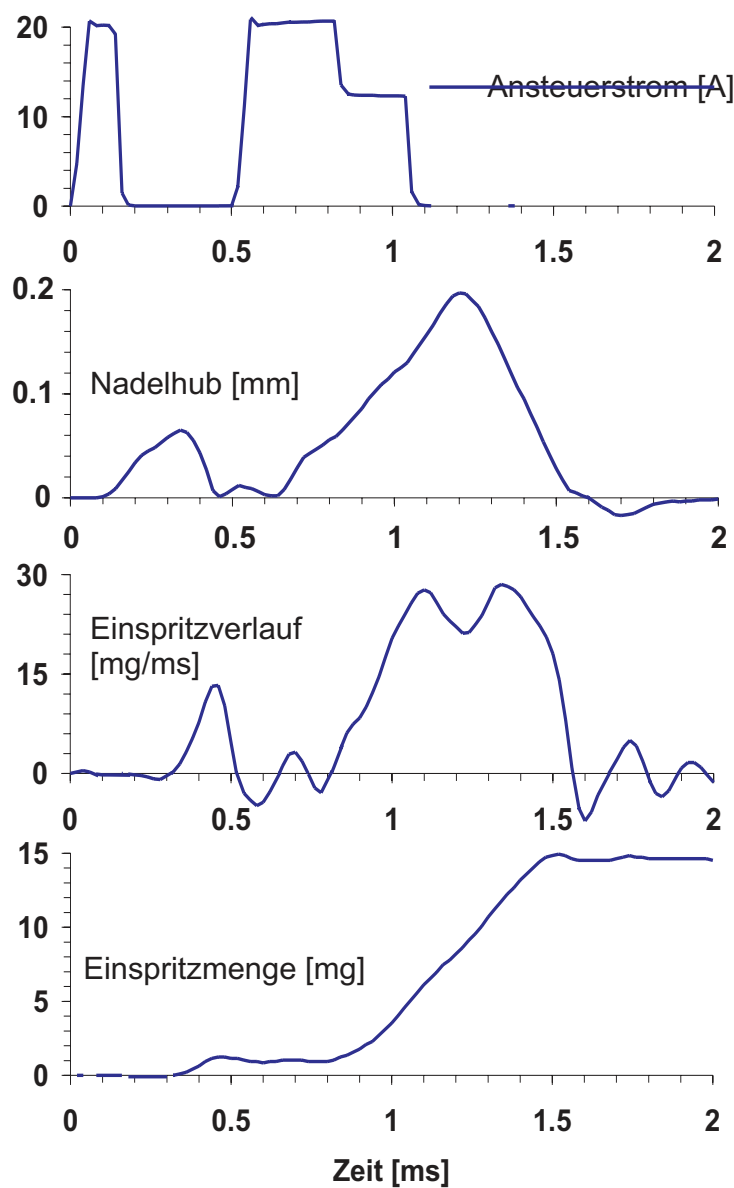
Im bestromten Fall (rechte Seite) hebt der Magnet die Ankerplatte. Der Druck in der Ventilkammer drückt die Ventilkugel nach oben. Über die Ablaufdrossel fließt der Kraftstoff in den Rücklauf, während über die Zulaufdrossel neuer Kraftstoff vom Rail nachfließt. Der Durchflusswiderstand der Zulaufdrossel ist größer als der der Ablaufdrossel wodurch sich der Druck in der Ventilkammer abbaut. Der Druck in der Düse und an der Druckschulter bleibt jedoch annähernd konstant. Somit entsteht eine resultierende Kraft nach oben. Die Nadel hebt sich und die Einspritzung beginnt. Die Düse wird somit nicht direkt durch den Magneten geöffnet, sondern indirekt über den Kraftstoffdruck.

Um die Einspritzung zu beenden wird der Strom im Magneten abgeschaltet. Die Feder im Magnetventil drückt den Anker und die Kugel nach unten. Der Rücklauf wird geschlossen. Durch die Zulaufdrossel fließt weiterhin Kraftstoff nach, so dass der Druck in der Ventilkammer wieder steigt. Durch die ungleichen Querschnittsflächen des Ventilkolbens und der Düsennadel entsteht eine resultierende Kraft nach unten welche die Nadel schließt.

Wegen des 2/2-Wege-Ventils können die Nadelöffnungs- und die Nadelschließgeschwindigkeit nicht unabhängig voneinander geändert werden. Eine enge Zulaufdrossel führt z.B. zu einem schnellen Druckabbau in der Ventilkammer und damit zu einem schnellen Nadelöffnen aber gleichzeitig zu einem langsamen Druckaufbau und langsamen Nadelschließen. Um eine Dosierung von Kleinstmengen stabil und reproduzierbar darstellen zu können ist es jedoch erforderlich, dass die Nadel so schnell wie möglich öffnet und schließt.

In Abb. 3.11 ist der zeitliche Ablauf einer solenoid-gesteuerten Einspritzung dargestellt (Voreinspritzung: 1 mg, Haupteinspritzung: 14 mg). Zur Ansteuerung der Injektoren wurde ein kommerzielles Laborsteuergerät eingesetzt, das hinsichtlich der Bestromungsart und -dauer frei programmierbar ist. Der Injektor wurde mit einem Anzugsstrom von 20 A und einem anschließenden Haltestrom von 12 A für den Rest der Einspritzdauer versorgt.

Abbildung 3.11: Zeitlicher Ablauf einer solenoid-gesteuerten CR-Einspritzung [IMH00]



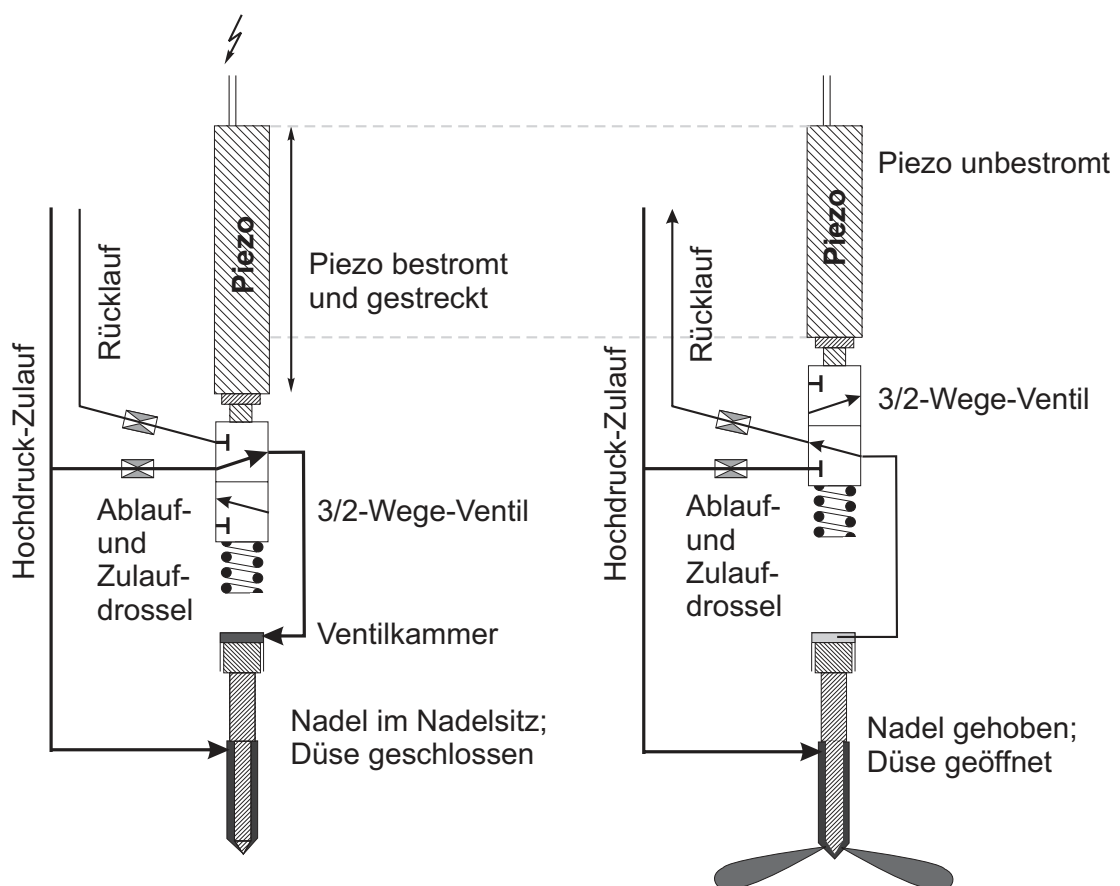
$$p_{rail} = 800 \text{ bar}, p_g = 50 \text{ bar}, m_b = 1 \text{ mg VE} - 14 \text{ mg HE}, \Delta t_{VE-HE} = 0.5 \text{ ms}$$



Der von der Firma IMH<sup>4</sup> in München entwickelte Piezo-Injektor verwendete statt des Elektromagneten einen Piezo-Quarz, der über eine Hochspannung von 120-140 Volt angesteuert wurde. Des Weiteren wurde die Einspritzung über ein 3/2-Wege-Ventil gesteuert, wodurch eine unabhängige Auslegung der Nadelöffnungs- und Nadelschließgeschwindigkeit durch zwei funktional getrennte Drosseln möglich war. Um eine maximale Öffnungs- und Schließgeschwindigkeit der Düsennadel zu erreichen wurden bei dem hier untersuchten Exemplar beide Drosseln entfernt. Dadurch erhöhte sich die Absteuermenge erheblich, die Düsennadel öffnete aber bis zu 3 mal schneller.

Das Funktionsschema des Piezo-Injektors mit 3/2-Wege-Ventil ist in Abb. 3.12 zu sehen und wird anschließend kurz erklärt.

*Abbildung 3.12: Funktionsschema des piezogesteuerten Common-Rail Injektors*

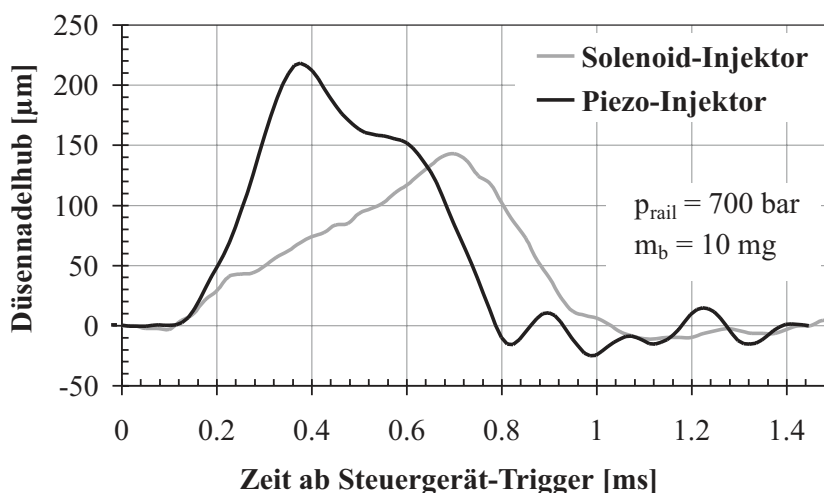


<sup>4</sup>Institut für Motorenbau Prof. Huber GmbH

Der piezoelektrische Effekt beruht auf der Geometrieänderung eines Kristalls unter Einwirkung einer aufgeprägten Spannung. Im vorliegenden Fall dehnt sich das Piezoelement beim Anlegen einer Spannung von ca. 130 Volt um etwa 0.1 % seiner Gesamtlänge von 54 mm. Dabei wird die Schaltstellung eines 3/2-Wege-Ventils so verändert, dass die Hochdruckzufuhr (Raildruck) direkt mit der Ventilkammer verbunden wird (Abb. 3.12, linke Seite). Obwohl der Raildruck auch von unten auf die Druckschulter der Düsenadel einwirkt wird die Nadel wegen des ungleichen Flächenverhältnisses in ihren Sitz gedrückt und die Düse geschlossen. Im Gegensatz zum Solenoid-Injektor beginnt die Einspritzung erst, wenn der Piezo unbestromt und deshalb kürzer ist (rechte Seite). Das 3/2-Wege-Ventil verbindet die Ventilkammer mit dem Rücklauf, wodurch sich der Druck schnell abbaut. Die Druckschulter der Düsenadel bleibt mit der Hochdruckleitung verbunden. Die resultierende Kraft hebt die Nadel, wodurch die Einspritzung ausgelöst wird.

Ein Vergleich der Nadelöffnungscharakteristiken zwischen dem Solenoid- und dem Piezo-Injektor ist in Abb. 3.13 dargestellt. Trotz gleichen Raildrucks (700 bar) und gleicher Einspritzmenge (10 mg) öffnet der Piezo-Injektor die Nadel zwei bis drei mal schneller als der Solenoid-Injektor. Dies hat erhebliche Auswirkungen auf den Strahlimpuls, die Mengestabilität bei der Dosierung von Kleinstmengen sowie auf die Zyklusschwankungen, wie später noch mit Hilfe von Messergebnissen gezeigt wird.

Abbildung 3.13: Nadelöffnungscharakteristik von Solenoid- und Piezo-Injektor



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

## Düsen

Die untersuchten PKW-Düsen der Firma BOSCH (MJ97/98) sind in nachfolgender Tabelle 3.1 spezifiziert.

Tabelle 3.1: Spezifikation der untersuchten PKW-Düsen

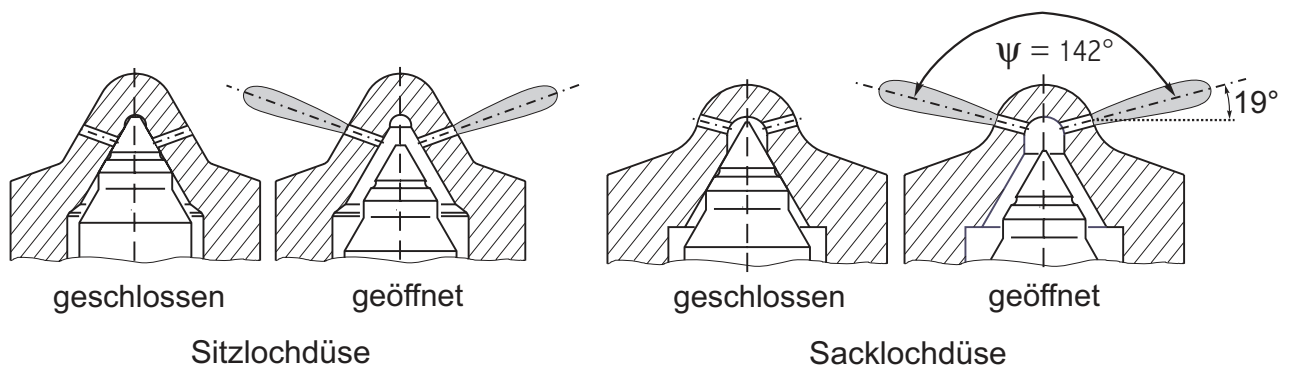
<b>PKW-Sitzlochdüsen:</b>	$z_{dü}$	$d_0$ [mm]	$L/d_0$	HD [ $cm^3/30s$ ]	HE [%]	Bemerkung
DSLA 142 PV3 379 599	5	0,172	5.52	365	10,5	DNF + ZHI
DSLA 142 PV3 380 584	6	0,153	6.21	365	10,5	DNF + ZHI
DSLA 142 PV3 380 585	7	0,145	6.55	365	10,5	DNF + ZHI
DSLA 142 PV3 380 586	5	0,157	6.05	300	10,5	DNF + ZHI

<b>PKW-Sacklochdüsen:</b>	$z_{dü}$	$d_0$ [mm]	$L/d_0$	HD [ $cm^3/30s$ ]	HE [%]	Bemerkung
DLA 142 PV3 188 521	5	0,172	5.52	365	10,5	ZHI
DLA 142 PV3 188 522	6	0,153	6.21	365	10,5	ZHI
DLA 142 PV3 188 523	7	0,145	6.55	365	10,5	ZHI
DLA 142 PV3 188 524	5	0,157	6.05	300	10,5	ZHI

Die Düsen unterscheiden sich sowohl in der Lochzahl  $z_{dü}$  und im Lochdurchmesser  $d_0$  als auch im hydraulischen Düsendurchfluss<sup>5</sup> (HD). Es wurden sowohl Sitzloch- als auch Mini-Sacklochdüsen verwendet. Deren Unterschied ist in Abb. 3.14 skizziert.

Abbildung 3.14: Vergleich zwischen Sitz- und Sacklochdüse

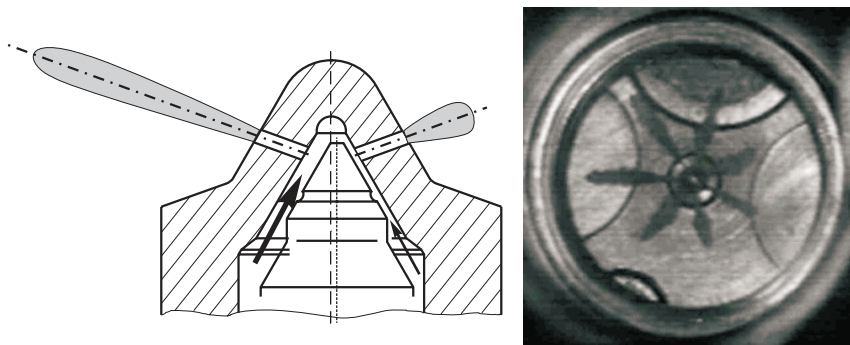


Bei den Sitzlochdüsen befindet sich das Düsenloch im Bereich des Nadeldicht-sitzes und wird bei geschlossener Düse von der Nadel verdeckt.

<sup>5</sup>bei  $\Delta p = 100$  bar

Bei der Sacklochdüse dagegen münden die Düsenlöcher in eine Bohrung, das sog. Sackloch. Die unterschiedliche Anordnung der Düsenlöcher der beiden Düsenarten wirkt sich besonders auf die Strahlausbreitung aus. So zeigen die Sitzlochdüsen gelegentlich unsymmetrische Einspritzstrahlen. Dies rührt von einer Nadeldesachsierung durch die der Kraftstoffzufluss zu den Düsenlöchern ungleichmäßig gedrosselt wird (vgl. Abb. 3.15). Die Düsenhersteller versuchen dies durch eine doppelte Nadelführung und engere Fertigungstoleranzen zu unterbinden. Um Auswirkungen dieses Effekts auf die später vorgestellten Ergebnisse auszuschließen, wurden bevorzugt Sacklochdüsen untersucht. Für die Experimente mit Sitzlochdüsen kamen nur Düsen zum Einsatz, bei denen keine Unsymmetrie nachgewiesen werden konnte.

Abbildung 3.15: Unsymmetrie der Einspritzstrahlen bei Sitzlochdüsen



Die Vorteile der Sitzlochdüse liegen vor allem darin, dass nach dem Schließen der Nadel nur noch eine geringe Menge Kraftstoff aus den Düsenlöchern austreten bzw. verdampfen kann. Bei den Sacklochdüsen dagegen kann auch der im Sackloch befindliche Kraftstoff entweichen, was zu erhöhter HC-Emission des Motors führt. Durch Verkleinerung des Sacklochvolumens („Minisackloch-Düsen“) kann der Effekt reduziert werden. Die Sacklochdüsen zeigen wegen der gleichmäßigen Druckverteilung vor den Düsenlöchern ein sehr symmetrisches Spritzbild und sind deshalb hinsichtlich einer Minimierung statistischer Fehler für die hier angewandten Messtechniken von Vorteil.

## 4 Optische Messtechnik

Eine detaillierte Untersuchung der hochtransienten dieselmotorischen Kraftstoffzerstäubung stellt hohe Anforderungen an die einzusetzende Messtechnik. Wegen der kurzen Zeitskalen ( $<5$  ms), hohen Geschwindigkeiten (bis 400 m/s) und geringen Tropfengrößen ( $<20$   $\mu\text{m}$ ) ist eine zufriedenstellende Messgenauigkeit nur mit optischen Methoden zu erreichen. Mechanische Sensoren scheiden aufgrund ihres zu langsamen Ansprechverhaltens aus und haben zusätzlich den Nachteil, dass die Strömung gestört wird. Optische Messverfahren arbeiten dagegen berührungs- und trägheitsfrei.

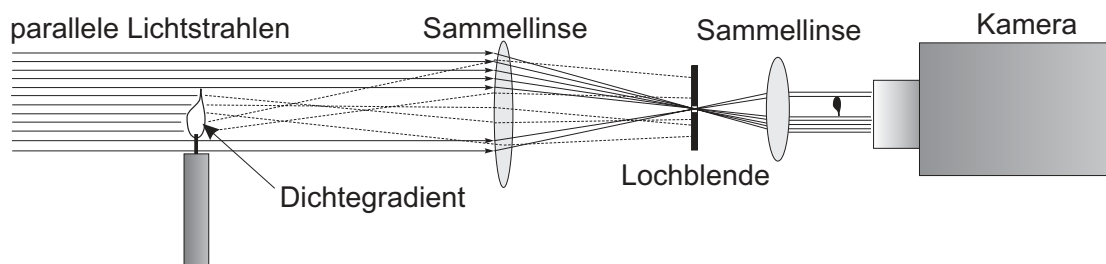
In der Literatur findet man zahlreiche optische Messverfahren, die zur Untersuchung der Spraybildung geeignet sind. Die Mie-Streulichttechnik und das Schlierenverfahren werden häufig zur Abbildung der Strahlkontur eingesetzt [PAU99]. In Verbindung mit modernen Kamerasystemen können damit Bildsequenzen der Strahlbildung und -ausbreitung aufgezeichnet werden. Spektroskopische Messverfahren auf Basis der Raman- oder Rayleighstreuung liefern Informationen über die Kraftstoffverdampfung und die Gemischzusammensetzung im Strahl zu einem definierten Zeitpunkt [RAB99]. Laserinduzierte Fluoreszenzverfahren (LIF, LIPF) erlauben durch die zweidimensionale Visualisierung von Tracermolekülen eine Beurteilung der Flüssig- und der Dampfphase des Kraftstoffs zu einem festen Zeitpunkt [FET00]. Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) dient der zeitlich aufgelösten Detektion der Geschwindigkeit an einem Punkt im Spray [ARA99/2]. Mit der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) wird zusätzlich die Bestimmung des Tropfendurchmessers ermöglicht [ARA99]. Die Tropfengröße kann theoretisch auch mit der 3-dimensionalen Impulsholografie [GEB96, MAY01] untersucht werden. Zahlreiche Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zeigten jedoch, dass das Dieselspray zu dicht und die Tropfen zu klein sind um eine sinnvolle Auswertung zu ermöglichen.

Wegen der Komplexität der Spray- und Gemischbildung wurden für die optischen Untersuchungen drei, hinsichtlich ihres zeitlichen und räumlichen Auflösungsvermögens komplementäre Messverfahren, ausgewählt. Die Schlieren- und die Mie-Streulichttechnik sind in der Literatur umfassend beschrieben [MAY94, MAY01]. Daher soll nachfolgend nur kurz auf die wichtigsten Grundlagen eingegangen werden. Die Phasen-Doppler-Anemometrie ist weniger bekannt und wird deshalb ausführlicher diskutiert.

## 4.1 Schlierenmesstechnik

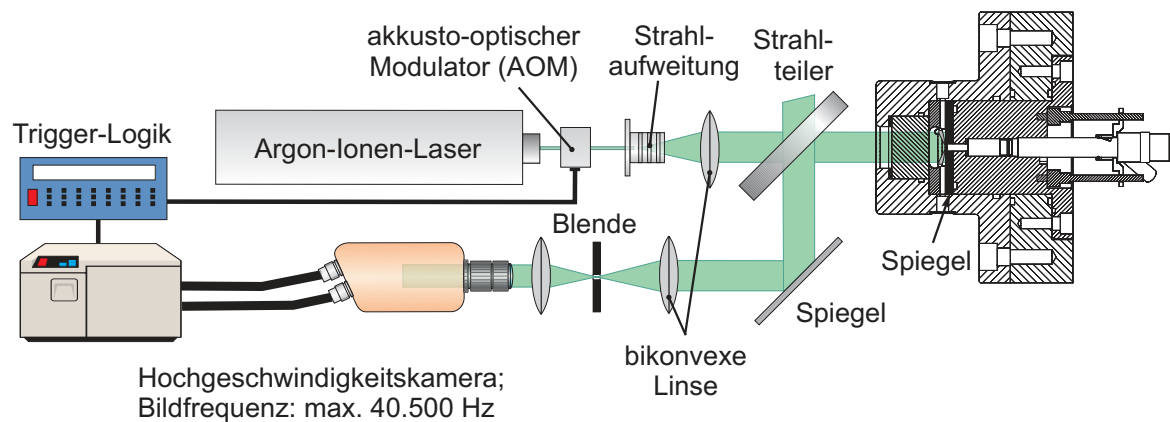
Die Schlierenmesstechnik ist ein optisches Messverfahren zur Visualisierung von Dichtegradienten in transparenten Medien [TOE67, SCH34]. Wie in Abb. 4.1 skizziert, werden einfallende, parallele Lichtstrahlen an Stellen mit Dichtegradienten, aufgrund der dort existierenden unterschiedlichen Brechungsindizes, gebrochen und erfahren dabei eine Richtungsänderung. Eine im weiteren Verlauf der Strahlen positionierte Sammellinse fokussiert nur das ungebrochene, parallele Licht in ihren Brennpunkt. Die abgelenkten Lichtstrahlen können mit einer Blende, die genau im Brennpunkt der Sammellinse platziert ist, ausgeblendet werden, so dass die Dichtegradienten nach der Blende in Form von Intensitätsunterschieden (helle und dunkle Stellen) des Lichts sichtbar werden.

*Abbildung 4.1: Prinzip der Schlierenphotographie*



Bei den hier durchgeführten Experimenten wurde das Schlierenverfahren eingesetzt um die flüssige Phase des Einspritzstrahls in der unbeheizten Druckkammer abzubilden. Aufgrund des hohen Dichteunterschieds zwischen der flüssigen Phase und der umgebenden Luft wurde mit dem sehr empfindlichen Messverfahren selbst fein zerstäubter, transparenter Tropfennebel sichtbar, der mit einem Schattenriss nicht abgebildet werden kann. Die Messanordnung ist in Abb. 4.2 zu sehen. Als Lichtquelle diente ein leistungsstarker Argon-Ionen Laser (7.5 W). Um eine Bewegungsunschärfe aufgrund der hohen Geschwindigkeiten des Sprays zu verhindern, wurde der Laser mit Hilfe eines Akkusto-Optischen-Modulators (AOM) getaktet. Dieser wurde über eine Trigger-Logik von der Kamera so angesteuert, dass der Photo-Chip unmittelbar vor dem Auslesen  $0.5 \mu\text{s}$  lang belichtet wurde.

Abbildung 4.2: Schlierenaufbau zur Visualisierung der Strahlausbreitung in der Kammer



Das Laserlicht wurde nach dem AOM durch eine Aufweitungsoptik (mit Raumfilter) in Kombination mit einer bikonvexen Sammellinse ( $f = 200 \text{ mm}$ ) zu einem parallelen Lichtstrahl von 45 mm Durchmesser expandiert und gelangte durch einen Glaseinsatz in die Kammer. Auf der Düsenseite der Kammer befand sich ein Oberflächenspiegel der das Licht reflektierte. Dadurch gelangte es auf dem gleichen Weg zurück zu einem Strahlteiler (halbdurchlässiger Spiegel). Es durchlief das Messvolumen somit zweifach. Der Strahlteiler lenkte einen Teil des Lichtstrahls zur einer Sammellinse und einer Lochblende. Nur die in der Kammer unbeeinflussten, noch parallelen Lichtstrahlen gelangten über ein Objektiv auf den Photo-Chip der Kamera. Die Stellen, an denen Kraftstoff vorhanden war, erschienen dunkel.

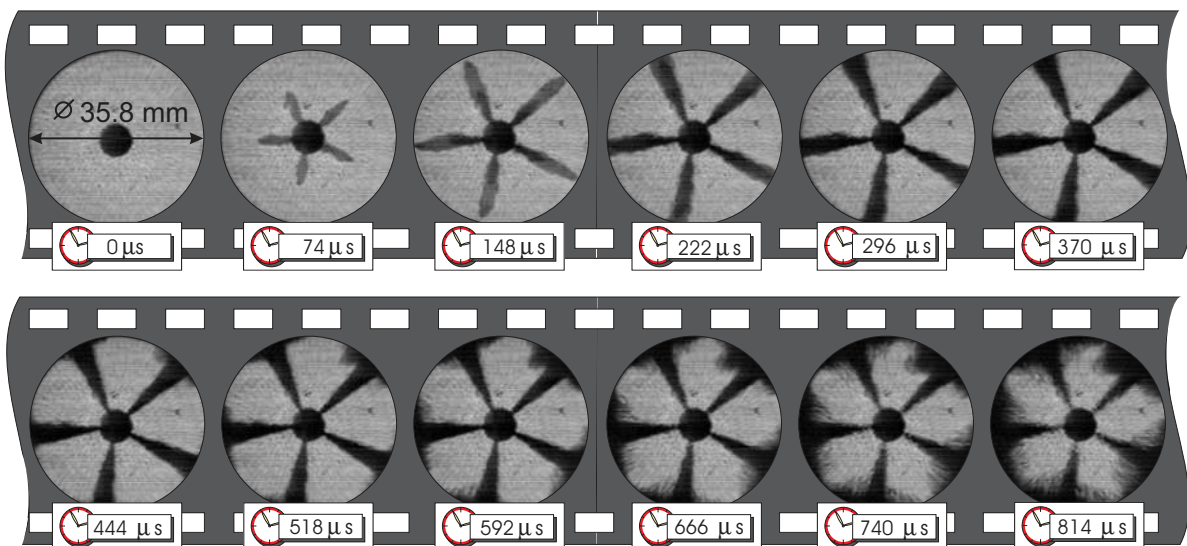
Um den hochtransienten Vorgang der Strahlausbreitung aufzuzeichnen, wurde eine digitale, nicht-intensivierte Hochgeschwindigkeitskamera der Firma Kodak (Ektapro HS Motion Analyzer, Modell 4540) eingesetzt. Mit diesem System können bis zu 40500 Bilder/Sekunde mit 256 Graustufen (8 bit) aufgezeichnet werden. Die maximale optische Auflösung beträgt  $256 \times 256$  Pixel bei einer Aufnahme Frequenz von 4500 Bildern/Sekunde (Vollbildmodus). Zur Realisierung höherer Bildraten wird nur ein Teil des lichtempfindlichen Chips verwendet, wodurch die Anzahl der Bildpunkte und somit die Auflösung sinkt. Im Fall von 13500, 27000 bzw. 40500 Bildern/Sekunde werden nur noch  $128 \times 128$ ,  $128 \times 64$  bzw.  $64 \times 64$  Pixel des Chips ausgelesen. Die Aufnahmedauer beträgt höchstens 250 ms. Dies entspricht einer maximalen Anzahl von 1125 Bildern bei einer Frequenz von 4500 Bildern/Sekunde bzw. 10125 Bildern bei 40500 Bildern/Sekunde. Die aufgezeichneten Bilder werden zunächst



digital im elektronischen Speicher der Kamera zwischengespeichert. Von dort können sie entweder als Film auf einen Videorekorder aufgezeichnet oder als Einzelbilder digital auf einen Computer übertragen werden. Letzteres bietet den Vorteil einer automatisierten Bildverarbeitung.

In Abb. 4.3 ist exemplarisch eine mit dem Schlierenverfahren in der Druckkammer aufgezeichnete Ausbreitung des flüssigen Kraftstoffs zu sehen. Die mittig angeordnete Düse und die fünf kegelförmigen Einspritzstrahlen sind dunkel abgebildet. Der Kraftstoff erreichte 150  $\mu\text{s}$  nach Spritzbeginn die Muldenwand und wurde von dieser zum Schauglas hin umgelenkt (vgl. auch Abb. 3.1, S. 25).

*Abbildung 4.3: Aufnahme der Kraftstoffausbreitung mit dem Schlierenverfahren in der unbeheizten Druckkammer*



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $p_g = 20 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$   
 Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse, 13500 Bilder/Sekunde

In der vorliegenden Arbeit wurde die Strahlausbreitung überwiegend mit einer Bildfrequenz von 13500 Bildern/Sekunde aufgezeichnet. Der untersuchte Bereich der Kammer mit einem Durchmesser von 35,8 mm wurde dabei auf  $128 \times 128$  Pixel abgebildet. Dies entsprach einer Auflösung von 0,28 mm pro Pixel. Während der Belichtungszeit von 0,5  $\mu\text{s}$  konnten sich die Strahlen, bei einer maximalen Geschwindigkeit von 150 m/s, um höchstens 0,075 mm bzw. 27% der Pixelbreite ausbreiten. Dadurch war eine scharfe Abbildung der Strahlkontur ohne Bewegungsunschärfe gewährleistet.



## 4.2 Schattenmesstechnik

Die Schattenmesstechnik ist eine vereinfachte Form des Schlierenverfahrens. Auch hier wird das Objekt durchleuchtet. Die auf das Objekt treffenden Lichtstrahlen werden jedoch vollständig gestreut (reflektiert und adsorbiert) wodurch hinter dem Objekt ein Schatten entsteht. Im Gegensatz zum sehr empfindlichen Schlierenverfahren, das schon geringe Dichtegradienten nachweisen kann, können mit dem Schattenverfahren nur optisch dichte Medien sichtbar gemacht werden. Dazu gehört auch der Einspritzstrahl, da trotz des eigentlich transparenten Dieselkraftstoffs das Licht durch die Vielzahl kleinster Tröpfchen so stark gestreut wird, dass nur sehr wenig Licht den Strahl durchdringen kann.

Anfänglich in der Kompressionsmaschine durchgeführte Versuche mit einem verspiegelten Zylinderkopf zur Anwendung des Schlierenverfahrens waren nicht zielführend. Es zeigte sich, dass bereits die Kompression der Luft zu hohe Dichtegradienten hervorruft. Die Lichtstrahlen durchliefen den Dichtegradienten zweifach und wurden dabei so stark ausgelenkt, dass nach der zurückgelegten Wegstrecke von ca. 1.5 m überhaupt kein reflektiertes Licht die Kamera erreichte. Deshalb wurde an der Kompressionsmaschine nur mit dem Schattenverfahren gearbeitet. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die Erzeugung eines parallelen Lichtstrahl ist mit dem vorher in Abb. 4.2 erklärten Messaufbau identisch. Das parallele Licht wird über zwei Spiegel durch einen Glaseinsatz im Kolbenboden in den Brennraum geleitet und am Zylinderkopf, der nicht verspiegelt war, gestreut.

Beim Schattenverfahren erschienen die Stellen an denen sich flüssiger Kraftstoff befand dunkel. Dies ist in Abb. 4.5 zu erkennen, in der zwei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Kraftstoffeinspritzung in die Kolbenmulde ohne Verbrennung (obere Hälfte) und mit Verbrennung (untere Hälfte) dargestellt sind. Im ersteren Fall wurde die Luft im Zylinder durch Stickstoff (Inertgas) ersetzt. Während man bei der Aufnahme ohne Verbrennung die Ausbreitung und Verdampfung des Kraftstoffs erkennt, sieht man in der unteren Hälfte die Zündung und die Flammenausbreitung. Die Zeiten beziehen sich auf den Einspritzbeginn. Dies ermöglicht eine direkte Ermittlung des Zündverzugs.

Abbildung 4.4: Messaufbau zur Anwendung der Schattenmesstechnik an der Kompressionsmaschine

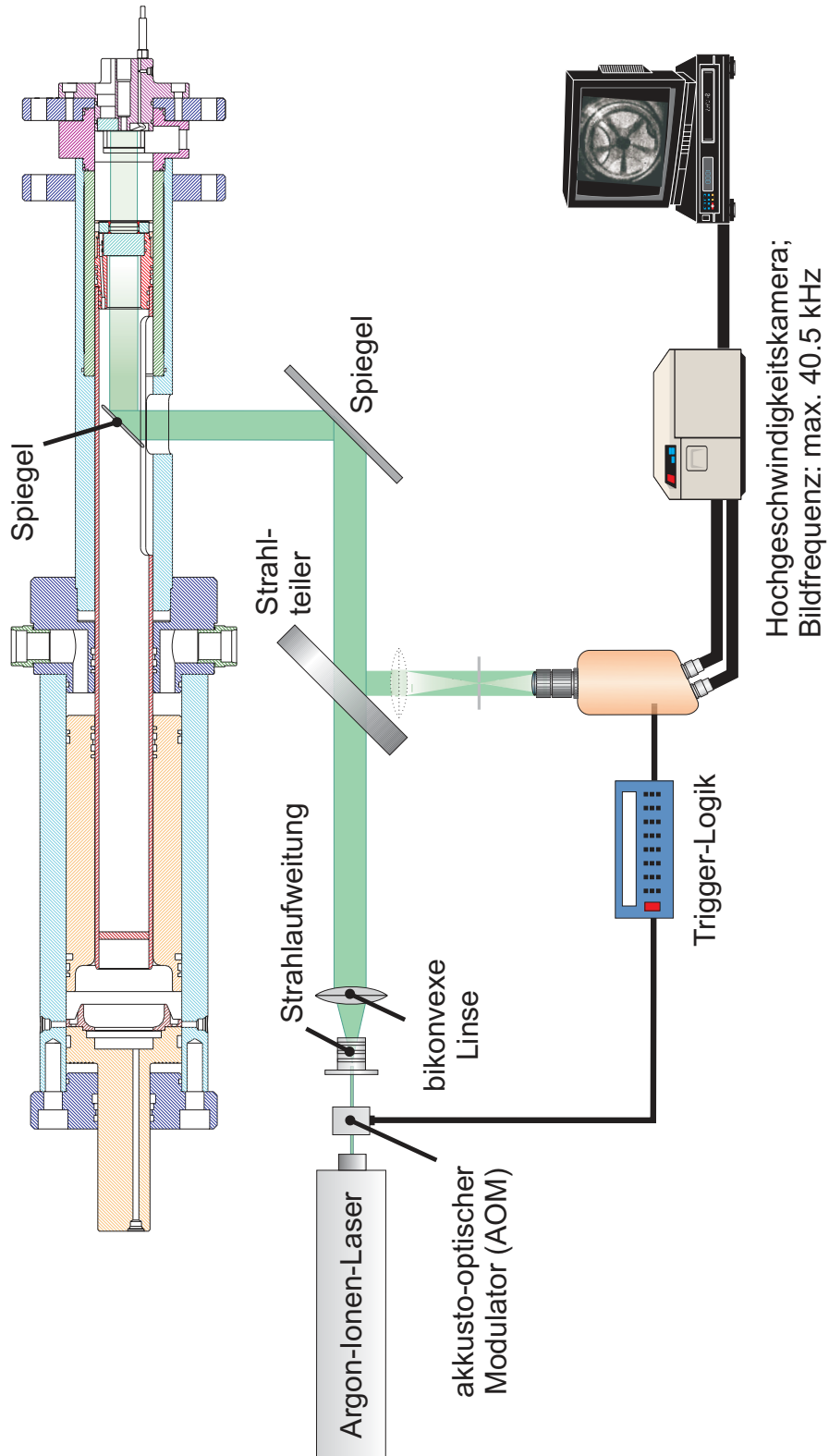
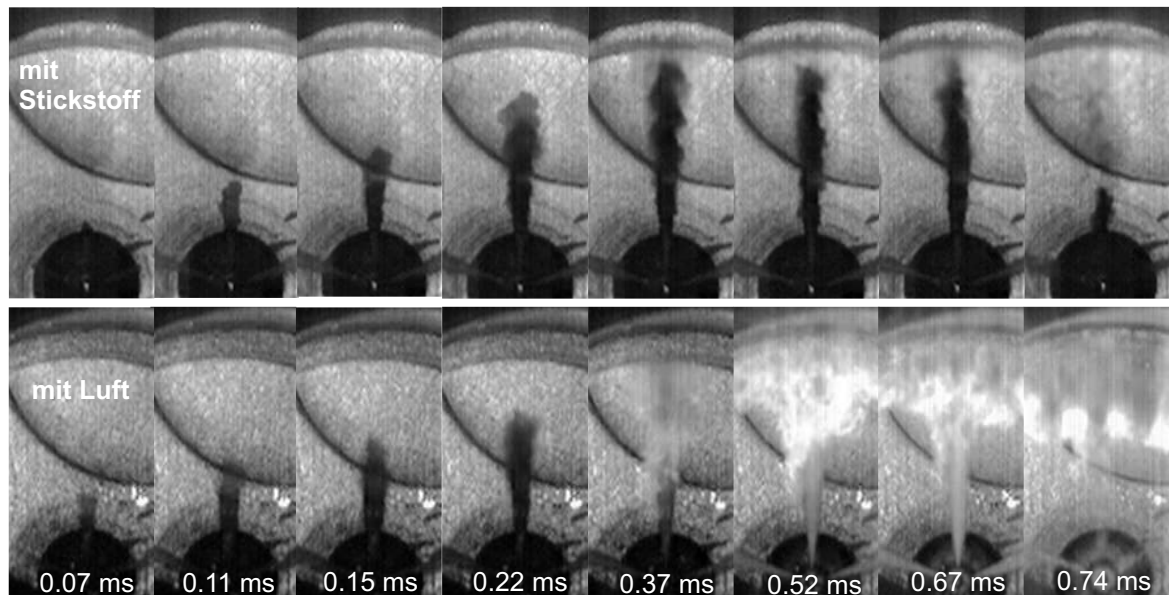


Abbildung 4.5: Hochgeschwindigkeits-Schattenaufnahme in der Kompressionsmaschine



$p_{OT} = 78 \text{ bar}$ ,  $T_g \approx 990 \text{ K}$ ,  $p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$   
 Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

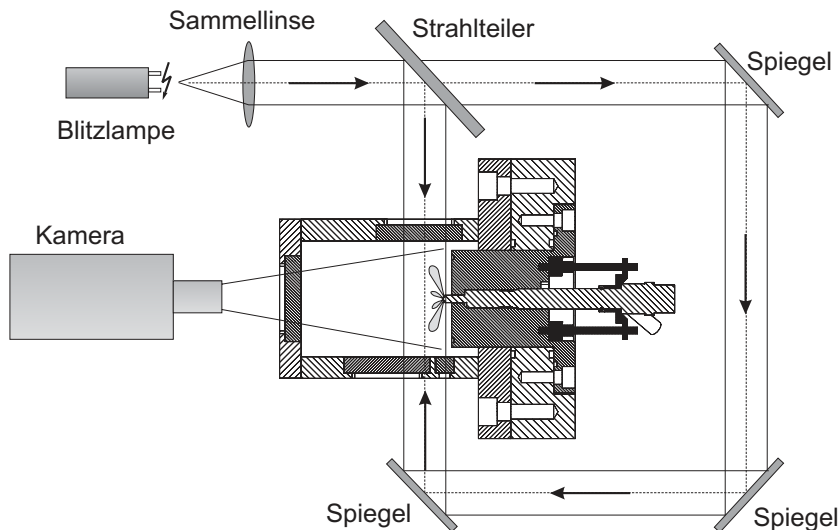
### 4.3 Mie-Streulichttechnik

Die Mie-Streulichttechnik ist ein gängiges Messverfahren zur Visualisierung von Sprays [SCH01, SIE98, DES98, CAN98, ESP95] und zur Untersuchung von Kavitationseffekten [FAT97, DAN97]. Das Verfahren beruht auf der Streuung von Licht an (kugelförmigen) Partikeln. Diese können fest (Partikel), flüssig (Tropfen) oder gasförmig (Gasblasen) sein. Da es sich um eine „elastische“ Lichtstreuung handelt, weist das Streulicht die gleiche Wellenlänge auf wie die einfallenden Lichtstrahlen. Eine ausführlichere Beschreibung der Mie-Streulichttechnik findet man in [MÜN93].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieses Messverfahren vor allem wegen der hohen Intensität des gestreuten Lichts genutzt. Diese ermöglichte sehr kurze Belichtungszeiten, welche für Aufnahmen mit starker Vergrößerung erforderlich sind. In Abb. 4.6 ist der Messaufbau zu sehen. Als Lichtquelle diente eine Lichtbogen-Blitzlampe. Deren Licht wurde mit Hilfe eines Strahlteilers und mehreren Spiegeln von beiden Seiten seitlich in die Kammer gelenkt. Dies war notwendig um alle Strahlen gleichmäßig zu beleuchten bzw. um Schatten zu vermeiden. Die Aufzeichnung des Strahlbildes erfolgte

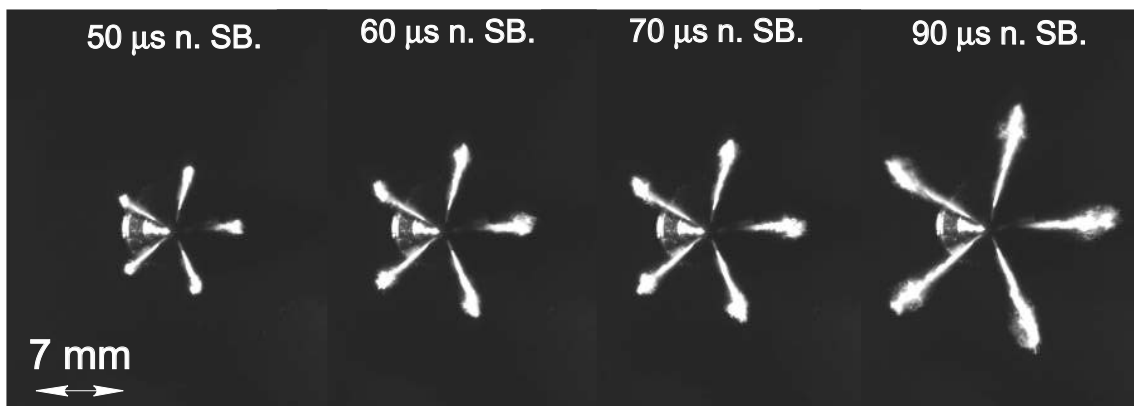
senkrecht zur Beleuchtungsrichtung. Die verwendete CCD-Kamera der Fa. PCO (Typ SensiCam) mit  $1240 \times 1024$  Pixeln und 12-Bit Farbtiefe erlaubte eine Verschlusszeit von 100 ns. Dies gewährleistete eine scharfe Abbildung.

*Abbildung 4.6: Messaufbau für Mie-Streulichtaufnahmen*



In Abbildung 4.7 ist eine mit obiger Anordnung aufgenommene Bildsequenz zu sehen. Im Gegensatz zu den Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera stammt hier jedes Bild aus einer anderen Einspritzung.

*Abbildung 4.7: Mie-Streulichtaufnahmen der Dieseleinspritzung*



## 4.4 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

Das erstmals von Durst and Zaré im Jahr 1975 vorgestellte Prinzip der Phasen-Doppler-Anemometrie wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um den zeitlichen Verlauf der Tropfengröße und -geschwindigkeit an unterschiedlichen Stellen im Spray zu bestimmen. Die Analyse dieser mikroskopischen Spraygrößen mit hoher zeitlicher Auflösung ergänzte die mit den bildgebenden Verfahren gewonnenen Informationen über die makroskopischen Spraygrößen.

Für ein besseres Verständnis der später vorgestellten Messergebnisse sollen nachfolgend die wichtigsten physikalischen Grundlagen der PDA-Messtechnik erläutert werden. Weitere Informationen findet man in [MAY01].

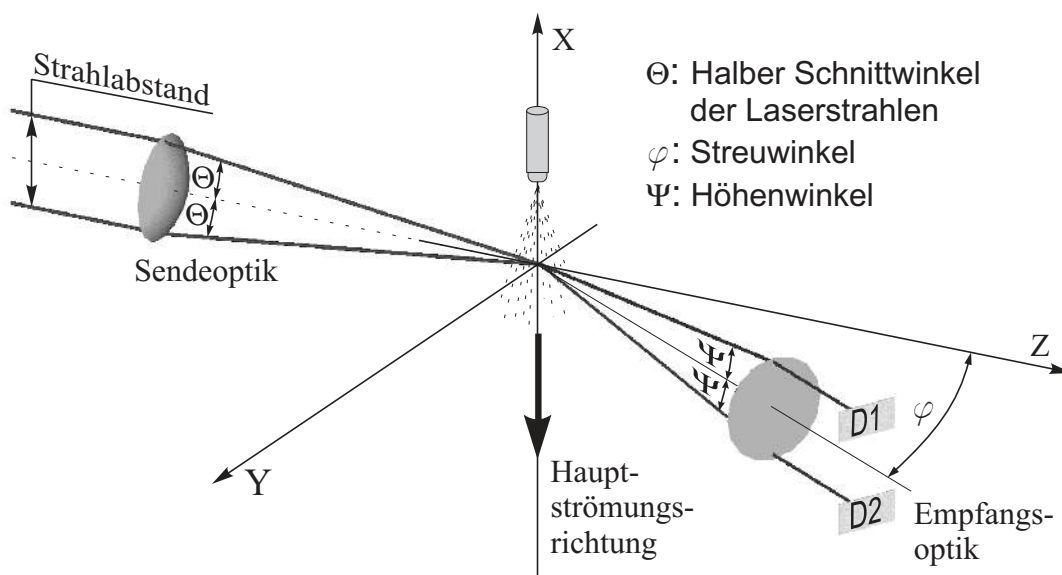


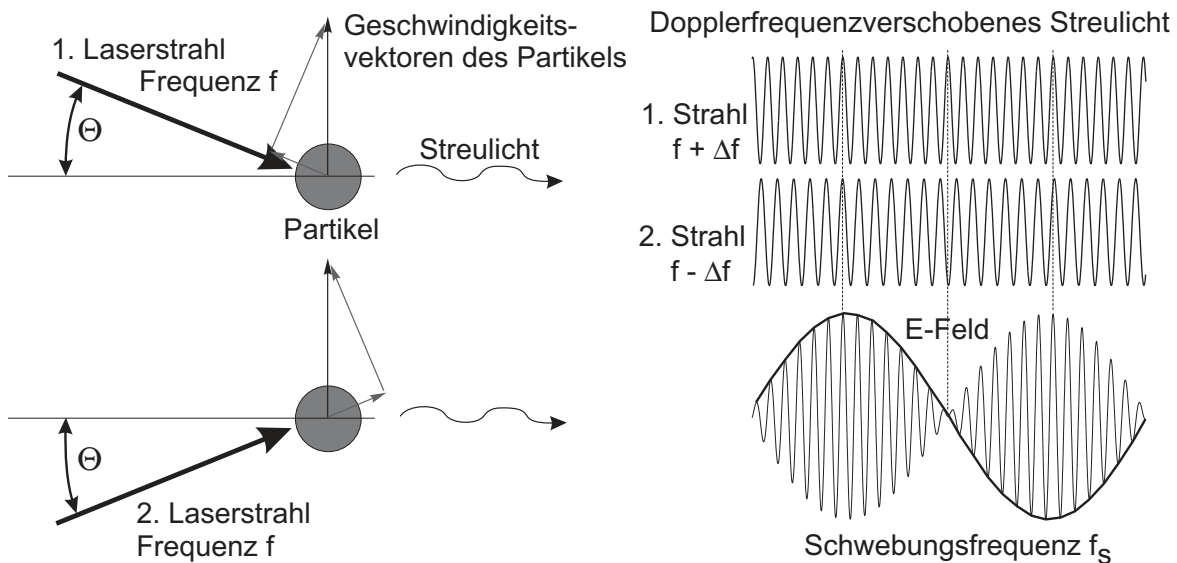
Abbildung 4.8: Aufbau eines 1D-Phasen-Doppler-Messsystems mit zwei einfallenden Laserstrahlen und zwei Photo-Detektoren ( $D_{1/2}$ ) oberhalb und unterhalb der Streuebene (YZ-Ebene)

Der grundlegende Aufbau eines PDA-Systems ist in Abb. 4.8 dargestellt. Zwei kohärente Laserlichtstrahlen der selben Wellenlänge  $\lambda$  werden über ein Linsensystem unter einem definierten Winkel ( $2\Theta$ ) zum Schnitt gebracht. Die Messung der Partikel erfolgt im Schnittpunkt (Messvolumen) der Laserstrahlen. Eine Empfangsoptik, die in einem Streuwinkel  $\varphi$  zur Achse der Sendeoptik platziert ist, zeichnet das gestreute Licht mit zwei Detektoren (D1/D2) auf. Diese schließen mit der YZ-Ebene den Höhenwinkel  $\Psi$  ein.

## Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit

Die Messung der Tropfengeschwindigkeit, die bei der Phasen-Doppler-Anemometrie auf dem gleichen Prinzip beruht wie bei der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), soll mit nachfolgender Abb. 4.9 erklärt werden.

Abbildung 4.9: Geschwindigkeitsmessung der Phasen-Doppler-Anemometrie [JOR99]



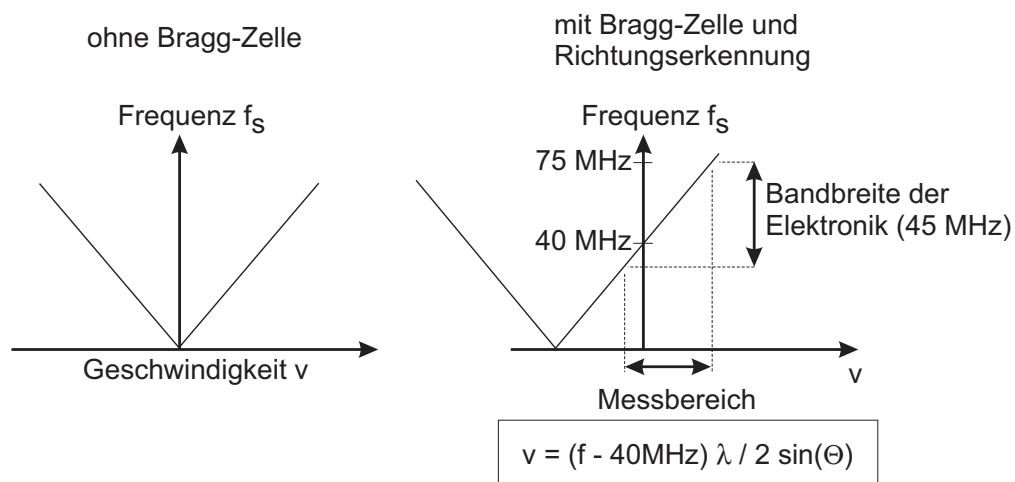
Ein Partikel, das sich durch das Messvolumen bewegt, streut das Licht beider Laserstrahlen in unterschiedliche Raumrichtungen. Aufgrund der Bewegung der Teilchen besitzen beide Komponenten des Streulichts, entsprechend den beiden einfallenden Lichtstrahlen, eine Frequenzverschiebung nach dem Doppler-Effekt. Die unterschiedlichen Winkel, die der Geschwindigkeitsvektor des Teilchens mit den Lichtstrahlen einschließt, rufen entgegengesetzte Dopplerverschiebungen hervor. Diese Frequenzverschiebungen sind aber so gering, dass sie kaum messbar sind. Überlagert man jedoch die beiden frequenzverschobenen Streulichtanteile, so entsteht eine Schwebung deren Frequenz mit Hilfe eines Photomultipliers detektiert werden kann.

Die Partikelgeschwindigkeit berechnet sich aus der gemessenen Schwebungsfrequenz  $f_s$  nach Gl. (4.1) [DUR89].

$$v = \frac{f_s \lambda}{2 \sin(\Theta)} \quad (4.1)$$

Da aus der Schwebungsfrequenz nur die Geschwindigkeit aber nicht die Richtung der Partikelbewegung bestimmt werden kann, wird die Frequenz eines der beiden Laserstrahlen mit Hilfe einer Bragg-Zelle um 40 MHz erhöht. Dies ist in Abb. 4.10 skizziert. Ein ruhendes Partikel erzeugt folglich eine Schwebungsfrequenz von 40 MHz. Bewegt sich das Partikel in positive Richtung, so entsteht eine Frequenz über 40 MHz. Bewegt sich das Teilchen in negativer Richtung so sinkt die Frequenz. Die zur Verfügung stehende Bandbreite (hier 45 MHz) erlaubt eine Frequenzanalyse im Bereich 30-75 MHz.

Abbildung 4.10: Erkennung der Strömungsrichtung



### Bestimmung der Tropfengröße

Wie aus Abb. 4.11 hervorgeht, wird das Licht der zwei einfallenden Laserstrahlen von einem Partikel im Messvolumen in mehrere Raumrichtungen gestreut. Die beiden Streulichtanteile legen bis zu den Detektoren unterschiedliche optische Weglängen zurück. Deshalb empfangen beide Detektoren ( $D1$  und  $D2$ ) jeweils ein Interferenzsignal mit gleicher Frequenz aber mit einer messbaren Phasenverschiebung. Durst und Zaré (1975) zeigten, dass diese Phasenverschiebung sowohl für gebrochenes Licht, als auch für reflektiertes Licht, eine lineare Abhängigkeit vom Durchmesser  $d_p$  des Partikels besitzt.

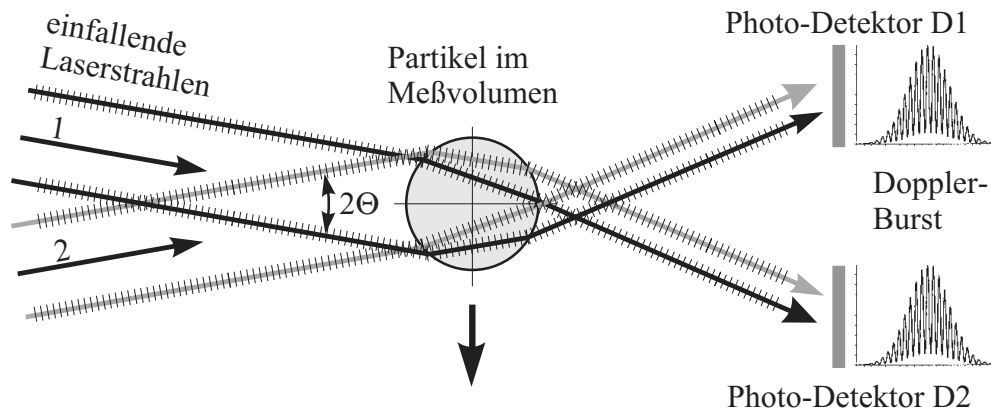


Abbildung 4.11: Lichtstreuung durch Partikel im Schnittpunkt zweier Laserstrahlen und Interferenz der beiden Lichtwellen zu einem Doppler Burst an den Detektoren

Die Phasen-Durchmesser-Beziehung für Reflexion und Lichtbrechung 1. Ordnung kann mit Hilfe der nachfolgenden Gleichungen (4.2) und (4.3) beschrieben werden [DAN00]. Dabei beschreibt der relative Brechungsindex  $m = n_p/n_m$  das Verhältnis des Brechungsindex  $n_p$  des Partikels (hier Diesel) zum Brechungsindex  $n_m$  des Mediums (hier Luft).

Reflexion:

$$\Phi_i = \frac{2\pi d_p \sin\Theta \sin\Psi_i}{\lambda \sqrt{2(1-q)}}; \quad \sin\Theta \sin\Psi_i \ll q \quad (4.2)$$

Brechung 1. Ordnung:

$$\Phi_i = \frac{-2\pi d_p}{\lambda} \frac{m \sin\Theta \sin\Psi_i}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2(1+q)})}}; \quad m > 1 \quad (4.3)$$

mit  $q = \cos\Theta \cos\Psi_i \cos\varphi$  und  $m = n_p/n_m$

Aus Gleichung (4.2) geht hervor, dass im Fall von Reflexion die Phasenverschiebung  $\Phi_i$  am Detektor  $D_i$  unabhängig vom relativen Brechungsindex  $m$  ist. Deshalb kann die Reflexion als Streumechanismus für Messungen gewählt werden, bei denen der Brechungsindex des Partikels unbekannt ist. Da jedoch bei transparenten Partikeln die Intensität des gebrochenen Lichts um Potenzen größer ist als die Intensität des reflektierten Lichts, wird Reflexion als Streumechanismus gewöhnlich nur bei nicht-transparenten Partikeln verwendet.



Mit Hilfe der Gleichungen (4.2) bzw. (4.3) kann der Partikeldurchmesser  $d_p$  aus der zwischen den Detektoren  $D1$  und  $D2$  gemessenen Phasendifferenz  $\Phi$  unter Berücksichtigung der bekannten Wellenlänge  $\lambda$  des Laserlichts, der eingestellten Winkel  $\Theta, \Psi, \varphi$  und des relativen Brechungsindex  $m$  berechnet werden.

### Auswahl eines geeigneten Streuwinkels für Messungen im Dieselspray

Da reflektiertes und gebrochenes Licht eine Phasenverschiebung mit unterschiedlichem Vorzeichen hervorrufen, kann eine Berechnung des Tropfendurchmessers mit Gl. (4.2) und (4.3) nur erfolgen, wenn ein Streuwinkel gewählt wurde bei dem nur ein einziger bzw. ein dominierender Streumechanismus (entweder Reflexion oder Brechung) vorliegt. Die richtige Wahl des Streuwinkels  $\varphi$  setzt jedoch eine genaue Kenntnis der Lichtstreuung am Dieseltröpfchen voraus. Deshalb wurden für den in dieser Arbeit untersuchten Anwendungsfall Streulichtberechnungen auf Basis der geometrischen Optik und der Mie-Theorie mit Hilfe einer Software [LSA] durchgeführt.

Wie aus Abb. 4.12 hervorgeht, wird das Licht des einfallenden Laserstrahls am Tröpfchen reflektiert und gebrochen. Dabei ist das Intensitätsverhältnis des reflektierten Anteils zum gebrochenen Anteil vor allem vom relativen Brechungsindex  $m = n_p/n_m$  sowie von der Polarisation und vom Beobachtungs- bzw. Streuwinkel  $\varphi$  abhängig.

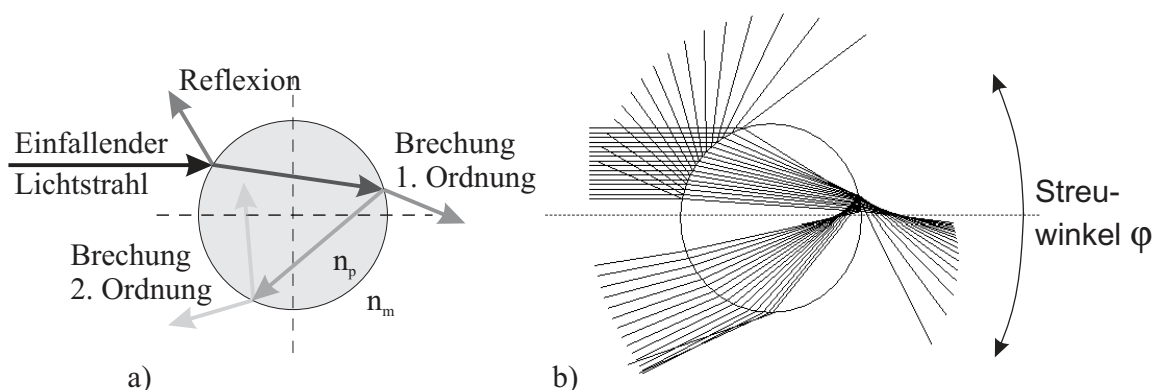
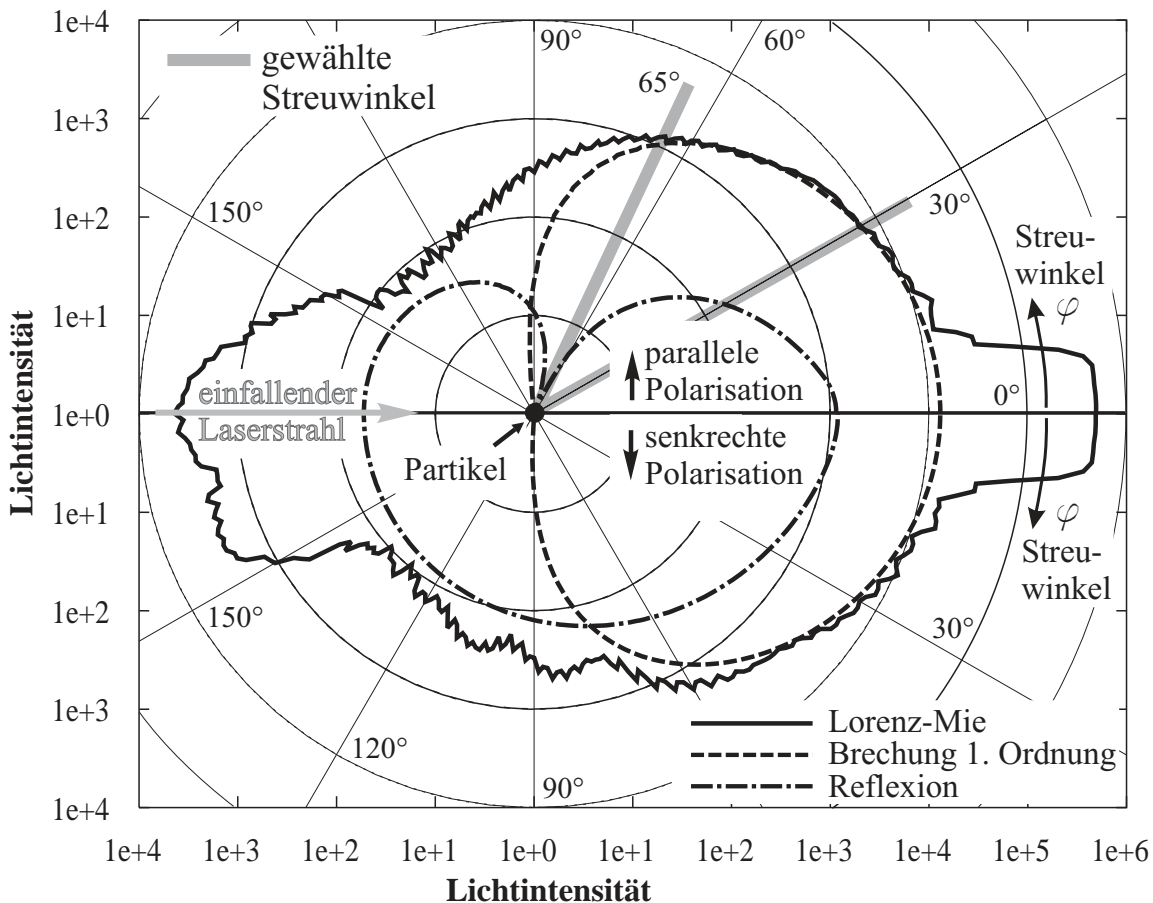


Abbildung 4.12: Lichtstreuung an einem Dieseltröpfchen ( $n_p > n_m$ ); allgemeine Definition (a) und eigene Berechnung (b)

In Abb. 4.13 ist die berechnete Intensitätsverteilung des Streulichts eines  $10\ \mu\text{m}$  großen Diesel-Tröpfchens in Luft im Bereich des Streuwinkels  $\varphi = 0 \dots 180^\circ$  in einem logarithmisch skalierten Polardiagramm dargestellt ist.

Die durchgezogene Linie beschreibt die Gesamtstreulichtintensität. Die beiden gestrichelten Linien zeigen den Intensitätsanteil des reflektierten und des gebrochenen Lichts erster Ordnung in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\varphi$  (Definition von  $\varphi$  vgl. Abb. 4.8, S. 55).

Im Fall einer Laserlichtpolarisation parallel zur Streuebene (obere Hälfte der Abb. 4.13) gibt es einen Winkel, bei dem kein reflektiertes Streulicht auftritt. Bei diesem sog. „Brewster Winkel“ (in Abb. 4.13:  $68.6^\circ$ ) kann nur gebrochenes Licht detektiert werden, es liegt also nur ein Streumechanismus vor.



**Abbildung 4.13:** Polardiagramm der Streulichtintensität eines  $10\ \mu\text{m}$  großen Diesel-Tröpfchens im Messvolumen eines 2D-PDA für zwei Polarisationsarten der Laserstrahlen: parallel (obere Hälfte) und senkrecht (untere Hälfte) zur Streuebene (YZ-Ebene); dargestellte Streulichtanteile: Reflexion, Brechung 1. Ordnung sowie die Gesamtstreulichtintensität (nach Lorenz-Mie), berechnet mit [LSA]

Die untere Hälfte der Abb. 4.13 zeigt die Intensitätsverläufe bei senkrechter Polarisation. Mit zunehmenden Streuwinkel  $\varphi$  wird das gebrochene Licht schwächer, bis es bei einem Winkel von ca.  $90^\circ$  ganz verschwindet. Bei diesem Winkel kann somit nur reflektiertes Licht empfangen werden, weshalb dieser Winkel üblicherweise für Messungen verwendet wird bei denen der Brechungsindex des Partikels unbekannt ist, bzw. bei denen nur Reflexion möglich ist (nicht-transparente Partikel). Auf der linken Seite der Abb. 4.13, bei Streuwinkeln  $\varphi > 90^\circ$  überwiegen die Reflexion und die Brechung 2. Ordnung (letztere ist in Abb. 4.13 nicht dargestellt). Solche Winkel werden eher selten verwendet bzw. dann wenn der optische Zugang zum Messort nur eine Messung in Rückwärtsstreuung erlaubt.

Weiterführende Informationen zur Lichtstreuung an sphärischen Partikeln findet man in folgenden Publikationen: Van de Hulst [HUL81], Negus [NEG82], Bohren [BOH83], Naqwi [NAQ91], Gouesbet [GOU91], Albrecht [ALB94, ALB95] und Borys [BOR98].

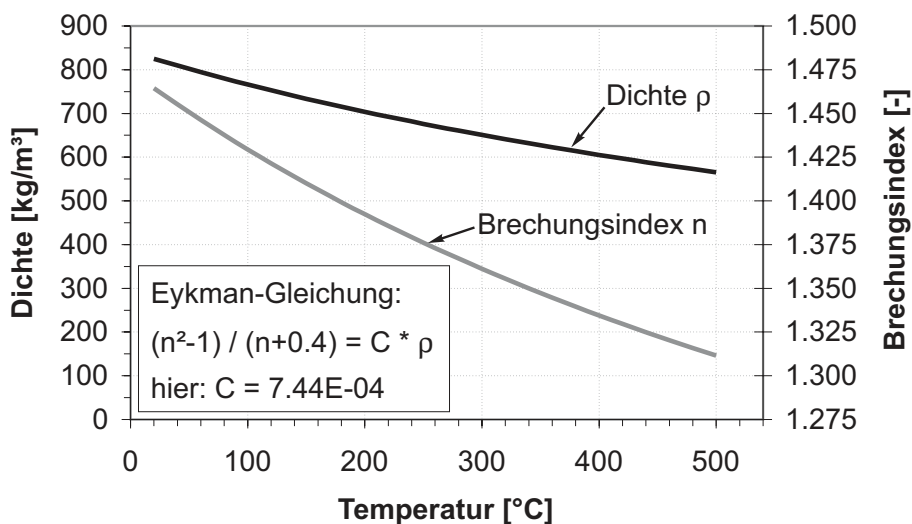
### **Beschreibung des Versuchsaufbaus für die PDA-Messungen**

Wegen der hohen Tropfenkonzentration im Diesel-Spray von bis zu  $10^5/\text{cm}^3$  [STR98/1] und der damit einhergehenden optischen Dichte des Sprays wird die Intensität der einfallenden Laserstrahlen und folglich auch des gestreuten Lichts stark abgeschwächt. Die Transmissionsrate  $I/I_0$  kann dadurch auf Werte unter  $10^{-4}$  absinken [STR98/1]. Um dem entgegenzuwirken, wurde einerseits ein Argon-Ionen-Laser mit hoher Leistung verwendet (Spectra-Physics Mod. 2017, 7.5 W). Andererseits wurde die Größe des Messvolumen minimiert. Dies geschah durch eine starke Fokussierung der Laserstrahlen mit Hilfe einer Strahlaufweitung (1.95-fach) und einer kurzen Brennweite der Sendeoptik ( $f=310$  mm). Die damit erzielten geringen Abmaße des Messvolumens ( $47 \mu\text{m}$ ) reduzierten zusätzlich die Wahrscheinlichkeit, dass sich mehrere Tröpfchen gleichzeitig im Messvolumen befanden wodurch Mehrfachstreuungen eingeschränkt wurden.

Die Messungen bei Umgebungstemperatur, also ohne Verdampfung des Sprays, wurden bei einem Streuwinkel  $\varphi \approx 30^\circ$  durchgeführt (vgl. Abb. 4.13). Dieser Winkel bietet den Vorteil einer hohen Intensität des gebrochenen Streulichts 1. Ordnung. Die Intensität des reflektierten Lichts ist sehr viel schwächer. Somit liegt ein dominierender Streumechanismus vor, der als Voraussetzung für die korrekte Bestimmung der Tropfengröße nach Gl. (4.2) und (4.3) gilt.

Für PDA-Messungen in heißer Gasatmosphäre (mit Verdampfung) wurde dagegen ein größerer Streuwinkel  $\varphi = 65^\circ$  gewählt. Dies war notwendig, da Berechnungen mit Hilfe der Formel (A.30) (S. 148) und der Beziehung nach Eykman [PIT90] eine deutliche Abnahme der Dichte  $\rho_f$  und des Brechungsindex  $n_p$  mit zunehmender Temperatur des Tröpfchens zeigen. Wie in Abb. 4.14 dargestellt ist, sinkt der Brechungsindex des Dieseltröpfchens durch die Aufheizung von Umgebungstemperatur ( $20^\circ\text{C}$ ) auf  $500^\circ\text{C}$  um 10% von  $n_p = 1.46$  auf  $n_p = 1.31$ .

Abbildung 4.14: Brechungsindexänderung mit steigender Temperatur des Dieseltröpfchens



Die Auswirkungen dieser Brechungsindexänderung auf die Phasenverschiebung und damit auf die gemessene Tropfengröße sind in nachfolgender Abb. 4.15 für ein  $5 \mu\text{m}$  großes Diesel-Tröpfchen zu sehen. Bei einem Streuwinkel von  $\varphi = 30^\circ$  verändert sich die Phasenverschiebung um 16%, bei  $\varphi = 65^\circ$  dagegen nur um 3%. PDA-Messungen bei größerem Streuwinkel sind folglich „unempfindlicher“ gegenüber Schwankungen des Brechungsindex.

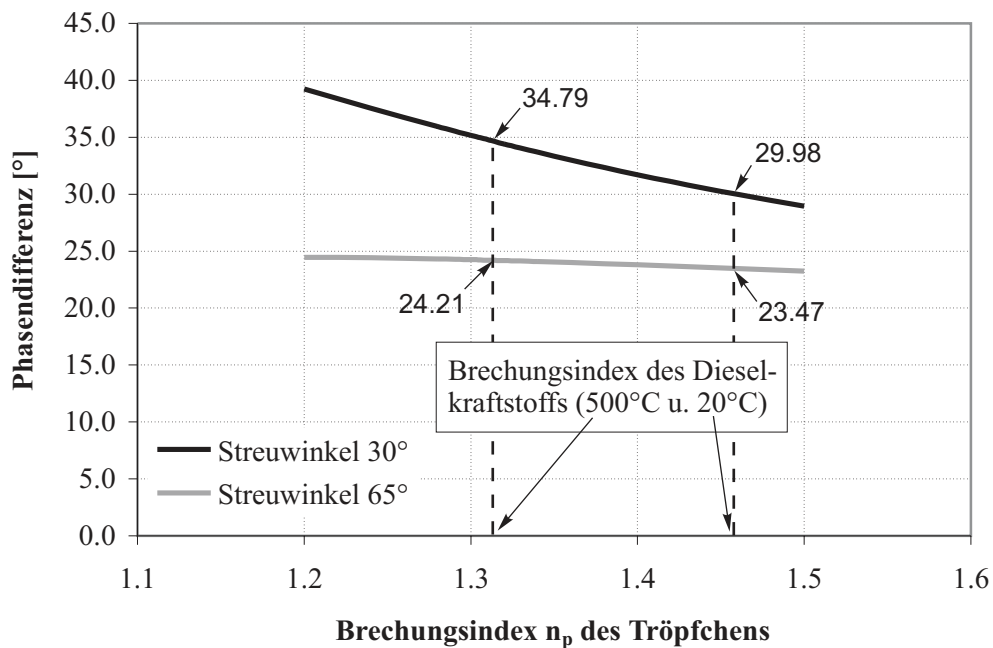


Abbildung 4.15: Einfluss einer Brechungsindexänderung auf die gemessene Phasendifferenz bei zwei versch. Streuwinkeln (Tropfengröße  $5 \mu\text{m}$ , Strahlabstand  $26.6 \text{ mm}$ )

Der Nachteil des größeren Streuwinkels  $\varphi = 65^\circ$  liegt in der um den Faktor 8 bis 10 geringeren Streulichtausbeute (vgl. Abb. 4.13). Dies erlaubte Messungen entlang der Strahlachse nur nach einem Abstand zur Düse von mehr als 10 mm. Dagegen waren bei einem Streuwinkel  $\varphi = 30^\circ$  (bei Umgebungstemperatur, ohne Brechungsindexänderung) auch noch Messungen 5 mm hinter dem Düsenloch möglich.

In der Tabelle A.5 im Anhang (S. 152) findet man eine Zusammenfassung der wichtigsten gewählten Einstellungen und Parameter. Alle Messungen wurden mit einem 2D-Phasen-Doppler-Messsystem der Firma Dantec (Fiber-PDA) durchgeführt. Das System besitzt einen analogen Kovarianzprozessor zur Bestimmung der Frequenz und der Phasenverschiebung der empfangenen Signale.

Für Messungen unter Umgebungsdruck wurde ein Strahlabstand (vgl. Abb. 4.8, S. 55) von 15 mm gewählt, um die Geschwindigkeiten von mehr als 350 m/s messen zu können. Bei höherer Gasdichte konnte der Strahlabstand wegen der geringeren Tropfengeschwindigkeiten auf 26.6 mm vergrößert werden. Mit den gewählten Einstellungen wurden Validierungsraten von 10-35% erreicht.

### Messgenauigkeit des PDA-Systems

Im Anhang A.6 (S. 153) findet man eine Fehlerrechnung mit der die Messgenauigkeit des PDA-Systems ermittelt wurde. Daraus ergab sich ein maximaler Fehler bei der Geschwindigkeitsmessung unter Umgebungsbedingungen (Messanordnung 1) von:

$$\Delta v = 3.78 \text{ m/s} = 1.0 \% \text{ FS}$$

Bei einem Strahlabstand von  $a = 26.6 \text{ mm}$ , wie er für Messungen unter höherem Gasdruck gewählt wurde (Messanordnung 2), lässt sich folgende Genauigkeit erreichen:

$$\Delta v = 1.49 \text{ m/s} = 0.71 \% \text{ FS}$$

Entsprechend wurde der maximale Fehler bei der Tropfengrößenbestimmung ermittelt:

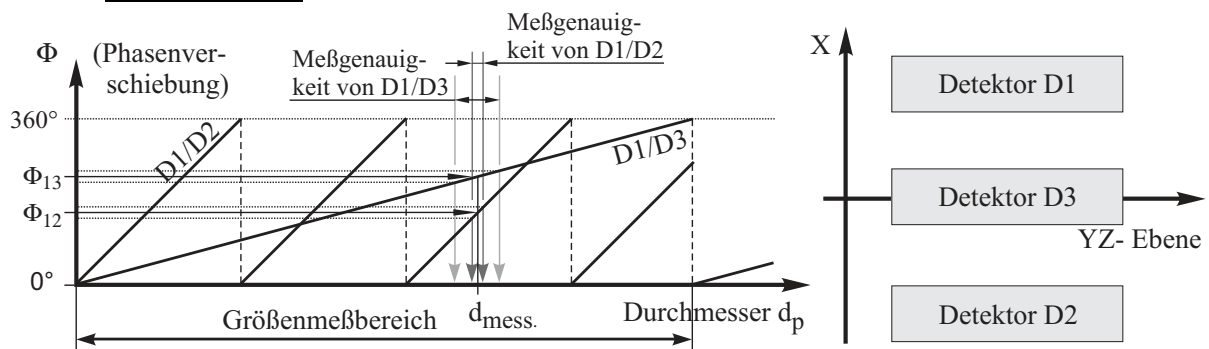
$$\Delta d_p = 1.20 \text{ } \mu\text{m} = 0.96 \% \text{ FS (Messanordnung 1)}$$

$$\Delta d_p = 0.86 \text{ } \mu\text{m} = 0.78 \% \text{ FS (Messanordnung 2)}$$

Die ermittelte Genauigkeit  $\Delta d_p$  bei der Tropfgrößenbestimmung gilt nur für kugelförmige Partikel. Weiterhin muss eine lineare Phasen-Durchmesser-Beziehung und ein dominierender Streumechanismus, unter Ausschluss von Mehrfachstreuungen, gewährleistet sein. Bei kleinen Tropfen wirkt die Oberflächenspannung einer Deformation des Tropfens mit hohen Kräften entgegen. Trotzdem können Tropfen auftreten, die von der kugelförmigen Gestalt abweichen.

Um Fehlmessungen aufgrund solcher Einflussgrößen zu vermeiden, läuft beim PDA ein zusätzlicher Validierungsalgorithmus ab. Dazu wird neben den üblichen Detektoren D1 und D2 ein zusätzlicher Detektor D3 verwendet (vgl. Abb. 4.16). Dieser dritte Detektor erlaubt zum einen eine Erweiterung des maximalen Durchmesser-Messbereichs und zum anderen einen Vergleich zweier getrennter Messungen. Dies geschieht wie folgt:

Abbildung 4.16: Anordnung der Detektoren und Bestimmung der Tropfengröße

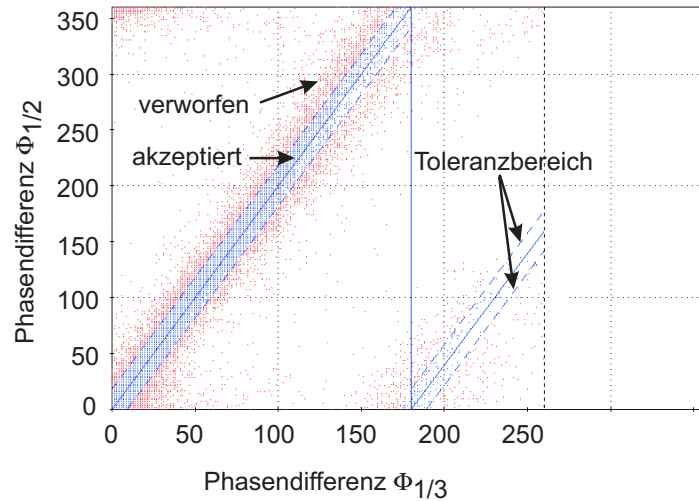


Durchquert ein Tropfen das Messvolumen, so wird er gleichzeitig von allen drei Detektoren erkannt. Aus der zwischen den Detektoren D1 und D3 gemessenen Phasendifferenz  $\Phi_{1/3}$  wird ein vorläufiger Tropfendurchmesser  $d_p$  bestimmt. Damit wird festgelegt in welchem der  $2\pi$ -Segmente der Detektoren D1/D2 die tatsächliche Tropfengröße liegt (vgl. Abb. 4.16). Anschließend wird aus der Phasendifferenz  $\Phi_{1/2}$  zwischen den Detektoren D1 und D2 die Tropfengröße mit höherer Genauigkeit ermittelt.

Die durch zwei getrennte Messungen (D1/D3, D1/D2) ermittelten Tropfendurchmesser  $d_p$  werden miteinander verglichen. Dazu werden die gemessenen Phasendifferenzen der einzelnen Tropfen gemäß Abb. 4.17 in ein XY-Diagramm mit  $\Phi_{1/3}$  entlang der X-Achse und  $\Phi_{1/2}$  entlang der Y-Achse eingetragen. Sofern mit beiden Messungen die gleiche Tropfengröße ermittelt wurde, müssen alle Tropfen auf einer Geraden liegen. Tropfen, deren Phasendifferenzen nicht diesem theoretischen Verlauf entsprechen, werden erkannt und, sofern die Abweichung ein Toleranzmaß überschreitet, verworfen. Bei den hier durchgeführten Messungen wurde das Toleranzband unter Umgebungsdruck auf  $\pm 2\%$ , in allen anderen Fällen auf  $\pm 5\%$  eingestellt.

Um den Einfluss weiterer, nicht quantifizierbarer Störgrößen zu minimieren und um eine reproduzierbare, statistische Auswertung der Messergebnisse zu ermöglichen wurden jeweils 20.000 Tropfen gemessen. Dies geschah durch die Überlagerung von mehr als 1000 Einzeleinspritzungen pro Messort. Es konnte mehrmals gezeigt werden, dass eine weitere Erhöhung der Tropfenzahl auf bis zu 100.000 keine wesentlichen Änderungen der vorher ermittelten Spraygrößen  $d_{10}$ ,  $d_{32}$  und  $v_{10}$  zur Folge hatte.

Abbildung 4.17: Validierung der Tropfengröße durch Vergleich zweier getrennter Messungen



Abschließend sei vermerkt, dass der sog. Trajektorieneffekt aufgrund der Gauß'schen Intensitätsverteilung des Lichts [AIZ93, TRO99, DAN99, MAY01] bei den hier vorgestellten Messungen keinen Einfluss hat da er nur bei großen, transparenten Tropfen auftreten kann die um mindestens 50% größer sind als der Durchmesser des Messvolumens. Dies ist im vorliegenden Fall ausgeschlossen.



## 5 Düseninnenströmung und Kavitation

Es gilt als bewiesen, dass die Spraybildung außerhalb der Düse stark von der Düseninnenströmung beeinflusst wird [LEF89]. Die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge innerhalb der Düse bestimmen das Geschwindigkeitsprofil und den Turbulenzgrad sowie die lokale Druck- und Temperaturverteilung der Strömung vor dem Austritt aus der Düse. Neben der Geometrie der Düse spielen im wesentlichen die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit (Dichte, Viskosität, Dampfdruck etc.) und die physikalischen Randbedingungen (Railldruck, Einspritzmenge, Kammerdruck, Temperatur etc.) eine Rolle.

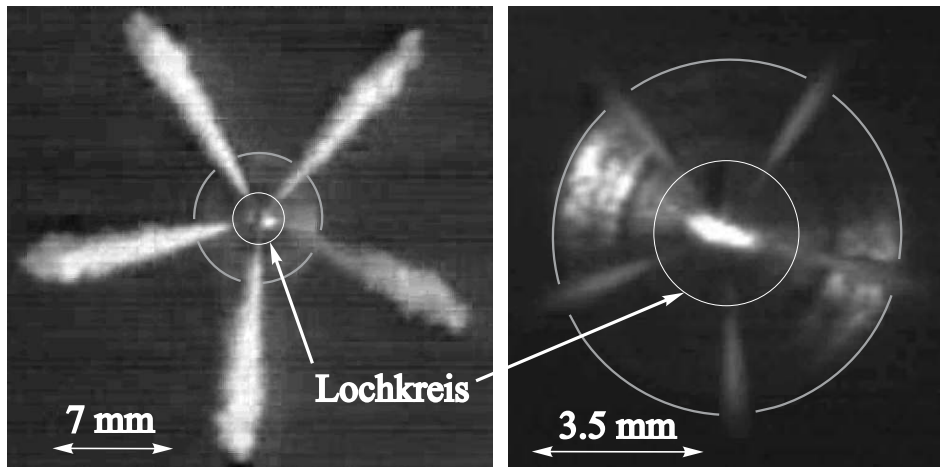
In zahlreichen Veröffentlichungen [OBE93, REI87, MAY93, AND93, YUL96, FAE83, FAT97] wurden unterschiedlichste Strahlzerfallsmodelle vorgestellt. Jedoch nur wenige Autoren haben berücksichtigt, dass bereits innerhalb der Düse eine 2-Phasenströmung entstehen kann, die zu einer Zerteilung des Flüssigkeitsstrahls führt und dadurch einen massiven Einfluss auf den Primärzerfall hat.

### 5.1 Überlegungen zur Bildung einer 2-Phasenströmung in der Düse

Die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche lassen den Schluss zu, dass bei allen gängigen Betriebszuständen des Einspritzsystems eine 2-Phasenströmung auftrat. Zum Nachweis wurde eine Druckkammer fast vollständig mit flüssigem Dieselkraftstoff gefüllt. Der Kraftstoff wurde also nicht mehr in eine Gasatmosphäre sondern in Flüssigkeit eingespritzt (Diesel-in-Diesel-Einspritzung). Der Kammerdruck wurde kontinuierlich auf bis zu 50 bar gesteigert. Der Einspritzdruck wurde im Bereich 250-800 bar variiert.

Unter Anwendung der Mie-Streulichttechnik (vgl. Abb. 4.6, S. 54) wurden Aufnahmen gemacht, wie sie in Abb. 5.1 dargestellt sind. Dabei wurde das Licht einer Blitzlampe durch beide seitliche Fenster in die Kammer gelenkt. Die Tatsache, dass alle fünf Einspritzstrahlen zu sehen sind, gilt deshalb als Beweis für die Existenz von Phasengrenzen, also Gasblasen, an denen das Licht gestreut wurde. Schliereneffekte (Abb. 4.1, S. 48) können ausgeschlossen werden da der eingespritzte Kraftstoff den selben Brechungsindex und die selbe Dichte hatte wie der Kraftstoff in der Kammer.

Abbildung 5.1: 2-Phasenströmung im Einspritzstrahl (Diesel-in-Diesel-Einspritzung)

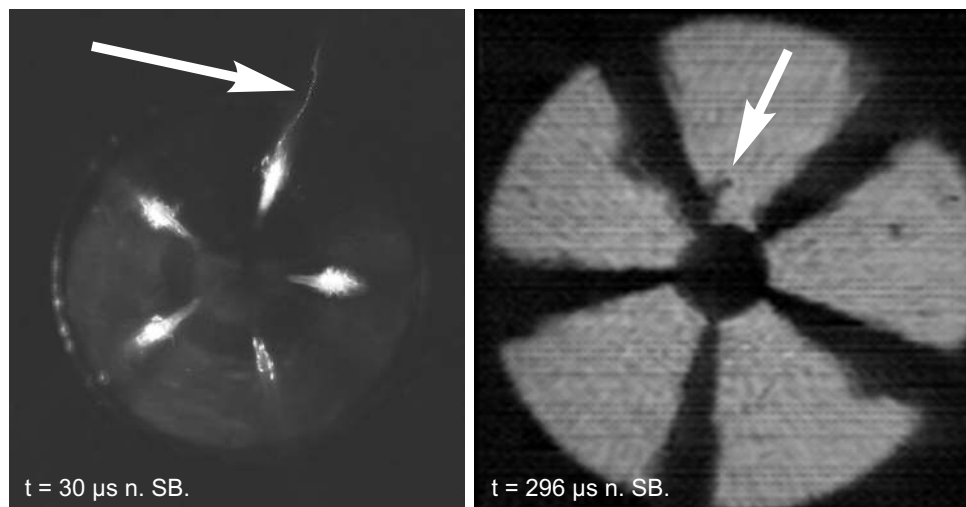


linkes Bild:  $p_{rail} = 250 \text{ bar}$ ,  $p_K = 1 \text{ bar}$ ,  $T_K = 295 \text{ K}$   
 rechtes Bild:  $p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $p_K = 50 \text{ bar}$ ,  $T_K = 295 \text{ K}$

Bei einem Kammerdruck von 1 bar (Umgebungsdruck) und einem Einspritzdruck von  $p_{rail} = 250 \text{ bar}$  zeigten sich helle weiße Strahlen auf einer Länge von mehreren Zentimetern (Abb. 5.1, linkes Bild). Auch bei einem motortypischen Einspritzdruck von 800 bar und einem Kammergedruck von 50 bar (vgl. Abb. 5.1, rechtes Bild) war eine 2-Phasenströmung bis zu einer Entfernung von 3 mm vom Düsenloch nachweisbar.

Als Ursache für die 2-Phasenströmung müssen mehrere physikalische Prozesse in Betracht gezogen werden. So könnte zum Beispiel im Kraftstoff gelöste Luft ausgasen. Ebenso kann es zu Dampfblasenbildung bzw. Kavitation kommen sofern der Dampfdruck in der Düse unterschritten wurde. Bei hohen Gasdrücken in der Kammer bzw. im Brennraum kann es auch zum Ausstoß von Gas kommen, das nach Einspritzende in das Düsen- und Sackloch gedrückt wird. Bei der obigen Diesel-in-Diesel-Einspritzung ist der zuletzt geschilderte Fall jedoch ausgeschlossen.

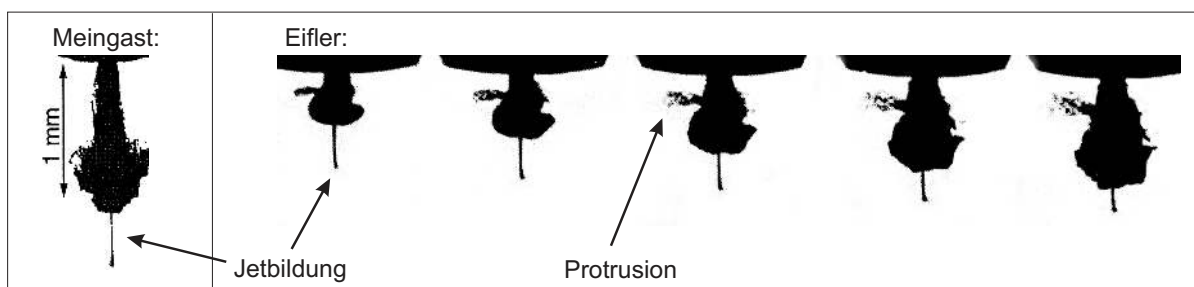
In Abb. 5.2 sind zwei Aufnahmen dargestellt die im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der Mie-Streulichttechnik und der Schlierenmesstechnik aufgenommen wurden. Im linken Bild ist ein Jet zu erkennen der sich von der Sprayspitze ablöst. Im rechten Bild sind deutliche Protrusionen sichtbar, die senkrecht zur Strahlachse aus dem Strahlrand hervortreten.

Abbildung 5.2: Jet-Bildung und Protrusionen am Einspritzstrahl

linkes Bild: Mie-Streulichtaufnahme,  $p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 8 \text{ mg}$

rechtes Bild: Schlierenaufnahme,  $p_{rail} = 1350 \text{ bar}$ ,  $p_g = 14.3 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$

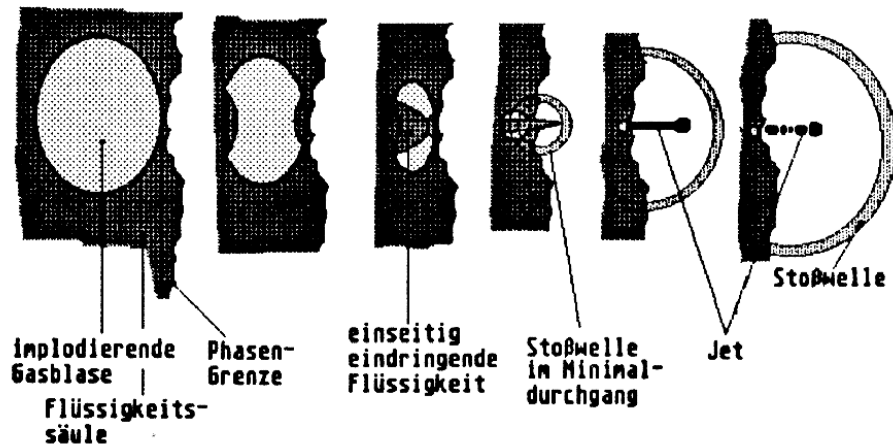
Ähnliche Jets und Protrusionen wurden auch von anderen Autoren bei Umgebungsbedingungen beobachtet. In Abb. 5.3 sind exemplarisch zwei Aufnahmen von Meingast et.al. [MEI98] sowie von Eifler [EIF90] zum Vergleich dargestellt. Eifler sieht die Ursache für diese Phänomene in kollabierenden Kavitationsblasen und bezieht sich auf ein Modell von Hentschel, Abb. 5.4. Solche Beobachtungen scheinen aber nicht repräsentativ für den Motorbetrieb, bei dem durch die hohen Gastemperaturen ein Wärmeübergang von der Brenraumluft zum Kraftstoffdampf entsteht, wodurch die Dampfblasen expandieren und nicht kondensieren bzw. kollabieren.

Abbildung 5.3: Jet-Bildung und Protrusionen am Einspritzstrahl

linkes Bild: Aufnahme von Meingast et.al. [MEI98], Gegenlichttechnik,  $p_{rail} = 800 \text{ bar}$

rechtes Bild: Aufnahmen von Eifler [EIF90], Bildfrequenz 480 kHz

Abbildung 5.4: Jet-Bildung durch kollabierende Kavitationsblasen [HEN83]; aus [EIF90]



## 5.2 Einfluss von im Kraftstoff gelösten Gasen

Das in einer bestimmten Flüssigkeitsmenge gelöste Gasvolumen bzw. seine Masse ist nach dem Gesetz von Henry proportional zum Partialdruck des Gases in der Gasphase. Der Anteil der im Dieselmotorkraftstoff gelösten Luft kann mit folgender Gleichung [LAN62] berechnet werden

$$\frac{V_{\text{Luft}}}{V_{\text{fl}}} = p_{\text{Luft}} \cdot \alpha_v \quad (5.1)$$

Dabei ist  $\alpha_v$  der Bunsen-Koeffizient  $\left[ \text{in } \frac{\text{Norm-cm}^3(\text{Luft})}{\text{cm}^3(\text{Lsgm.}) \text{ atm}} \right]$ ,  $p_{\text{Luft}}$  [atm] der Partialdruck der Luft und  $V_{\text{fl}}$  [cm<sup>3</sup>] das Volumen der Flüssigkeit. Nach Landolt-Börnstein [LAN62] ist  $\alpha_v = 0.113$  für dieselähnliche Leichtöle bei einer Umgebungstemperatur von  $T = 21^\circ\text{C}$ . Demnach sind bei Umgebungsbedingungen mehr als 11 Volumenprozent Luft im Dieselöl gelöst. Da es jedoch keine chemische Löslichkeit der Luftbestandteile in Kohlenwasserstoffen gibt ist die Luft physikalisch gelöst, d.h. die Gasmoleküle sind gleichmäßig in der Flüssigkeit verteilt. Der Gasanteil hat im gelösten Zustand keine wesentliche Änderung der Dichte, der Viskosität und der Kompressibilität des Dieselmotorkraftstoffs zur Folge.

Das Entlösen der Luft beginnt, sobald der statische Druck in der Düse unter den Partialdruck der Luft fällt, bei dem sich das Lösungsgleichgewicht eingestellt hat, gewöhnlich der Umgebungsdruck. Ein Druckabfall unter 1 bar kann nur in der Düsen Spitze, vom Nadelsitz bis zum Düsenloch, auftreten. Dort ist die Verweildauer des Kraftstoffs wegen hoher Strömungsgeschwindigkeiten aber äußerst kurz. So dauert es bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 250 m/s nur etwa 10  $\mu$ s bis der Kraftstoff vom Nadelsitz bis zum Düsenlochaustritt geströmt ist. Bei diesen kurzen Zeitskalen wird das Blasenwachstum durch die Wechselwirkung von Trägheit, Oberflächenspannung, Viskosität und Druck dominiert. Mit der Rayleigh-Plesset-Gleichung (5.2) kann gezeigt werden, dass die oben genannten Verweilzeiten viel zu kurz sind um ein Wachstum von Luftblasen zu ermöglichen [DFG00].

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p_B(t) - p_\infty}{\rho_{fl}} - \frac{2\sigma(T)}{\rho_{fl} R} - \frac{4\eta_{fl}}{\rho_{fl} R} \frac{dR}{dt} \quad (5.2)$$

### 5.3 Hydrodynamische Kavitation

Unter hydrodynamischer Kavitation bei Dieselkraftstoff versteht man das Ausgasen der leicht flüchtigen Bestandteile durch Unterschreiten des Dampfdrucks. Letzterer beträgt, gemäß Abb. 5.5, für Dieselkraftstoff bei  $T = 22^\circ\text{C}$  nur  $p_d = 700$  Pa. Besonders bei kleinen Strömungsquerschnitten mit hoher Wandreibung und durch plötzliche Querschnittsveränderungen steigen die Druckverluste in der Strömung wodurch der statische Druck sinkt. Auch durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten und starke Krümmungen der Stromlinien bilden sich Druckgradienten durch die der lokale statische Druck unter den Dampfdruck der Flüssigkeit fallen kann. Im Gegensatz zum Entlösen von Luft läuft der Phasenwechsel bei Kavitationsvorgängen sehr rasch ab. Durch das Wachstum der Blasen tritt eine massive Störung der Flüssigkeitsströmung auf, die zur Instabilität des Strahls beiträgt.

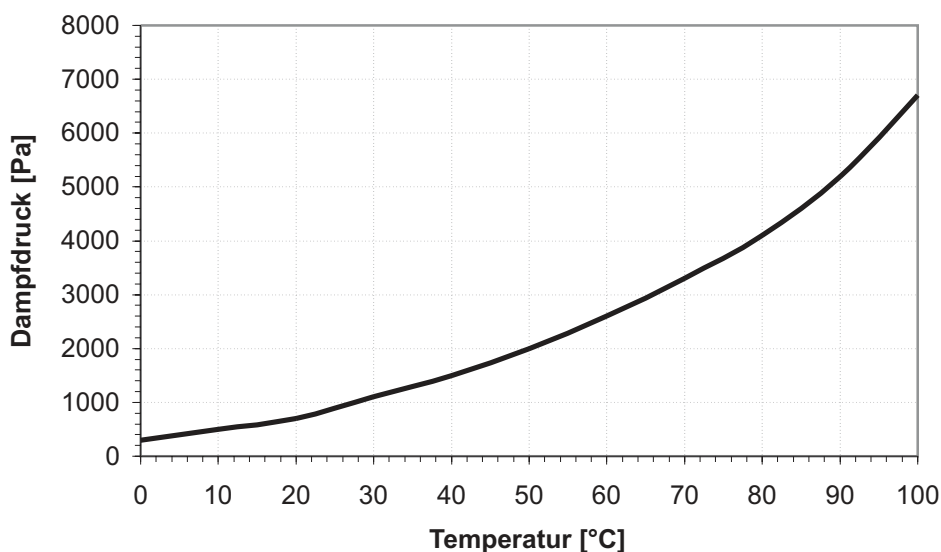
Zur Charakterisierung und Abgrenzung des Kavitationsbeginns dient die Kavitationszahl  $CN$  („cavitation number“). Sie ist definiert als Quotient des treibenden Druckgefälles  $\Delta p = (p_{rail} - p_g)$  und der Differenz aus dem Gasdruck  $p_g$  und dem Dampfdruck  $p_d$ . Der Dampfdruck kann in erster Näherung vernachlässigt werden, Gl. (5.3).

$$CN = \frac{p_{rail} - p_g}{p_g - p_d} \approx \frac{p_{rail} - p_g}{p_g} \quad (5.3)$$

Dan et.al. [DAN97] berichten, dass erste Kavitationserscheinungen bei Umgebungstemperatur schon bei einem Druckgefälle in der Düse von  $\Delta p = 3.5$  bar (Kavitationszahl  $CN = 3.45$ ) auftreten können, und dass bei einer Druckdifferenz  $\Delta p > 17.5$  bar ( $CN = 17.28$ ) bereits das gesamte Sackloch der Düse mit Kavitationsblasen gefüllt ist. Dabei wurden Kavitationserscheinungen zuerst am scharfkantigen Düseneinlauf und ab  $\Delta p > 11.5$  bar ( $CN = 11.35$ ) zusätzlich am Nadelsitz beobachtet. Ähnliches konnte auch Eifler [EIF90] feststellen. Hall [HAL63] ermittelte 1963 aus theoretischen Untersuchungen für eine Düse mit  $L/d_0 = 5$  einen Grenzwert  $CN_{krit} = 2.2$ , bei dessen Überschreitung Kavitation einsetzt. Bode [BOD91] bestimmte den Wert an einer scharfkantigen Düse experimentell zu  $CN_{krit} \approx 5$ .

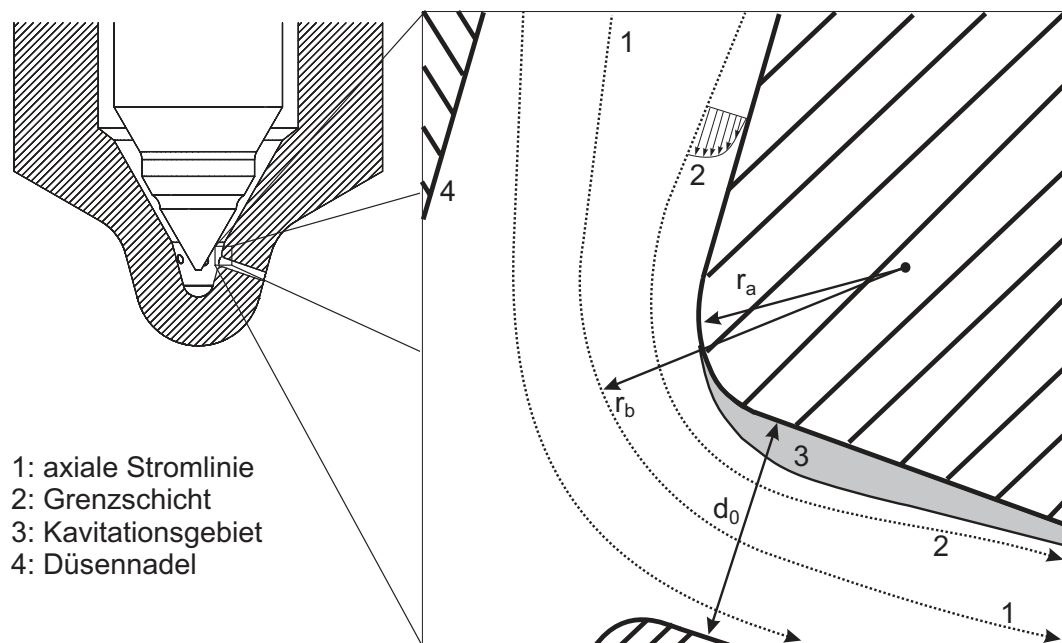
Die typischen Betriebspunkte eines Dieselmotors liegen jedoch bei Kompressionsdrücken  $p_g > 50$  bar und Einspritzdrücken  $p_{rail} > 400$  bar. Daraus ergibt sich eine Kavitationszahl  $CN > 7$ . Diese nimmt mit steigendem Raildruck gemäß Formel (5.3) weiter zu. Es muss deshalb im gesamten Betriebsbereich des Einspritzsystems von Kavitation in der Düse ausgegangen werden.

Abbildung 5.5: Dampfdruckkurve des Dieselkraftstoffs [ARA01]



Die kavitationskritischen Bereiche der hier untersuchten Dieseleinspritzdüsen sind der Nadelsitz und die Einlaufkante zum Düsenloch. Ersterer ist nur bei geringem Nadelhub, also bei Einspritzbeginn und -ende betroffen. Am Düsenlocheinlauf kann dagegen während der gesamten Einspritzdauer Kavitation auftreten. Um letzteres zu veranschaulichen wird Abb. 5.6 herangezogen. Evtl. dreidimensionale Strukturen der Strömung und instationäre Effekte werden in dieser stark vereinfachten Betrachtung vernachlässigt.

Abbildung 5.6: Entstehung der Kavitation am Düsenlocheinlauf



Aus der Krümmung der Stromlinien resultiert ein starker Druckgradient von der Wand zur axialen Stromlinie. Dieser berechnet sich aus

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v_s^2}{r} \quad (5.4)$$

mit der Geschwindigkeit  $v_s$  entlang einer Stromlinie mit dem Krümmungsradius  $r$ . Integriert man Gl. (5.4)

$$\int_a^b \frac{\partial p}{\partial r} dr = \int_a^b \rho \frac{v_s^2}{r} dr \quad (5.5)$$

und setzt in grober Näherung  $v_s = v = const.$  über den gesamten Querschnitt so ergibt sich

$$p_b - p_a = \Delta p_{a,b} = \rho v^2 \log \frac{r_b}{r_a} \quad (5.6)$$

Setzt man  $r_a = 0.1 \text{ mm}$  und  $r_b = r_a + d_0/2 = 0.186 \text{ mm}$  so erhält man mit  $\rho_{fl} = 825 \text{ kg/m}^3$

$$\Delta p_{a,b} \simeq 222 \cdot v^2 \quad (5.7)$$

Für den Fall der Kavitationsbildung im Düsenloch muss bei einem maximal möglichen statischen Druck auf der axialen Stromlinie von  $p_s = p_g = 50 \text{ bar}$  die Druckdifferenz  $\Delta p_{a,b} = p_s - p_d \simeq 50E+05 \text{ Pa}$  betragen. Dies erfordert nach Gl. (5.7) eine Geschwindigkeit von

$$v = \sqrt{\frac{\Delta p_{a,b}}{222}} \simeq 150 \text{ m/s} \quad (5.8)$$

bzw. einen Massenstrom von

$$\dot{m}_b = \rho_{fl} \cdot v \cdot 5 \left( \frac{d_0^2 \pi}{4} \right) \simeq 14.4E - 03 \text{ kg/s} \quad (5.9)$$

Dieser Massenstrom wird für die vorliegende Düse bei maximalem Nadelhub und einem Gasdruck  $p_g = 50 \text{ bar}$  bereits ab einem Raildruck von 260 bar erreicht, was einem treibenden Druckgefälle von  $\Delta p = 210 \text{ bar}$  oder einer Kavitationszahl von  $CN = 4.2$  entspricht. Dies ist eine weitere Bestätigung, dass im Normalbetrieb ( $p_{rail} > 400 \text{ bar}$ ) Kavitation auftritt. Damit wird die Existenz eines „intact core“, also einer vollkommen ungestörten, einphasigen, zusammenhängenden und unzerlegten Flüssigkeitsströmung in Düsennähe, wie er von zahlreichen Autoren [FAT97, AND93, ARA84, CHE85, YUL94] kommuniziert wird äußerst unwahrscheinlich. Vielmehr muss davon ausgegangen werden, dass der Strahl durch die 2-Phasenströmung bereits beim Austritt aus der Düse in Segmente, Cluster, Flüssigkeitsfäden und Tropfen zerteilt ist.

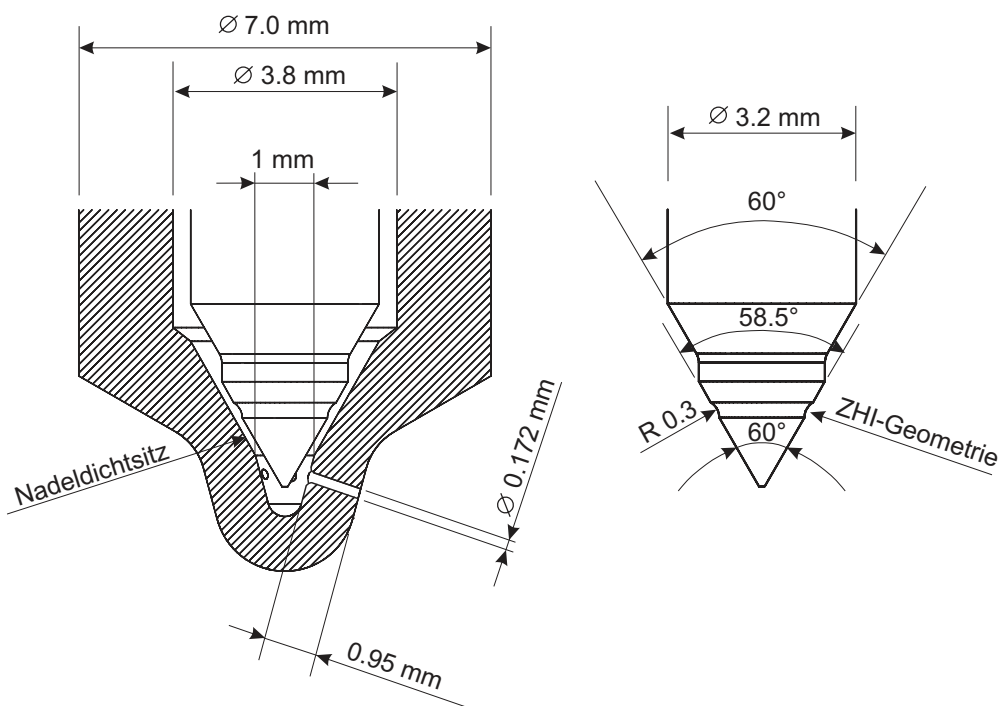


## 5.4 Berechnungen zur Düseninnenströmung

Untersuchungen anderer Autoren (z.B. [EIF90]) zeigen, dass bereits geringfügige Änderungen der Düseninnengeometrie messbare Auswirkungen auf die Innenströmung und damit auch auf die Spraybildung nach sich ziehen können. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit Wert darauf gelegt, dass die Geometrie der Serien-Einspritzdüse unverändert blieb. Dies verhinderte jedoch eine detaillierte Untersuchung der Düseninnenströmung mit optischen oder mechanischen Messmethoden. Für das Verständnis der später diskutierten Messergebnisse scheint es dennoch erforderlich die Düseninnenströmung zumindest grundlegend zu charakterisieren. Der interessierte Leser wird für weiterführende Informationen zu diesem Thema auf die Literatur verwiesen [EIF90, BOD91, SOT95, KAT97, KIM97] und [SCH00, SCH97, KUE99].

Wie oben bereits angedeutet ist die Düsenströmung stark von der Geometrie der Düse abhängig. Die nachfolgende Abb. 5.7 zeigt eine der hier untersuchten Mini-Sacklochdüsen mit maximal geöffneter Nadel (Nadelhub  $h = 250 \mu\text{m}$ ) sowie die Geometrie der Düsennadel, des Nadelsitzes und des Spritzlochs.

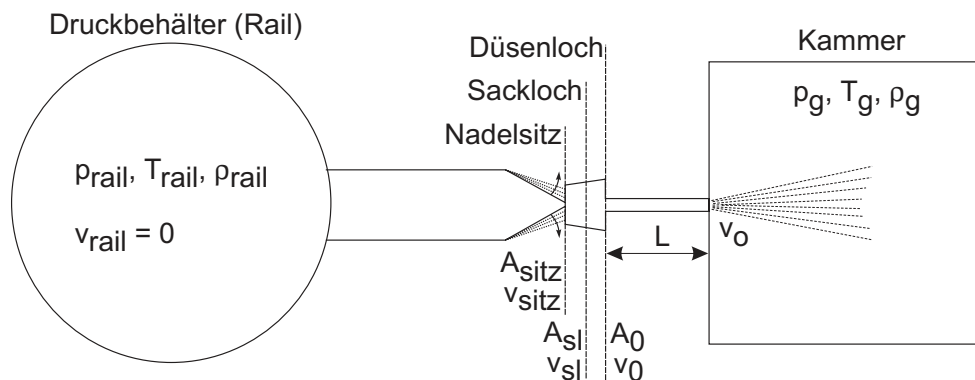
Abbildung 5.7: Untersuchte Mini-Sacklochdüse und Düsennadel mit ZHI-Geometrie



Die Dichtwirkung erfolgt am Nadelsitz unterhalb der sog. ZHI-Geometrie (BOSCH-Bezeichnung). Letztere ist eine Nut im Bereich der Nadelspitze und soll für eine gleichmäßige Zuströmung des Kraftstoffs in das Sackloch bei geringen Nadelhuben sorgen. Die Einlaufkanten zu den Düsenlöchern sind hydro-erosiv gerundet um die Strömungsverluste zu reduzieren und den hydraulischen Durchflusswert  $HD$  reproduzierbar einstellen zu können.

Die komplexe Geometrie der Düse soll für eine einfache Berechnung auf das nachfolgende Prinzipschaubild (Abb. 5.8) reduziert werden. Für die Betrachtung der Düseninnenströmung sind vor allem die Strömungsquerschnittsflächen am Nadelsitz ( $A_{sitz}$ ) und im Düsenloch ( $A_0$ ), die Stoß- und Umlenkverluste im Sackloch und in das Düsenloch sowie die Wandreibungseffekte entscheidend. Die Fläche  $A_{sitz}$  ist unmittelbar vom Nadelhub abhängig und ändert sich damit während der Einspritzung.

Abbildung 5.8: Prinzip der Sacklochdüse



Für die hier besprochene Düsengeometrie wurden die Strömungsquerschnittsflächen berechnet und in Abb. 5.9 dargestellt. Bis zu einem Nadelhub von  $77 \mu\text{m}$  ist die Querschnittsfläche der Düsenlöcher größer als die in Abb. 5.10 gekennzeichnete kleinste Fläche am Nadelsitz. Dies bedeutet, dass bei Nadelhuben kleiner als  $77 \mu\text{m}$  der Nadelsitz die Hauptdrosselstelle darstellt. Erst ab  $h > 77 \mu\text{m}$  wandert die Hauptdrosselstelle vom Nadelsitz zum Düsenloch. Damit ändert sich mit zunehmendem Nadelhub der Massenstrom und die Druckverluste sowie die Strahlaustrittsgeschwindigkeit und die Spraybildung.

Abbildung 5.9: Strömungsquerschnitt am Nadelsitz und an den Düsenlöchern in Abhängigkeit vom Nadelhub

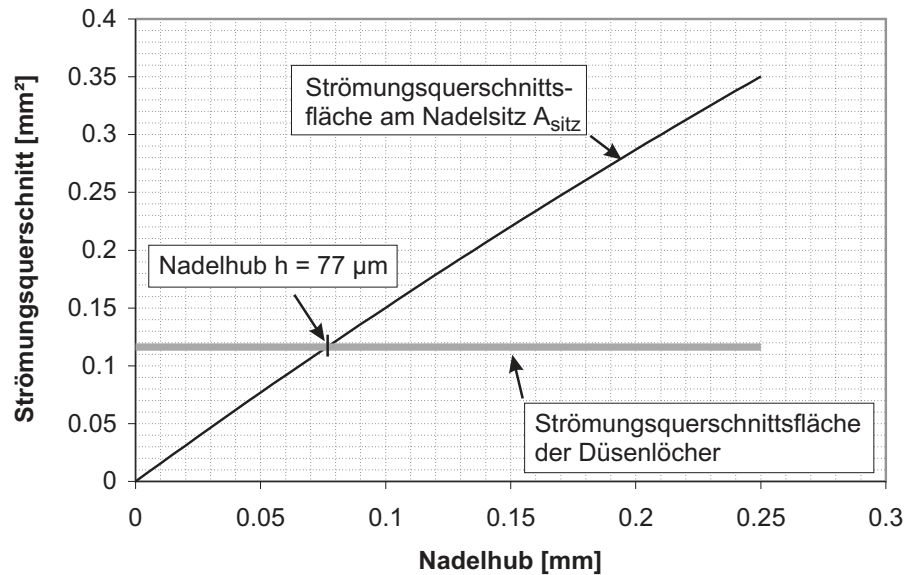
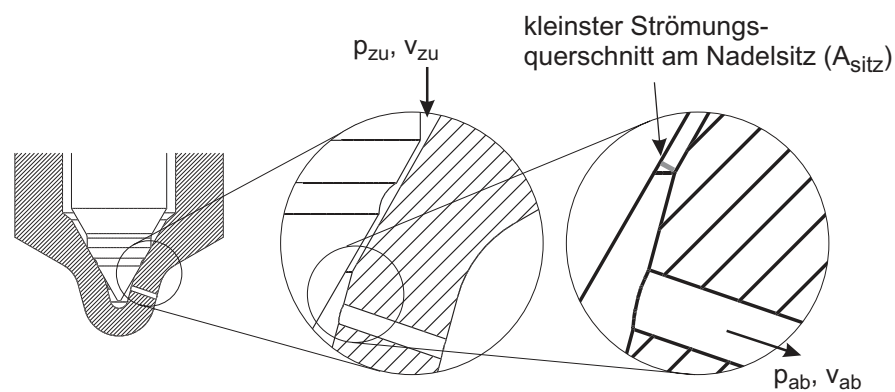


Abbildung 5.10: Geringster Strömungsquerschnitt am Nadelsitz



Im folgenden soll für die besprochene Düsengeometrie der Massenstrom und der lokale statische Druck unter Berücksichtigung der Reibungs- und Umlenkverluste für einen motortypischen Einspritzdruck berechnet werden. Wie wir aus den vorhergehenden Kapiteln wissen, tritt dabei eine 2-Phasenströmung auf sobald der statische Druck unter den Dampfdruck (700 Pa) fällt. Die analytische Berechnung des Druckverlusts einer 2-Phasenströmung ist jedoch nur unter bestimmten Voraussetzungen möglich. So setzt z.B. die Gleichung von Lockhart und Martinelli [MAY82] die Kenntnis des Dampfgehaltes  $\dot{x}$  sowie die Viskosität des Dampfes voraus. Beides ist im vorliegenden Fall unbekannt.

Der Einfachheit halber wird in nachfolgender Rechnung solange von einer einphasigen Strömung ausgegangen, bis der statische Druck der Strömung den Dampfdruck erreicht. Zur Berechnung werden die Erhaltungsgleichungen für Masse und Energie herangezogen. Da mehr als 90 % [MEL76] der Druckumsetzung im Bereich der Düsen Spitze (Nadelsitz, Sackloch, Düsenlöcher) stattfindet, kann die Strömung im Zulauf zur Düse vernachlässigt werden. Wählt man die Systemgrenze vom Zulauf zum Nadelsitz bis zum Austritt aus den Düsenlöchern, so ist die **Kontinuitätsgleichung** (Massenerhaltung) wie folgt definiert:

$$\rho_{zu} \cdot v_{zu} \cdot A_{zu} = \rho_{ab} \cdot v_{ab} \cdot A_{ab} + \rho_{dü} \cdot A_{dn} \cdot \delta h / \delta t + \rho_{dü} \cdot \delta p_{dü} / \delta t \cdot V_{dü} / E \quad (5.10)$$

$\rho_i, v_i, A_i$ : Dichte, Geschwindigkeit und Querschnittsfläche;

$A_{dn}, h$ : Düsennadelquerschnitt und Nadelhub;

$p_{dü}, V_{dü}, E$ : Druck, Volumen, Kompressibilität;

Die Volumenänderung im Sackloch durch den Nadelhub ( $A_{dn} \cdot \delta h / \delta t$ ) kann wegen der im Vergleich zur Strömungs- und Schallgeschwindigkeit langsamen Nadelöffnungsgeschwindigkeit in erster Näherung vernachlässigt werden. Gleiches gilt für die Volumenänderung durch die Kompressibilität des Kraftstoffs ( $\delta p_{dü} / \delta t \cdot V_{dü} / E$ ). Die Dichte  $\rho$  des Kraftstoffs soll als konstant (inkompressibel) betrachtet werden.

Damit vereinfacht sich Gl. (5.10) zu:

$$v_{ab} = A_{zu} / A_{ab} \cdot v_{zu} \quad (5.11)$$

Weiterhin gilt die vereinfachte **Energieerhaltungsgleichung** (Bernoulli):

$$\underbrace{p_{rail}}_{\text{Totaldruck}} = \underbrace{p_{zu}}_{\text{statischer Druck}} + \underbrace{\rho/2 \cdot v_{zu}^2}_{\text{dynamischer Druck}} = p_i + \rho/2 \cdot v_i^2 + \underbrace{\Delta p_v}_{\text{Verluste}} \quad (5.12)$$

Die Strömungs- und Impulsverluste berechnen sich nach Gl. (5.13) aus der Rohrreibungszahl  $\lambda$  und den Widerstandsbeiwerten  $\xi_i$ .

$$\Delta p_v = \lambda_i \cdot l_i/d_i \cdot \rho/2 v_i^2 + \Sigma \xi_i \rho/2 v^2 \quad (5.13)$$

Die Wandrauigkeit innerhalb der Düse ist  $k \approx 2 \mu\text{m}$ . Deshalb gilt die Formel für hydraulisch glatte Rohre:

$$\lambda = 64/\text{Re} \quad \text{für } \text{Re} < 2320 \quad (5.14)$$

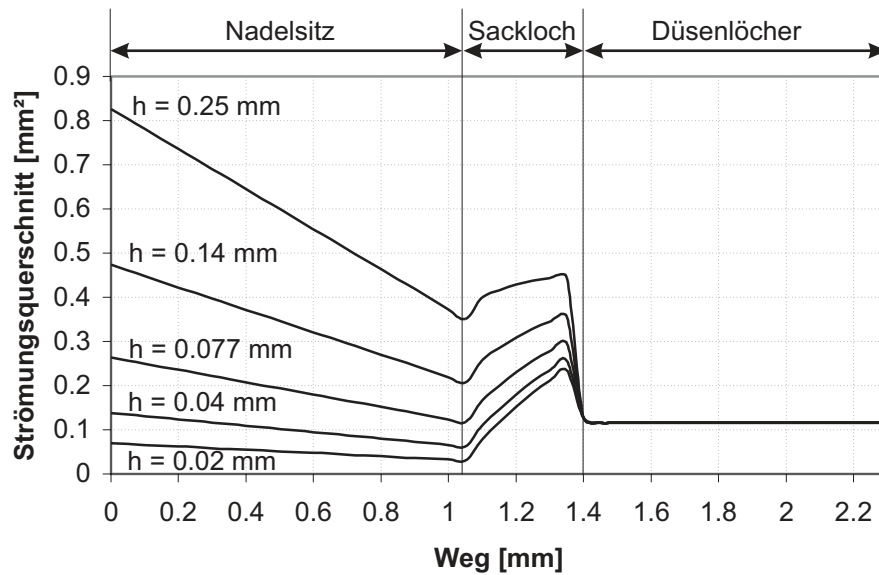
$$\lambda = 0.3164/(\text{Re})^{0.25} \quad \text{für } 2320 < \text{Re} < 100000 \quad (5.15)$$

In Abb. 5.11 ist der Verlauf der Strömungsquerschnittsfläche vom Beginn des Nadelsitzes bis zum Ende des Düsenlochs für verschiedene Nadelhübe dargestellt. Man erkennt zwei Diskontinuitäten, beim Übergang vom Nadelsitz zum Sackloch und beim Einlauf in die Düsenlöcher. Diese sprungartige Änderung des Strömungsquerschnitts führt zu erheblichen Impulsverlusten, die gemäß Dubbel [DUB95] in den Beiwerten  $\xi_i$  berücksichtigt wurden.

Bis zum Beginn der Einspritzung liegt am Nadelsitz der Raildruck  $p_{rail}$  an. Im Sackloch herrscht der Kammerdruck  $p_g$ . Bei Umgebungstemperaturen ist das Sackloch noch mit Restkraftstoff der vorhergehenden Einspritzung gefüllt. Bei hohen Temperaturen ist der Kraftstoff bereits ausgedampft. Sobald die Nadel sich zu heben beginnt entsteht am Nadelsitz eine Ringspaltströmung. Entlang des Nadelsitzes nimmt der Strömungsquerschnitt durch die Kegelform kontinuierlich ab. Der kleinste Querschnitt wird unmittelbar vor dem Einlauf in das Sackloch erreicht (vgl. Abb. 5.10). Mit abnehmender Querschnittsfläche steigt lokal die Strömungsgeschwindigkeit (Massenerhaltung) und der statische Druck sinkt (Energieerhaltung).

Für die nachfolgende Strömungsberechnung seien folgende Größen vorgegeben: der Raildruck  $p_{rail} = 600 \text{ bar}$ , der Umgebungsdruck  $p_g = 50 \text{ bar}$ , die Dichte des Diesels  $\rho_f = 824.8 \text{ kg/m}^3$  bei  $T_f = 22^\circ\text{C}$  und die kinematische Viskosität  $\nu_f = 1.86\text{E-}06 \text{ m}^2/\text{s}$ .

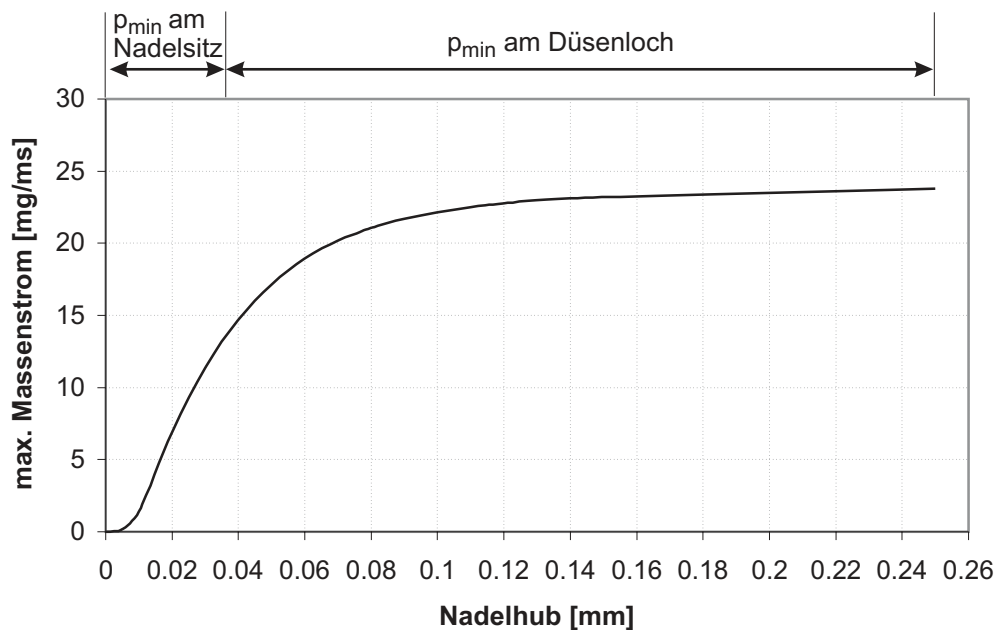
Abbildung 5.11: Verlauf der Strömungsquerschnittsfläche bei verschiedenen Nadelhuben



Zunächst soll der maximal mögliche Massenstrom  $\dot{m}_b$  bestimmt werden bei dem der statische Druck  $p_i$  bis kurz vor dem Einlauf ins Düsenloch gerade noch nicht unter den Dampfdruck fällt ( $p_i > p_d$ ) und somit im Bereich des Nadelsitzes und des Sacklochs theoretisch keine Kavitation auftritt. Wie bereits im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, bildet sich beim Eintritt in das Düsenloch ein starker Druckgradient der Kavitation im Düsenloch auslöst. Deshalb können nur die Rechenergebnisse der einphasigen Strömung bis zum Düsenloch verwendet werden.

Die lokale Strömungsgeschwindigkeit  $v_i$  und der Druckverlust  $\Delta p_v$  werden mit den Gleichungen (5.11) und (5.13) ermittelt. Dabei wird angenommen, dass die Geschwindigkeit über den gesamten Strömungsquerschnitt gleich verteilt ist. Das Ergebnis der Massenstromberechnung, das in Abb. 5.12 dargestellt ist, zeigt eine starke Abhängigkeit des Massenstroms vom Nadelhub.

Aus dem ermittelten Massenstrom kann nicht ohne weiteres auf die Düsenaustrittsgeschwindigkeit geschlossen werden. Denn durch die (aufgrund der Kavitationseffekte) im Düsenloch gebildete Gasphase sinkt der effektive Strömungsquerschnitt der Flüssigphase wodurch aufgrund der Kontinuitätsgleichung (5.11) die Strömungsgeschwindigkeit zunehmen muss.

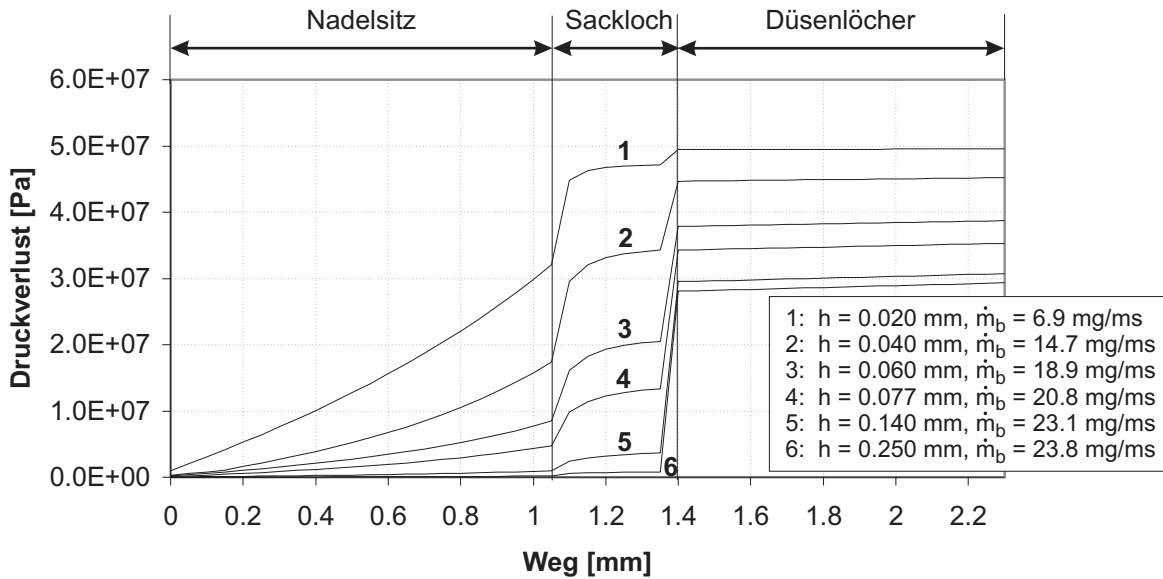
Abbildung 5.12: Maximaler Massenstrom  $\dot{m}_b$  in Abhängigkeit Nadelhub

$p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_g = 50 \text{ bar}$ , einphasige Strömung ohne Kavitation am Sitz und im Sackloch

Betrachtet man nun für den eben ermittelten maximalen Massenstrom die berechneten Strömungsverluste in nachfolgender Abb. 5.13, so wird deutlich, dass bei einem Raildruck  $p_{rail} = 600 \text{ bar}$  bis zum Düsenloch Druckverluste von  $\Delta p_v = 290\text{-}500 \text{ bar}$  auftreten können. Bei geringen Nadelhüben entstehen allein durch die Wandreibung im Bereich des Nadelsitzes Verluste von mehreren 100 bar, wogegen bei größeren Nadelhüben und steigenden Massenströmen  $\dot{m}_b$  vor allem die Verluste beim Einlauf in das Sackloch und das Düsenloch überwiegen.

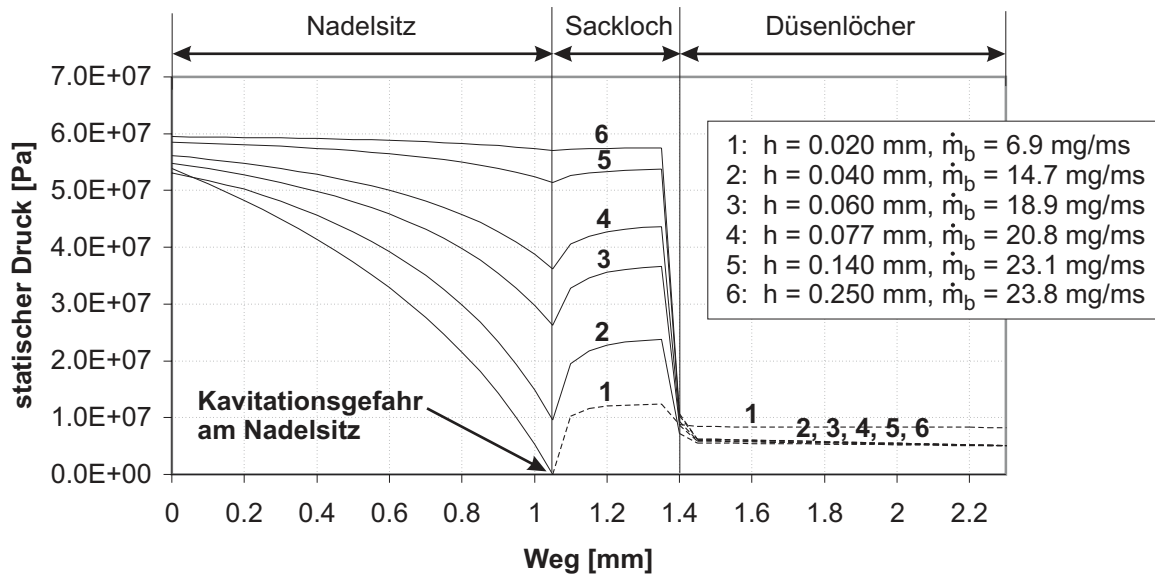
Durch die Strömungsverluste sinkt der statische Druck und damit auch der Totaldruck. Man erkennt aus Abb. 5.14, dass für  $h = 0.02 \text{ mm}$  bei einem Massenstrom  $\dot{m}_b = 6.9 \text{ mg/ms}$  der statische Druck  $p_i$  bereits am Nadelsitz fast bis auf den Dampfdruck ( $p_d = 700 \text{ Pa}$ ) abfällt. Man muss deshalb davon ausgehen, dass bei der hier untersuchten Düse für Nadelhübe bis  $h = 0.02 \text{ mm}$  Kavitation auch am Nadelsitz auftritt. Wegen des folgenden Druckanstiegs im Sackloch (aufgrund der größeren Querschnittsfläche und der geringeren Strömungsgeschwindigkeit) könnte der Dampf jedoch wieder kondensieren bevor sich im Düsenloch erneut eine Gasphase bildet.

Abbildung 5.13: Druckverluste entlang des Stromfadens bei versch. Nadelhüben



$p_{rail} = 600$  bar,  $p_g = 50$  bar, einphasige Strömung ohne Kavitation am Sitz und im Sackloch

Abbildung 5.14: Statischer Druck entlang des Stromfadens bei versch. Nadelhüben



$p_{rail} = 600$  bar,  $p_g = 50$  bar, einphasige Strömung ohne Kavitation am Sitz und im Sackloch



Der Düsenhersteller gibt für die besprochene Düse ( $d_0 = 0.172 \text{ mm}$ ) bei vollem Nadelhub ( $h = 0.25 \text{ mm}$ ) einen hydraulischen Durchfluss  $HD = 365 \text{ cm}^3/30\text{s}$  bei einem treibenden Druckgefälle von  $\Delta p = 100 \text{ bar}$  und einer Dichte  $\rho_{fl} = 816 \text{ kg/m}^3$  an. Daraus berechnet sich ein Volumenstrom:

$$HD = \dot{V} = \frac{365}{30 \cdot 10^6} \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right] = 1.22\text{E} - 05 \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right] \quad (5.16)$$

bzw. ein Massenstrom:

$$\dot{m}_b = \dot{V} \cdot \rho_{fl} = 1.22\text{E} - 05 \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right] \cdot 816 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] = 9.96\text{E} - 03 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{s}} \right] \quad (5.17)$$

Die eigene Berechnung der maximal möglichen Massenstroms mit Hilfe der Erhaltungssätze unter Berücksichtigung der besprochenen Druckverluste ergibt:

$$\dot{m}_{b, theor.} = 10.1\text{E} - 03 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{s}} \right] \quad (5.18)$$

Damit gibt die Berechnung trotz einiger vereinfachender Annahmen sehr gut den realen Wert wieder.

## 6 Makroskopische Strahlgrößen

Die makroskopischen Strahlgrößen, wie z.B. die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit und -eindringtiefe sowie der Strahlkegelwinkel, bestimmen die zeitliche und örtliche Verteilung des Kraftstoffs im Brennraum. Ihre Kenntnis zählt zu den Grundvoraussetzungen für die Entwicklung und Optimierung direkteinspritzender Brennverfahren. Nachfolgend sollen mit Hilfe der Untersuchungen in den Druckkammern und in der Einhubmaschine die wichtigsten Einflussgrößen dargestellt und diskutiert werden.

### 6.1 Strahlausbreitung und -eindringtiefe

Die Strahlausbreitung im Düsennahbereich ist zunächst von der Austrittsgeschwindigkeit  $v_0$  des Kraftstoffs aus dem Düsenloch abhängig. Diese beeinflusst auch den Massenstrom ( $\dot{m}_b = \rho_f A_0 v_0$ ) und den Strahlimpuls ( $I = \dot{m}_b v_0$ ).

Aus der vereinfachten Energieerhaltungsgleichung nach Bernoulli (5.12) kann die theoretische Maximalgeschwindigkeit  $v_{max}$  wie folgt berechnet werden:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2(p_{rail} - p_g)}{\rho_f}} = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}} \quad (6.1)$$

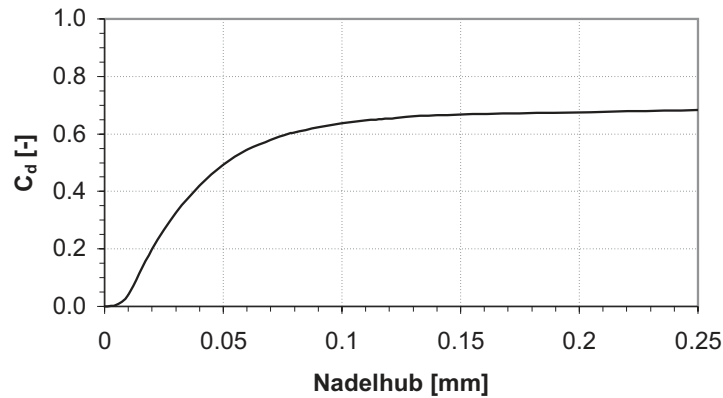
Wegen der Druck- und Impulsverluste am Nadelsitz, im Sackloch und im Düsenloch liegt die tatsächliche Düsenaustrittsgeschwindigkeit  $v_0$  deutlich niedriger. Dies wird über den Ausflusskoeffizienten  $C_d(t) < 1$  berücksichtigt, der wie folgt definiert ist:

$$C_d(t) = \frac{\dot{m}_b(t)}{z_{dü} d_0^2 \pi/4 \sqrt{2 \rho_f \Delta p(t)}} = \frac{\dot{m}_{real}(t)}{\dot{m}_{theor.}(t)} \quad (6.2)$$

Die hier durchgeführten Messungen zeigten, dass der Beiwert  $C_d(t)$  vor allem vom zeitlichen Verlauf des Nadelhubs  $h(t)$  und damit indirekt auch vom Injektorsteuerungsprinzip (Solenoid/Piezo) sowie vom Raildruck, von der Düsenreynoldszahl und von der Düsengeometrie beeinflusst wird.

Abb. 6.1 zeigt den Verlauf von  $C_d(h)$  für die untersuchte 5-Loch-Minisackloch-Düse, abgeleitet aus den vereinfachten, theoretischen Betrachtungen in Kap. 5.4. Um den Wert von  $C_d(t)$  rein theoretisch zu ermitteln, bedarf es aufwendiger CFD-Rechnungen, bei denen die Abhängigkeit der Düsenströmung vom Nadelhub, sowie Kavitations- und andere instationäre Effekte berücksichtigt werden. In der Praxis wird häufig der tatsächliche Massenstrom  $\dot{m}_{real}(t)$  mit einem Mengen- oder Einspritzverlaufsindikator messtechnisch bestimmt und daraus  $C_d(t)$  mit Gl. (6.2) ermittelt.

Abbildung 6.1: Verlustbeiwert  $C_d$  in Abhängigkeit vom Nadelhub  $h$



berechnet für  $p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $p_g = 50 \text{ bar}$ , 5-Loch-Minisackloch-Düse (HD 365)

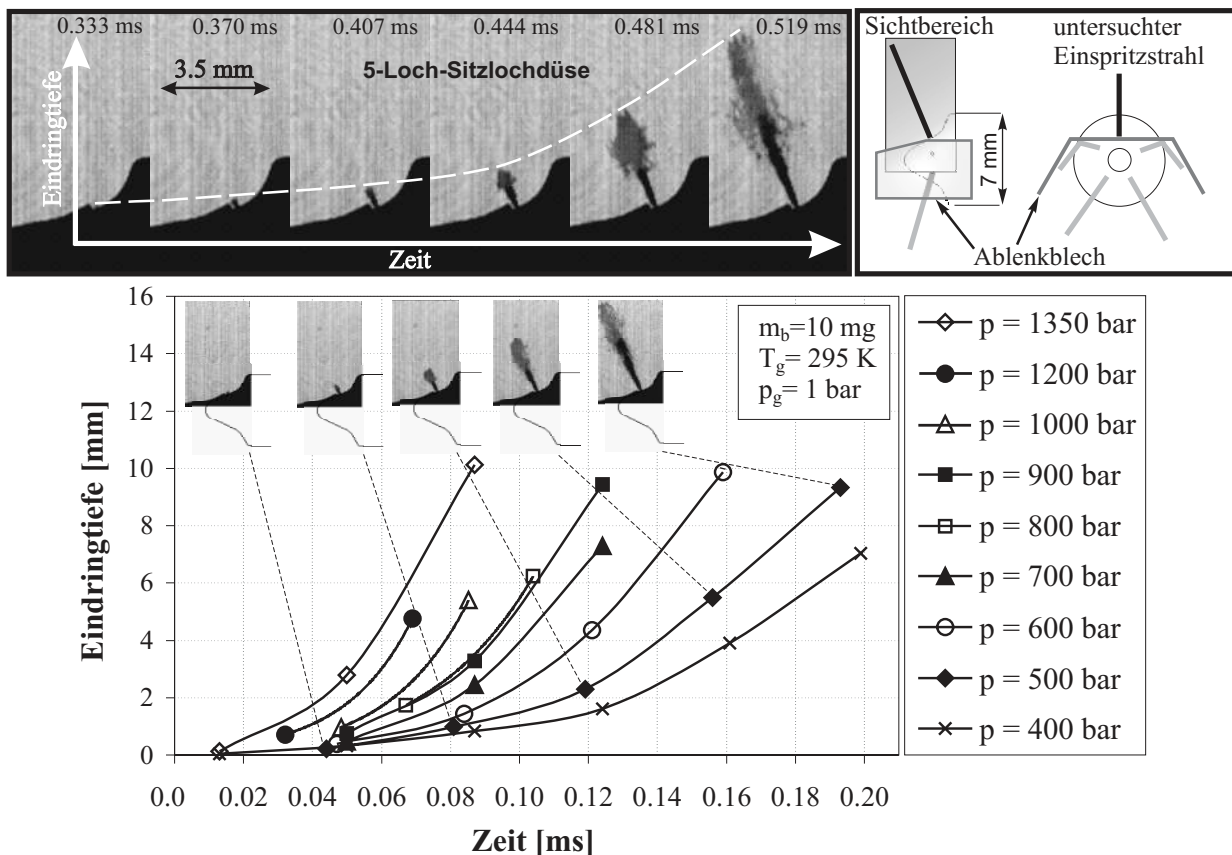
Der effektive Strömungsquerschnitt der Flüssigphase am Düsenlochaustritt, der im Falle einer Strömungsablösung (Kavitationsfilm!) sinkt, wird durch einen Koeffizienten  $C_a \leq 1$  beschrieben. Daraus ergibt sich die Austrittsgeschwindigkeit zu  $v_0 = C_d(t)/C_a(t) \cdot v_{max} = C_v(t) \cdot v_{max}$ . Ein weiterer Faktor  $K$ , der in Kap. 7.1.4 (S. 116) noch näher erklärt wird, soll berücksichtigen, dass sich der Strahl nur mit der Geschwindigkeit der schnellsten Tropfen in der Sprayspitze ausbreiten kann, die jedoch durch Wechselwirkung mit der Gasphase abgebremst werden. Bis zu einer Entfernung von etwa 10 mm vom Düsenloch lässt sich die Strahlausbreitung bzw. die Eindringtiefe  $S(t)$  für Einspritzdrücke  $p_{rail} < 1000 \text{ bar}$  somit nach Gl. (6.3) beschreiben.

$$S(t) = \int_0^t K \cdot \underbrace{C_v(t)}_{C_d(t)/C_a(t)} \sqrt{\frac{2 \Delta p(t)}{\rho_{fl}}} dt \quad \text{für } 0 < S < 10 \text{ mm} \quad (6.3)$$

### 6.1.1 Strahlausbreitung bei Einspritzbeginn

In Abb. 6.2 ist die Sequenz einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme (27.000 Bilder/Sekunde) der Strahlausbreitung des Solenoid-Injektors mit einer Sitzlochdüse unmittelbar nach Einspritzbeginn dargestellt. Man erkennt eine zeitliche Zunahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Einspritzstrahls. Wie wir aus den Berechnungen in Kap. 5.4 und aus Abb. 6.1 wissen, ist bei wenig geöffneter Nadel die Drosselwirkung am Nadelsitz sehr hoch. Mit zunehmendem Nadelhub nehmen die Druckverluste schnell ab, wodurch der Massenstrom  $\dot{m}_b$  und die Düsenaustrittsgeschwindigkeit  $v_0$  steigen (vgl. Abb. 5.12, S. 81). Diese Zunahme der Kraftstoffaustrittsgeschwindigkeit führt zu Einhol- bzw. Überholvorgängen der Sprayspitze durch den nachfolgenden, mit höherem Impuls austretenden Kraftstoff. Dabei kann es zu Tropfenkollisionen gemäß Abb. 2.6 (S. 21) kommen die eine Tropfenkoaleszenz zur Folge haben.

Abbildung 6.2: Strahlausbreitung bei Einspritzbeginn am Solenoid-Injektor mit Sitzlochdüse



Schlierenaufnahmen aus der unbeheizten Druckkammer

Aus dem Diagramm im unteren Teil der Abb. 6.2 geht hervor, dass die Beschleunigung der Sprayspitze, je nach Einspritzdruck, während der ersten 80-160  $\mu\text{s}$  und bis zu einer Entfernung von etwa 5 mm vom Düsenloch auftrat. Dies entsprach im untersuchten Motorbrennraum knapp 30% der maximalen Strahleindringtiefe, da der Abstand vom Düsenloch bis zur Kolbenmuldenwand etwa 17 mm betrug. Nach der Beschleunigungsphase zeigte sich ein annähernd linearer Verlauf der Strahleindringtiefe, d.h. die Ausbreitungsgeschwindigkeit war zunächst konstant.

Die oben dargestellten Ergebnisse wurden bei Versuchen mit dem Solenoid-Injektor unter Umgebungsbedingungen ( $p_g = 1 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ), also bei sehr geringer Gasdichte ( $\rho_g = 1.2 \text{ kg/m}^3$ ) beobachtet. Gegenversuche (bis  $\rho_g \approx 24 \text{ kg/m}^3$ ) bestätigten, dass der Beschleunigungseffekt auch bei höheren Gasdichten auftritt. Hier konnte jedoch bei Eindringtiefen von mehr als 15 mm eine Abnahme der Strahlgeschwindigkeit durch Impulsaustausch mit der Luft festgestellt werden. Beim Piezo-Injektor, bei dem sich die Düsennadel schneller hob als beim Solenoid-Injektor, wurde die Drosselphase zu Beginn der Einspritzung so schnell durchfahren, dass der Beschleunigungseinfluss vernachlässigt werden konnte.

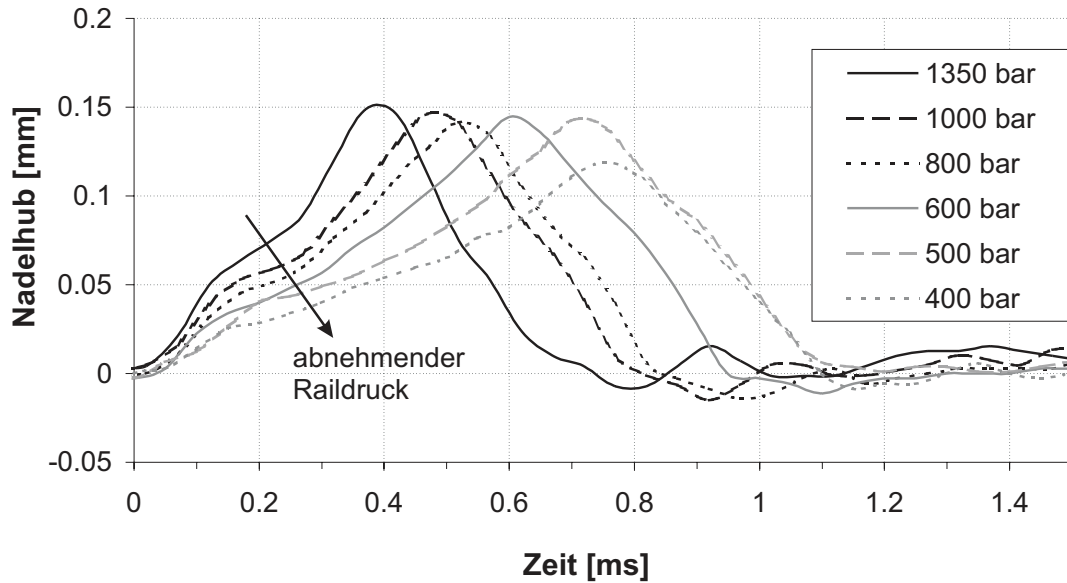
Bei den in Abb. 6.2 ausgewerteten Versuchen mit dem Solenoid-Injektor wurde stets die gleiche Gesamtmenge Kraftstoff eingespritzt ( $m_b = 10 \text{ mg}$ ). Dazu wurde mit steigendem Einspritzdruck die Einspritzdauer gemäß einem vorgegebenen Einspritzmengenkennfeld<sup>6</sup> verkürzt. Wie aus Abb. 6.3 ersichtlich ist, öffnete die Düsennadel umso schneller, je höher der Einspritzdruck war. Deshalb wurde bei höheren Raildrücken einerseits der Strahlaustritt früher beobachtet und andererseits wurde schneller eine konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit erreicht. Unabhängig vom Einspritzdruck erreichte der Nadelhub bei der untersuchten Teillast-Einspritzmenge nur kurzzeitig einen Wert von 0.15 mm. Dies entsprach etwa 60% des maximalen Nadelhubs ( $h_{max} = 0.25 \text{ mm}$ ).

Betrachtet man die Strahlausbreitung an einer Mini-Sacklochdüse, Abb. 6.4, so ist auch hier eine leichte Zunahme der Strahlgeschwindigkeit in den ersten 160  $\mu\text{s}$  nach Einspritzbeginn feststellbar. Im Vergleich zur Sitzlochdüse war die Beschleunigung aber weniger stark ausgeprägt, was auf die unterschiedliche Düseninnengeometrie (vgl. Abb. 3.14, S. 45) zurückzuführen ist.

---

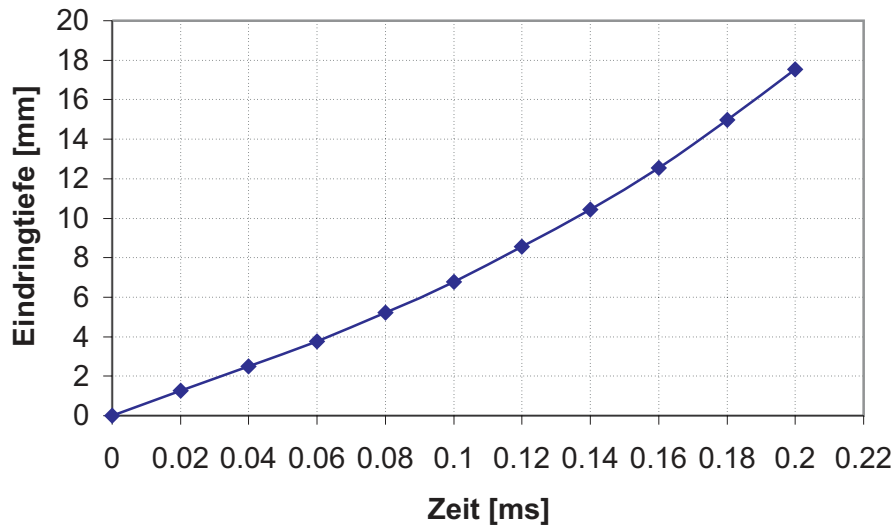
<sup>6</sup>erstellt durch das Institut für Motorenbau Prof. Huber GmbH, München

Abbildung 6.3: Nadelhub bei konstanter Einspritzmenge und variablem Raildruck



$p_g = 1 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365),  $h_{max} = 0.25 \text{ mm}$

Abbildung 6.4: Strahlausbreitung bei Einspritzbeginn an einer Sacklochdüse

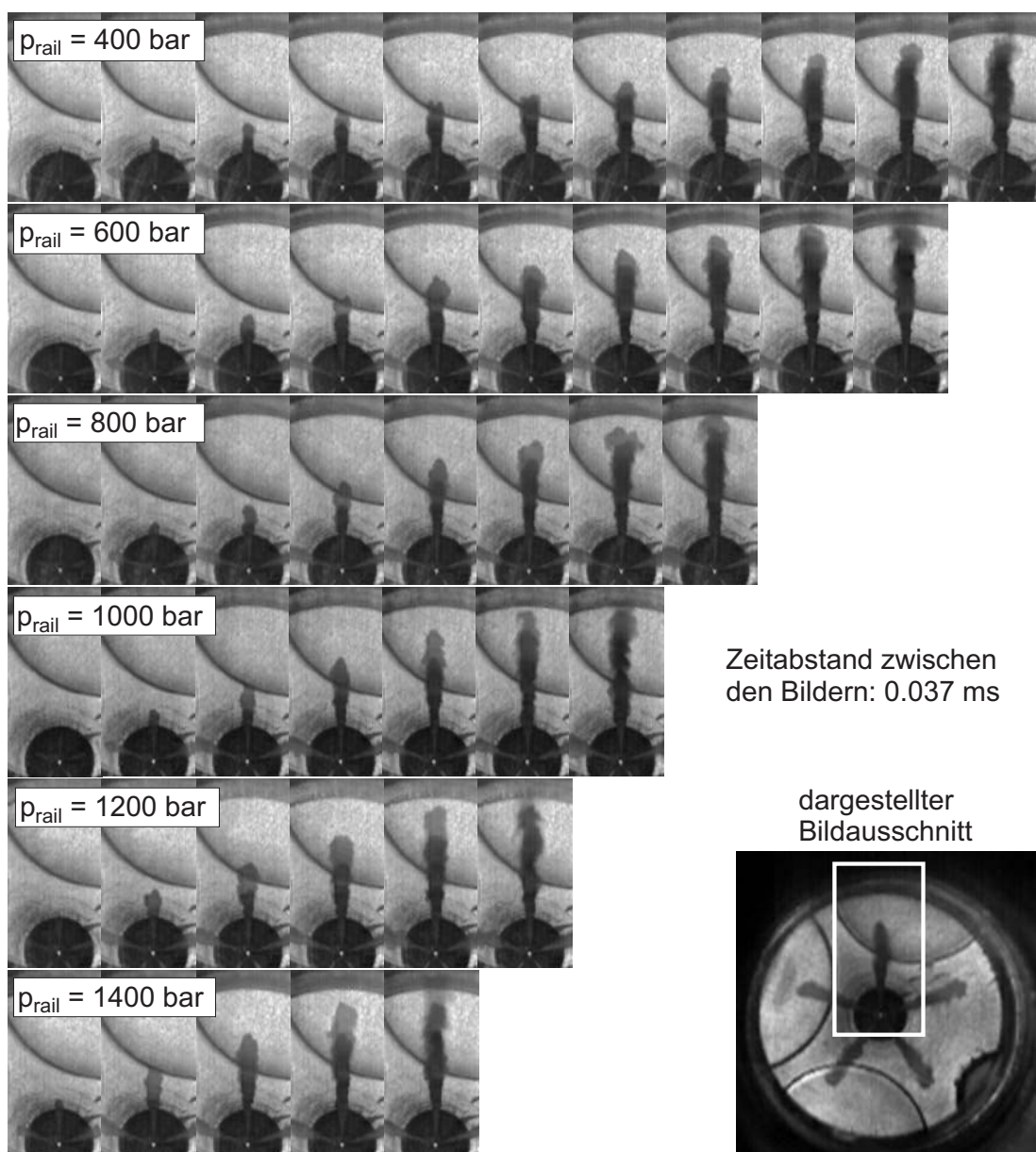


$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Ergebnis der Mie-Streulichtaufnahmen in der unbeheizten Druckkammer

### 6.1.2 Strahlausbreitung bei Raildruckvariation

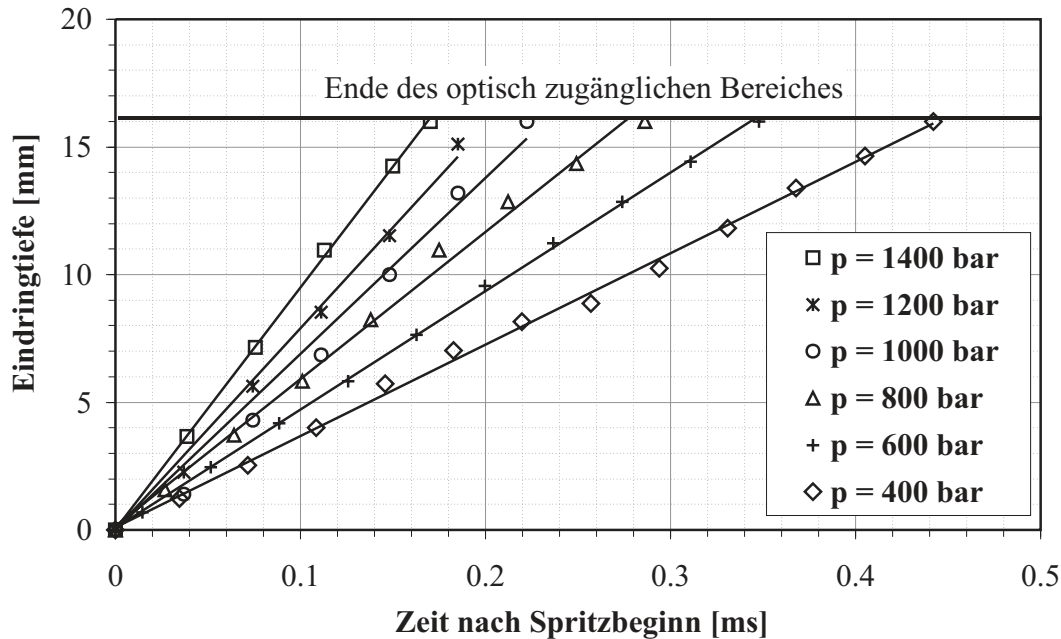
In Abb. 6.5 ist die Ausbreitung der Einspritzstrahlen (Flüssigphase) in der Kolbenmulde der Kompressionsmaschine bei verschiedenen Raildrücken dargestellt. Die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit stieg gemäß Gl. (6.3) mit zunehmendem Raildruck an.

Abbildung 6.5: *Sprayausbreitung in der Kompressionsmaschine bei verschiedenen Raildrücken*



$p_{OT} = 58 \text{ bar}$ ,  $T_{OT} \approx 990 \text{ K}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$ , Bildfrequenz: 27 000 B/s, Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Einspritzung in Stickstoffatmosphäre (ohne Verbrennung)

Abbildung 6.6: Sprayausbreitung bei verschiedenen Raildrücken



$p_{OT} = 58 \text{ bar}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$ ,  $T_{OT} \approx 990 \text{ K}$   
 Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

Die Auswertung der dargestellten Bildsequenzen hinsichtlich der Strahleindringtiefe ist in Abb. 6.6 zu sehen. Vernachlässigt man alle instationären Effekte und setzt  $C_v = \overline{C_v(t)} = \text{konst.}$ , so kann die Strahlausbreitung nach Gl. (6.3) mit folgenden Koeffizienten  $K \cdot C_v$  beschrieben werden:

$$K \cdot C_v = 0.105 + \frac{p_{rail} [\text{bar}]}{22400} \quad (6.4)$$

Daraus ergeben sich Werte  $K \cdot C_v = 0.123 - 0.168$ . Diese erscheinen, im Vergleich zu Literaturwerten (z.B. [HIR90]:  $K \cdot C_v = 0.39$ ), sehr gering. Jedoch muss beachtet werden, dass sich die Düsenadel bei den hier untersuchten Teillastmengen ( $m_b = 8-15 \text{ mg}$ ) nicht vollständig öffnete (Abb. 6.3, S. 88). Dadurch wurde die Strömung am Nadelsitz gedrosselt und eine geringere Austrittsgeschwindigkeit erreicht. Außerdem wurde eine Seriendüse untersucht, bei der eine starke Strömungsumlenkung beim Übertritt des Kraftstoffs in das Düsenloch auftrat. Daraus resultierten hohe Strömungsverluste. In der Literatur wurde dagegen meist mit Einlochdüsen gearbeitet, bei denen das Düsenloch auf der Düsenachse lag. Dies führte zu einer symmetrischen Strömung in das Düsenloch, wodurch höhere  $C_v$ -Werte erreicht wurden.



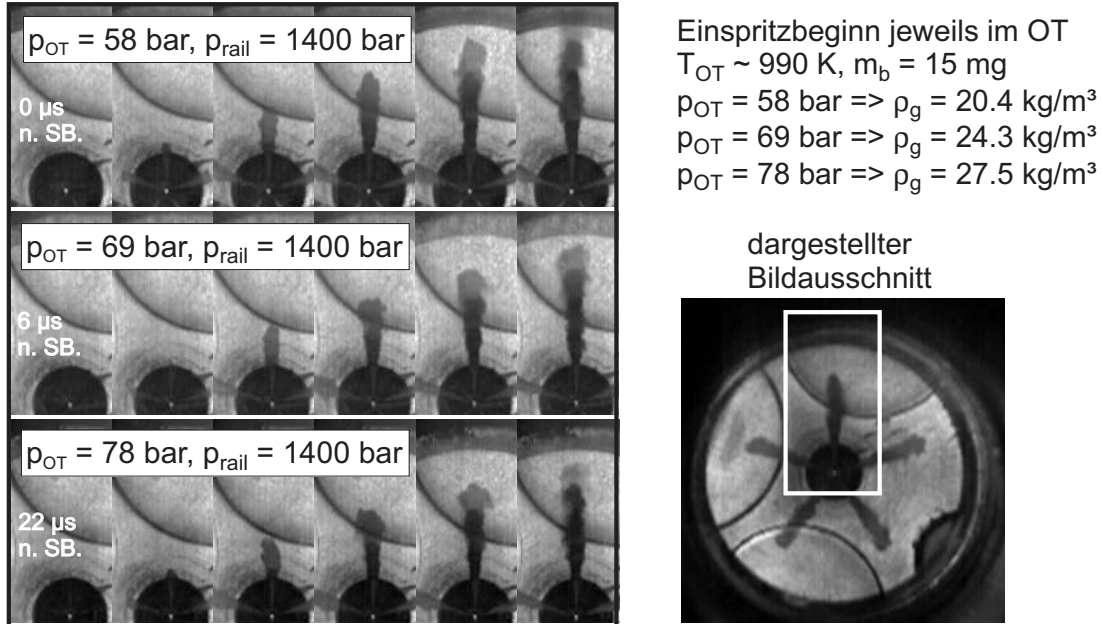
Eine Übertragung des ermittelten Wertes für  $K \cdot C_v$  auf andere Versuche, z.B. mit Piezo-Injektoren, anderen Düsen oder anderen Einspritzmengen, ist, wegen des sich ändernden Verlaufs von  $C_v(t)$ , nicht zulässig. Jede Konfiguration des Einspritzsystems bedarf einer eigenen experimentellen oder numerischen Analyse.

### 6.1.3 Strahlausbreitung bei unterschiedlichen Gasdichten

Die Auswirkungen einer steigenden Gasdichte auf die Strahlausbreitung wurde im Rahmen dieser Arbeit sowohl in der unbeheizten Druckkammer (Abb. 3.2, S. 27) mit Hilfe der Mie-Streulichttechnik, als auch in der Kompressionsmaschine mit dem Schattenverfahren untersucht. In der Kammer wurde der Gasdruck bei Umgebungstemperatur schrittweise von  $p_g = 1$  bar auf  $p_g = 20$  bar erhöht. Dies entspricht einer Dichtevariation von  $\rho_g = 1.2 - 23.6 \text{ kg/m}^3$ . In der Einhubmaschine wurden durch Aufladung, vergleichbar einem Abgasturbolader, drei dieselmotortypische Kompressionsenddrücke ( $p_{OT} = 58$  bar, 69 bar, 78 bar) realisiert. Die Kompressionstemperatur von  $T_{OT} \approx 990 \text{ K}$  blieb konstant wodurch sich drei unterschiedliche Luftdichten ergaben ( $20.4 \text{ kg/m}^3$ ,  $24.3 \text{ kg/m}^3$ ,  $27.5 \text{ kg/m}^3$ ).

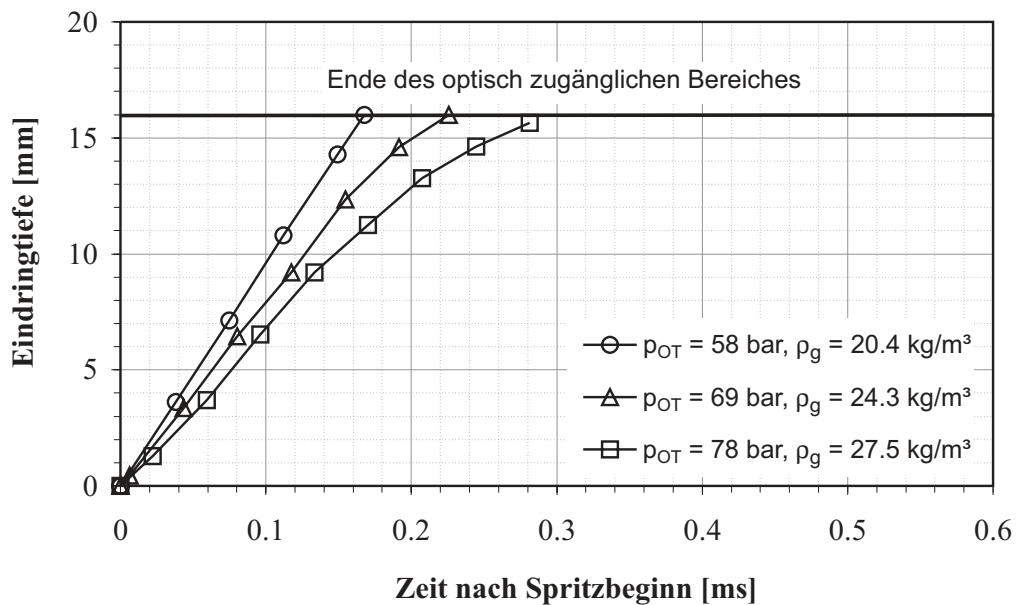
In Abb. 6.7 sind einige Sequenzen aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Dieseleinspritzung in die Kolbenmulde der Kompressionsmaschine bei einem Raildruck von 1400 bar dargestellt. Wie aus Abb. 6.8 zu erkennen ist, sank die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit durch den steigenden Widerstand der Luft von 95 m/s ( $p_{OT} = 58$  bar) auf 71 m/s ( $p_{OT} = 69$  bar) und schließlich auf 56 m/s ( $p_{OT} = 78$  bar). Bei hohen Einspritzdrücken kam es aufgrund von Kavitationseffekten in der Düse und wegen der hohen Relativgeschwindigkeit zwischen dem austretenden Strahl und der Umgebungsluft zu einem schnellen Strahlaufbruch unmittelbar nach Austritt aus der Düse. Dies beschleunigte die Mischung des Kraftstoffs mit der Brennraumluft und führte zu einer früh einsetzenden Abbremsung des Strahls durch Impulsaustausch mit der Gasphase.

Abbildung 6.7: Strahlausbreitung in der Kompressionsmaschine bei verschiedenen Gasdichten und hohen Einspritzdrücken



Bildfrequenz: 27 000 B/s  $\Rightarrow \Delta t = 0.037 \text{ ms}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Mini-sacklochdüse (HD 365), Einspritzung in Stickstoffatmosphäre (ohne Verbrennung)

Abbildung 6.8: Auswertung der Bildsequenzen von Abb. 6.7 hinsichtlich der Strahlausbreitung



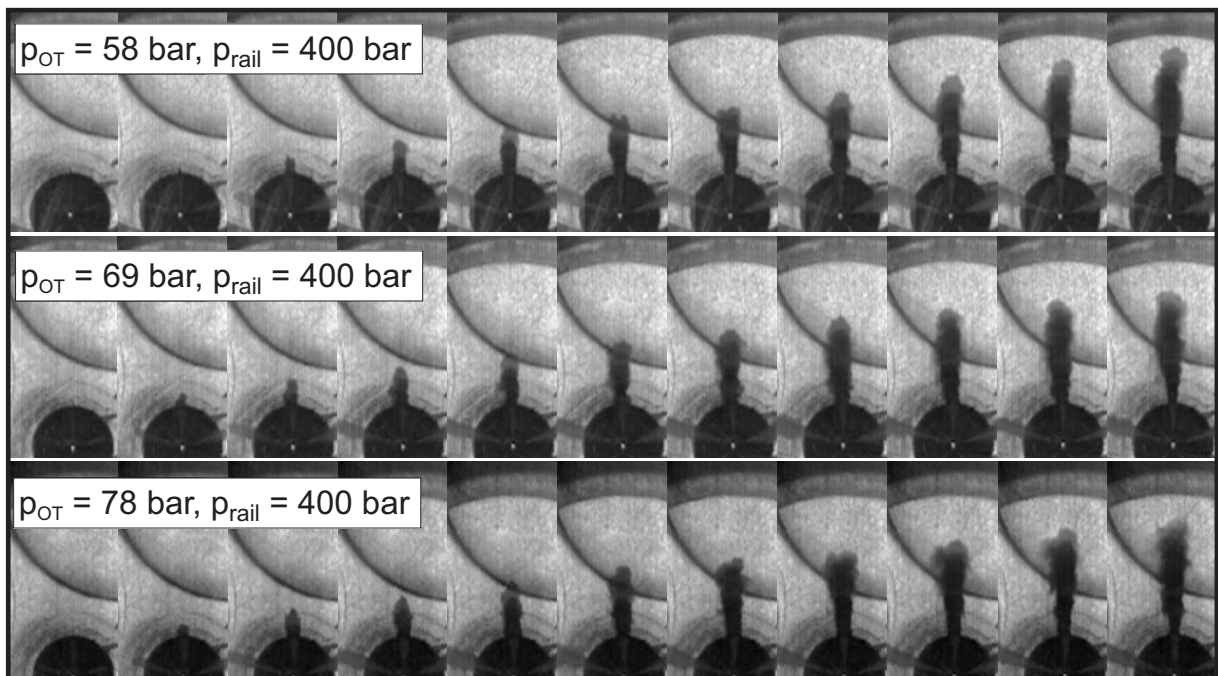
Kompressionsmaschine:  $T_{OT} \approx 990 \text{ K}$ ,  $p_{rail} = 1400 \text{ bar}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$   
 Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

Die Experimente in der Kompressionsmaschine (Abb. 6.8) zeigten, dass bei hohen Einspritzdrücken der Einfluss der Gasdichte auf die Strahlausbreitung im Düsennahbereich nicht vernachlässigt werden kann. Deshalb wurde die Gleichung (6.3) um den empirisch ermittelten Ausdruck  $(27/\rho_g^{1.1})$  erweitert. Daraus ergibt sich für  $p_{rail} > 1000$  bar folgende Gleichung:

$$S(t) = \int_0^t K \cdot C_v(t) \sqrt{\frac{2 \Delta p(t)}{\rho_f}} (27/\rho_g^{1.1}) dt \quad \text{für } 0 < S < 10 \text{ mm} \quad (6.5)$$

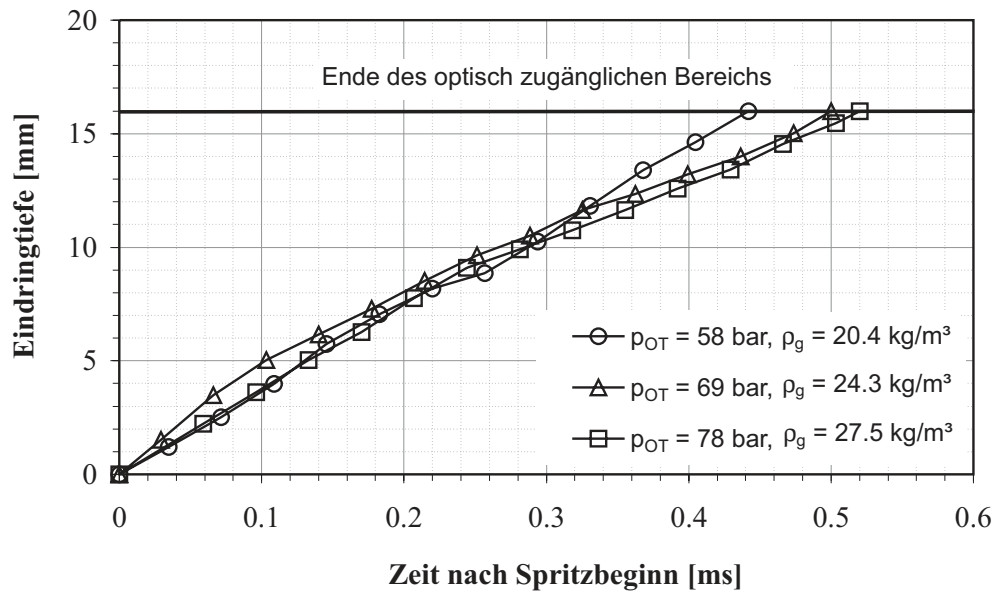
Im Gegensatz zu den obigen Experimenten war bei Einspritzdrücken unter 1000 bar bis zu einer Entfernung von 16 mm vom Düsenloch dagegen kaum ein Einfluss der Luftdichtevariation auf die Strahlausbreitung feststellbar, wie aus den Abbildungen 6.9 und 6.10, hier bei  $p_{rail} = 400$  bar, zu erkennen ist.

Abbildung 6.9: Einfluss der Gasdichte auf die Strahlausbreitung in der Kompressionsmaschine bei geringem Raildruck



$p_{rail} = 400$  bar,  $m_b = 15$  mg,  $T_{OT} \approx 990$  K, Solenoid mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Einspritzung in Stickstoffatmosphäre (ohne Verbrennung)

Abbildung 6.10: Auswertung der Bildsequenzen von Abb. 6.9 hinsichtlich der Strahlausbreitung

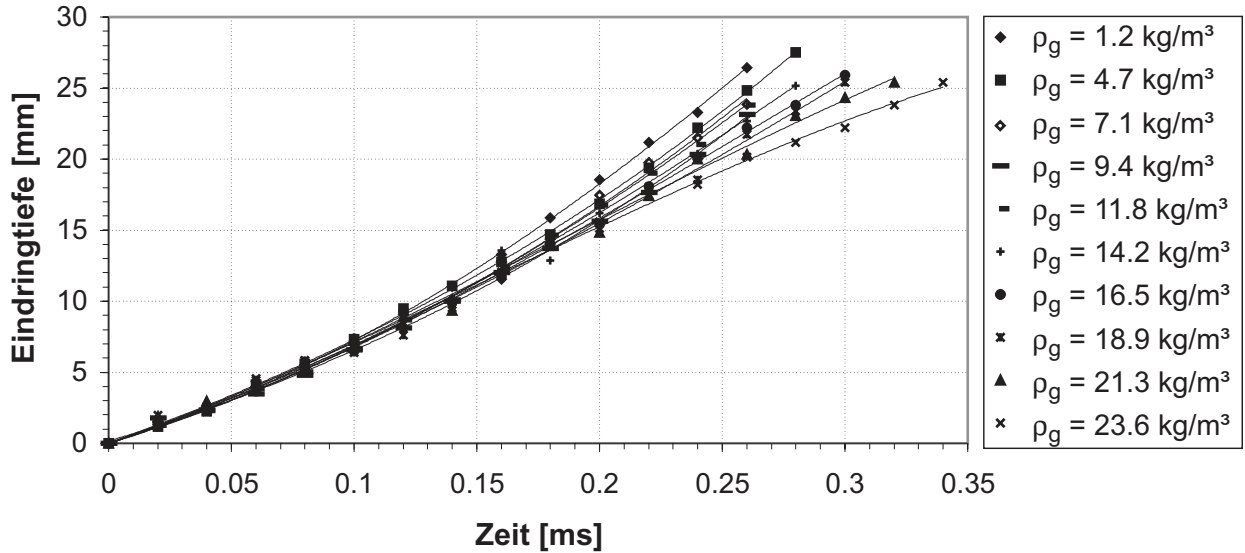


$p_{rail} = 400$  bar,  $m_b = 15$  mg,  $T_{OT} \approx 990$  K, Solenoid mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

Der bei geringen Einspritzdrücken fehlende Einfluss der Gasdichte auf die Strahlausbreitung in Düsen­nähe ist darin begründet, dass der Strahl schlechter zerstäubt wurde. Bis zu einer Entfernung von etwa 10 mm von der Düse lag eine hohe Tropfenkonzentration im Spray vor. Das Volumen der Gasphase im Strahl war im Vergleich zur Flüssigphase sehr gering. Nur die Tropfen in der Sprayspitze und am Strahlrand unterlagen einer direkten Wechselwirkung mit der ruhenden Gasphase und wurden stark abgebremst. Dabei wurde ein „Windschatteneffekt“ induziert, durch den der Luftwiderstand bzw. die aerodynamischen Kräfte auf die Tropfen im Spray zunächst gering blieben. Dies wurde auch bei den später diskutierten PDA-Messungen beobachtet.

Mit zunehmender Eindringtiefe stieg der Lufteintrag in das Spray. Sobald das Volumen der Gasphase über­wog wurde der Strahl durch Impulsaustausch mit der Luftmasse abgebremst. Dies zeigen die in Abb. 6.11 dargestellten Ergebnisse der Mie-Streulichtaufnahmen in der unbeheizten Druckkammer (Abb. 3.1, S. 26), bei denen der Kraftstoff in ruhende Luft eingespritzt wurde. In dieser Druckkammer konnte die Strahlausbreitung ohne Wandkontakt untersucht werden. Auch hier war die Strahleindringtiefe bis ca. 10 mm noch unabhängig von der Gasdichte. Danach nahm die Strahlgeschwindigkeit bei höheren Gasdichten jedoch rasch ab.

Abbildung 6.11: Einfluss der Gasdichte auf die Strahlausbreitung in der Kammer



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $p_g = 1 - 20 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ , Solenoid mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Mittelwerte aus allen Einspritzstrahlen

Aus Abb. 6.11 wird deutlich, dass die Strahlausbreitung  $S(t)$  mit der auf Seite 85 beschriebenen Gl. (6.3) nur bis zu einer Entfernung von ca. 10 mm berechnet werden kann. Bei größeren Entfernungen ergibt sich eine nicht-lineare Abhängigkeit der Strahlausbreitung von der Zeit aufgrund des Impulsaustauschs mit der Gasphase. In der Literatur findet man zahlreiche Gleichungen zur Berechnung der Strahlausbreitung im Düsenfernbereich, d.h. nach vollständigem Strahlaufbruch. Die wichtigsten können dem Kap. A.2.3 (S. 140) im Anhang entnommen werden. Die bekanntesten, von Dent [DEN71], Hiroyasu [HIR90] und von Naber [NAB96], berechnen die Strahlausbreitung wie folgt:

$$S(t) = A1 (\Delta p / \rho_g)^{0.25} (d_0 t)^{0.5} \quad \text{für } t > t_{br} \quad (6.6)$$

$$\text{mit } t_{br} = A2 (\rho_f d_0) (\rho_g \Delta p)^{-0.5}$$

Der Einfluss der Gasdichte wird mit  $\rho_g^{-0.25}$  berücksichtigt und  $t_{br}$  beschreibt die Zeit bis zum vollständigen Strahlaufbruch. Die Konstanten  $A1$  und  $A2$  sind von den Messbedingungen (z.B. Düsengeometrie) abhängig. Dabei wird jedoch nicht beachtet, dass sich die Strömungsverluste in der Düse und damit die Düsenaustrittsgeschwindigkeit gemäß Abb. 6.1 zeitlich ändern. In Gl. (6.6)

gilt stets  $S(t) \sim t^{0.5}$ , wodurch eine Abnahme der Strahlgeschwindigkeit  $\dot{S}(t)$  ab  $t > t_{br}$  voraussagt wird. Aus Abb. 6.11 zeigt sich jedoch, dass der Strahl zum Zeitpunkt  $t = 0.25$  ms nach Spritzbeginn bei einer Dichte von  $\rho_g = 1.2$  kg/m<sup>3</sup> noch weiter beschleunigt wurde ( $v = 159$  m/s) während bei  $\rho_g = 23.6$  kg/m<sup>3</sup> bereits eine Abnahme der Geschwindigkeit auf ca. 80 m/s beobachtet wurde. Deshalb wird die Strahlausbreitung  $S(t)$  für den in Abb. 6.11 untersuchten Bereich der Eindringtiefe bis 27 mm vom Düsenloch mit Gl. (6.6) nicht richtig wiedergeben. Es ist daher notwendig auch hier die Eindringtiefe durch Integration, ähnlich Gl. 6.3 (S. 85), unter Berücksichtigung von  $C_v(t)$  zu ermitteln.

#### 6.1.4 Strahleindringtiefe in Abhängigkeit von der Gastemperatur

Bei der Untersuchung des Temperatureinflusses auf die Strahlausbreitung muss zwischen zwei gegenläufigen Effekten differenziert werden. Einerseits sinkt mit steigender Temperatur die Gasdichte (bei konstant gehaltenem Gasdruck). Durch den geringeren Luftwiderstand steigen die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit und die Eindringtiefe. Andererseits führt eine höhere Gastemperatur auch zu einem höheren Wärmestrom vom Gas zur Flüssigkeit wodurch der Kraftstoff schneller verdampft und die Eindringtiefe abnimmt. Ohne den Einfluss der Verdampfung zeigt die Strahlausbreitung, bei konstanter Düsenaustrittsgeschwindigkeit und -impuls, nur eine Abhängigkeit von der Gasdichte.

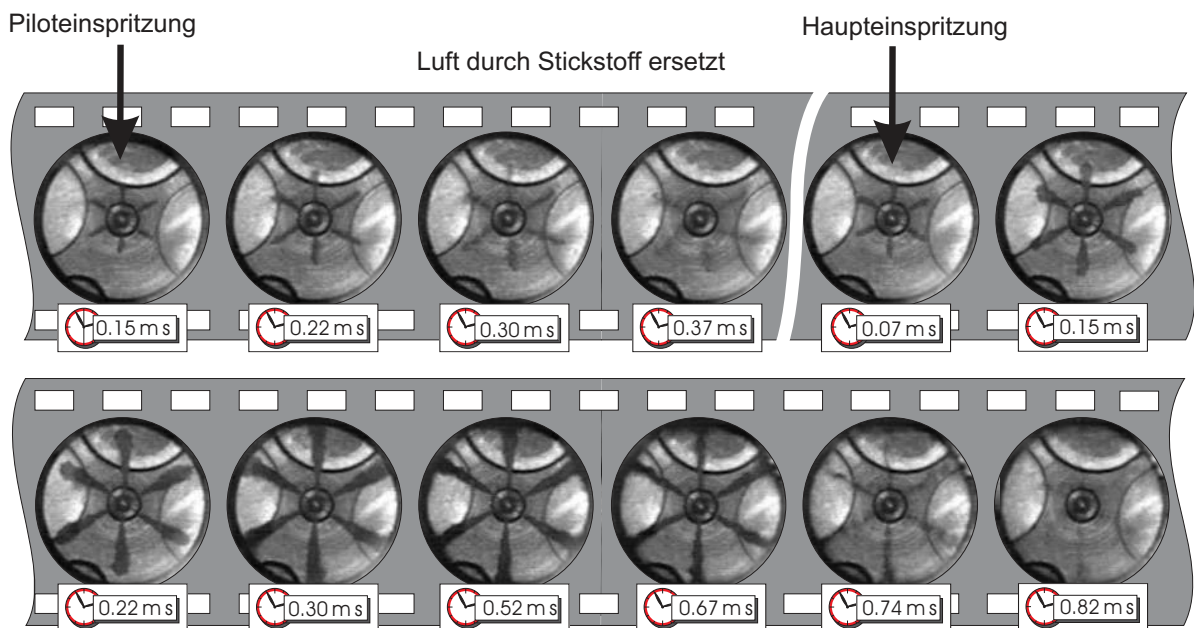
In der Einhubmaschine wurden Versuche bei zwei unterschiedlichen Kompressionstemperaturen durchgeführt. Zunächst wurde die Maschine ohne Beheizung der Zylinderwand und der Kolbenmulde betrieben. Dies entsprach z.B. einem Kaltstart des Dieselmotors (20°C). Dabei wurden Kompressionstemperaturen von 527°C (800 K) erreicht. In einem zweiten Versuch wurde die Zylinderwand auf ca. 100°C und die Kolbenmulde (vgl. Abb. 3.7) auf ca. 190°C elektrisch beheizt. Damit wurden die Wandwärmeverluste erheblich verringert. Gleichzeitig wurde die Ladelufttemperatur von 20°C auf ca. 45°C erhöht. Durch diese Maßnahmen stieg die Kompressionstemperatur, die mit Hilfe einer Druckverlaufsanalyse berechnet wurde, auf etwa 717°C (990 K).

In Abb. 6.12 ist die Strahlausbreitung für einen Versuch mit Voreinspritzung ( $m_b = 1$  mg) bei einer Kompressionstemperatur von 800 K dargestellt. Die Luftdichte betrug  $\rho_g = 25.6$  kg/m<sup>3</sup> im Kompressionsendpunkt der gleichzeitig den Zeitpunkt des Einspritzbeginns darstellte. Die Haupteinspritzung wurde



0.5 ms nach Beginn der Voreinspritzung abgesetzt. Die Luft wurde durch Stickstoff ersetzt um eine Verbrennung zu verhindern.

Abbildung 6.12: Strahlausbreitung ohne Beheizung der Kolbenmulde und der Zylinderwand

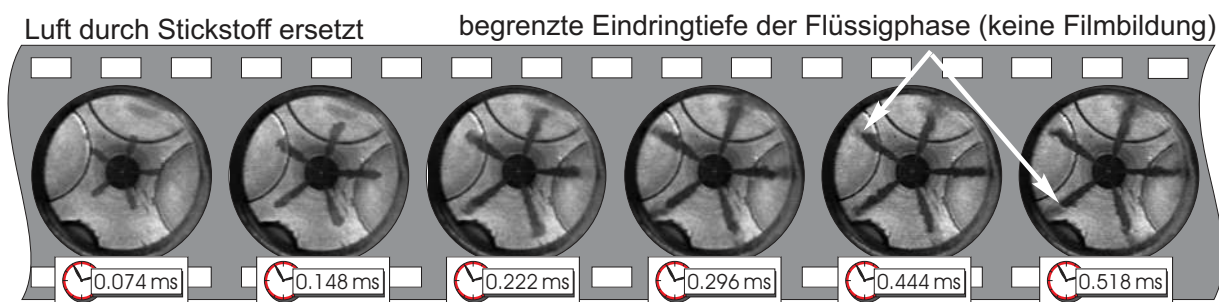


Kompressionsmaschine:  $p_g = 59 \text{ bar}$ ,  $T_g \approx 800 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 25.6 \text{ kg/m}^3$   
 $p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $m_b = 1 \text{ mg} / 14 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse

Man erkennt, dass das Spray der Pilot-Einspritzung die Kolbenmuldenwand nicht erreichte. Es verdampfte vollständig innerhalb von 0.38 ms. Dies ist vor allem auf die geringe Düsenaustrittsgeschwindigkeit und den damit verbundenen schwachen Strahlimpuls zurückzuführen, da sich die Düsenadel bei der Voreinspritzung von 1 mg Kraftstoff nur kurzzeitig um 0.05 mm hob und die Strömung deshalb am Nadelsitz stark gedrosselt wurde (vgl. Abb. 6.1, S. 85). Die Strahlen der Haupteinspritzung ( $m_b = 14 \text{ mg}$ ) trafen dagegen 0.3 ms nach Spritzbeginn auf die Kolbenmuldenwand. Dabei kam es zu einer Benetzung der Wand mit Filmbildung. Dies hatte auch Auswirkungen auf die Verbrennung und lässt höhere Ruß- und HC-Emissionen erwarten [EIS00]. Nach dem Versuch konnten, durch Öffnen der Maschine, Reste des Wandfilms nachgewiesen werden. Da die kalte Muldenwand sich durch die einmalige Verbrennung kaum erwärmte, verdampfte der Wandfilm trotz der hohen Flammentemperaturen nicht vollständig [EIS00].

Bei Versuchen mit höheren Kompressionstemperaturen ( $T_{OT} \approx 990 \text{ K}$ ) konnte eine schnelle Verdampfung des Sprays beobachtet werden. Die Flüssigphase erreichte kaum noch die Muldenwand. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Abb. 6.13 und Abb. 6.14 zeigen, dass der flüssige Kraftstoff nur bis zu einer begrenzten Tiefe in den Brennraum eindrang. Es stellte sich ein Gleichgewichtszustand zwischen dem nachströmenden flüssigen Kraftstoff und der Kraftstoffverdampfung ein, wodurch die Ausbreitung der flüssigen Phase solange gestoppt wurde, bis aufgrund der lokalen Abkühlung die Verdampfungsrate sank und sich die flüssige Phase wieder in Richtung Muldenwand ausbreiten konnte. Besonders deutlich zu erkennen war dies bei hohen Einspritzdrücken, bei denen sich die Kraftstoffzerstäubung zu Gunsten kleinerer Tropfen, die schneller verdampften, verbesserte.

*Abbildung 6.13: Strahlausbreitung mit Beheizung der Kolbenmulde und der Zylinderwand*

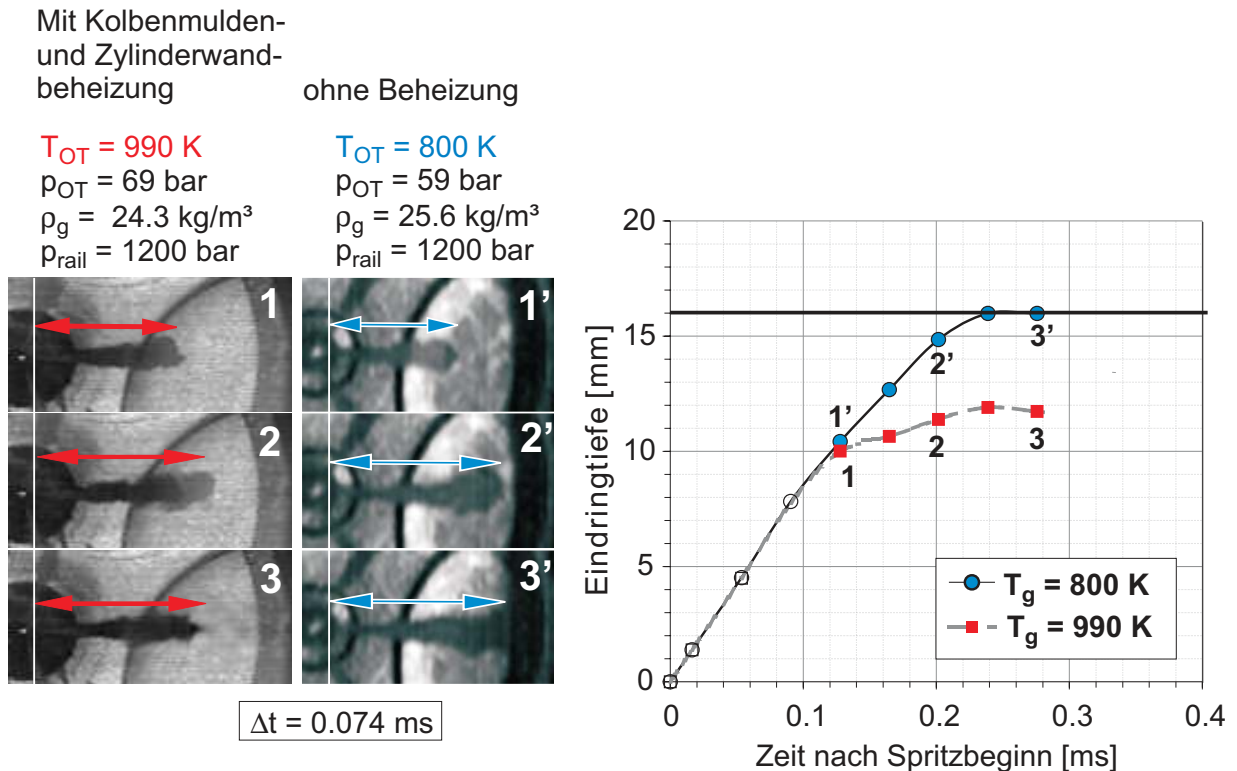


*Kompressionsmaschine:  $p_g = 78 \text{ bar}$ ,  $T_g \approx 990 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 27.4 \text{ kg/m}^3$   
 $p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)*

Da die Temperatur der elektrisch beheizten Kolbenmuldenwand mit  $190^\circ\text{C}$  ( $463 \text{ K}$ ) über der Leidenfrosttemperatur des Kraftstoffs lag, bildete sich beim Auftreffen von Flüssigkeitstropfen auf die Muldenwand ein isolierendes Dampfpolster, das eine Benetzung der Muldenwand mit Flüssigkeit verhinderte. Dieser Effekt kann mit den auf heißen Herdplatten „tanzenden“ Wassertropfen verglichen werden. Der fehlende Flüssigkeitsfilm sollte eine geringere HC- und Ruß-Emissionen zur Folge haben.



Abbildung 6.14: Begrenzte Eindringtiefe der Flüssigphase bei hohen Gastemperaturen



Kompressionsmaschine: Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

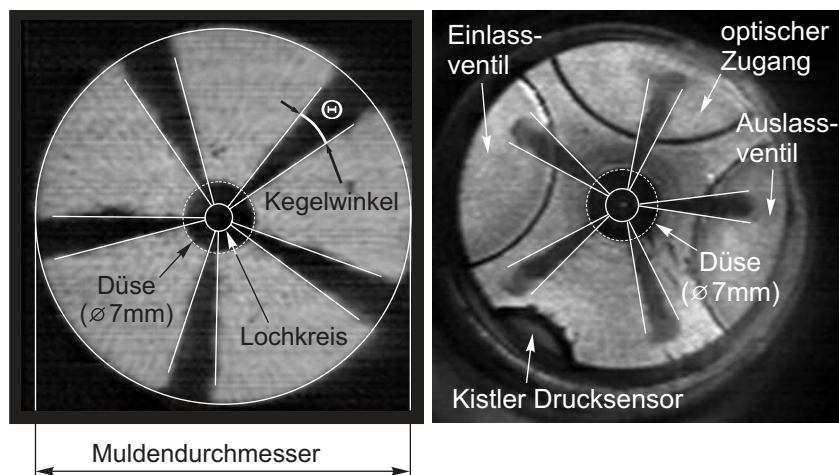
## 6.2 Strahlkegelwinkel

Gemäß Kap. 2.1 ist der Strahlkegelwinkel das wichtigste Merkmal zur Abgrenzung der Zerstäubung vom windinduzierten Zerfall bzw. vom Rayleigh-Zerfall. Der Kegelwinkel und die Eindringtiefe geben Aufschluss über das Volumenverhältnis der Flüssig- und der Gasphase. Steigt der Kegelwinkel bei gleichbleibender Einspritzmenge so deutet dies auf eine bessere Zerstäubung des Strahls und auf eine stärkere Mischung des Kraftstoffs mit der Brennraumluft hin.

Der Kegelwinkel wird gewöhnlich definiert als der Winkel zwischen zwei Linien vom Düsenloch zum Strahlrand über eine Entfernung  $S = 60 \cdot d_0$  (hier  $S \approx 10 \text{ mm}$ ). Eine Schwierigkeit bei der Messung des Strahlkegelwinkels ergibt sich jedoch aus der oft welligen Strahlkontur.

Die Definition des hier diskutierten Strahlkegelwinkels ist deshalb in Abb. 6.15 für zwei verschiedene Aufnahmen dargestellt. Das linke Bild wurde in der unbeheizten Druckkammer bei 20 bar Luftdruck unter Umgebungstemperatur ( $T_g = 295 \text{ K}$ ) mit Hilfe der Schlierenmesstechnik aufgenommen. Es zeigt, aufgrund des Messprinzips, einen deutlich höheren Kontrast des flüssigen Kraftstoffs als das rechte Bild, das mit der unempfindlicheren Schattenmethode in der Einhubmaschine aufgenommen wurde.

Abbildung 6.15: Definition des Strahlkegelwinkels

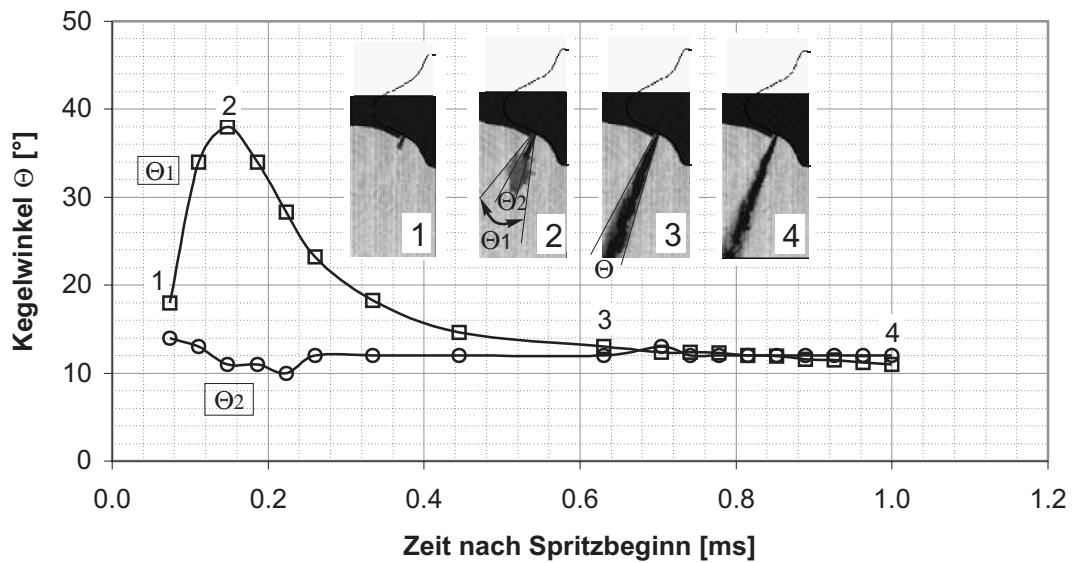


linke Seite: Schlierenaufnahme in der unbeheizten Druckkammer,  $p_g = 20 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$   
 rechte Seite: Schattenaufnahme in der Kompressionsmaschine,  $p_{OT} = 78 \text{ bar}$ ,  $T_{OT} \approx 990 \text{ K}$

Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in der Druckkammer und in der Kompressionsmaschine zeigt, dass sich der Kegelwinkel zeitlich änderte. Unmittelbar nach Spritzbeginn stieg der Kegelwinkel rasch auf einen Maximalwert und näherte sich dann langsam (asymptotisch) einem nahezu konstanten Wert. Dies wurde auch von anderen Autoren beobachtet [DAN97, NAB96, EIF90, KOO97]. Deshalb ist für einen korrekten Vergleich der Kegelwinkel zweier Messungen stets die Angabe des Zeitpunktes nach Spritzbeginn erforderlich.

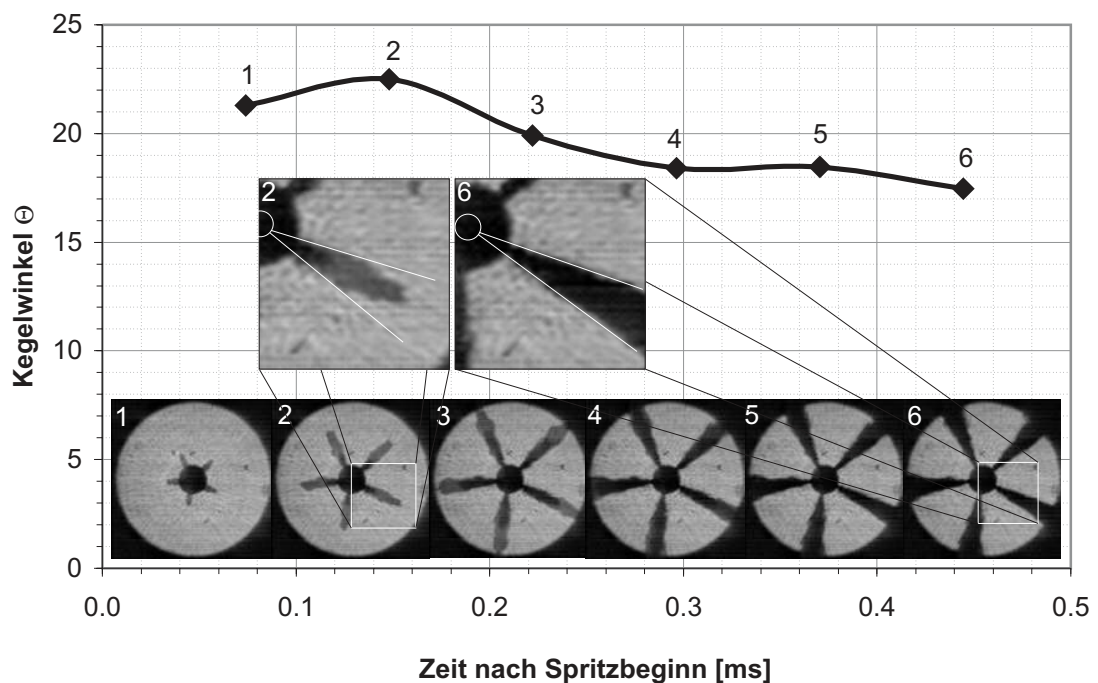
Wie aus Abb. 6.16 ersichtlich ist, kam es bei geringen Gasdichten (hier  $\rho_g = 1.2 \text{ kg/m}^3$ ) zu einem Aufpilzen des Strahls unmittelbar nach dem Austritt aus der Düse. Der dabei auftretende Kegelwinkel  $\Theta_1$ , gemessen als Tangente zum Sprayrand näherte sich asymptotisch dem Kegelwinkel  $\Theta_2$  des Strahls am Düsenloch. Auch bei höheren Gasdichten trat der größte Kegelwinkel kurz nach Spritzbeginn auf, Abb. 6.17.

Abbildung 6.16: Aufpilzen des Strahls bei niedrigen Gasdichten



Druckkammer:  $p_g = 1 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 1.2 \text{ kg/m}^3$ ,  $p_{rail} = 400 \text{ bar}$   
 $m_b = 10 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365)

Abbildung 6.17: Typischer zeitlicher Verlauf des Strahlkegelwinkels bei hohen Gasdichten



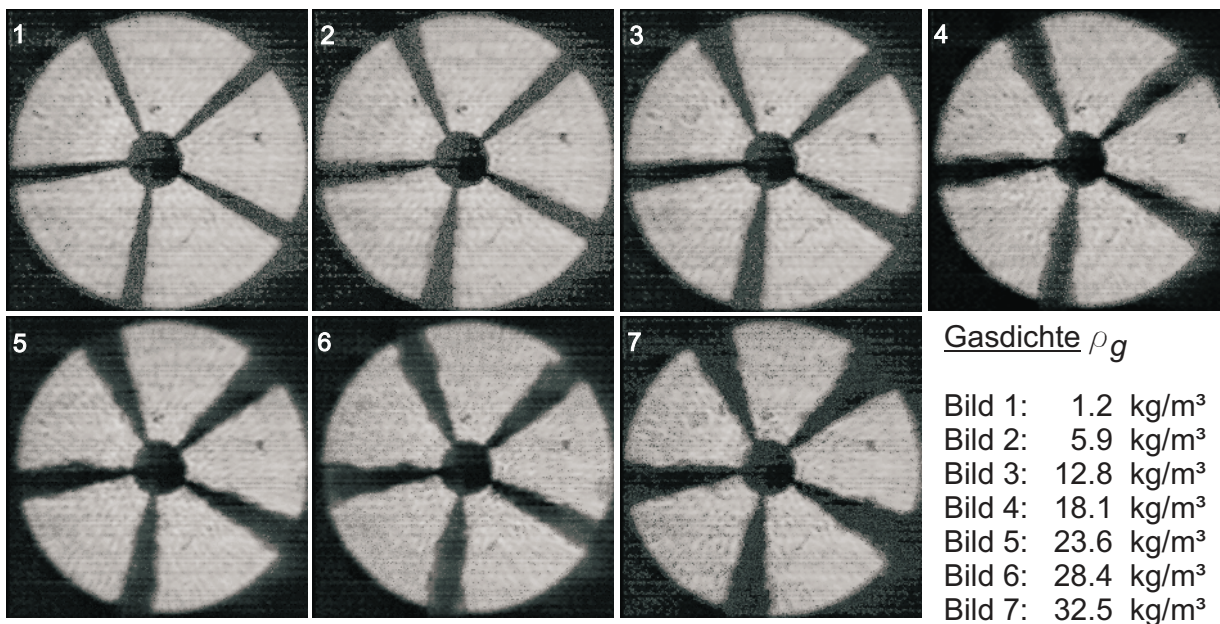
Druckkammer:  $p_g = 24 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 28.3 \text{ kg/m}^3$ ,  $p_{rail} = 700 \text{ bar}$   
 $m_b = 10 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365)

### 6.2.1 Einfluss der Gasdichte auf den Kegelwinkel

Der Einfluss der Luftdichte auf den Strahlkegelwinkel wurde in der unbeheizten Druckkammer mit Hilfe der Schlierenmethode untersucht. Dabei wurde der Luftdruck in der Kammer schrittweise von Umgebungsdruck (1 bar) auf 27.5 bar erhöht. Demzufolge stieg die Luftdichte von  $\rho_g = 1.2 \text{ kg/m}^3$  auf  $\rho_g = 32.5 \text{ kg/m}^3$ .

Ein Vergleich der Strahlbilder aus diesen Untersuchungen ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Die Bilder zeigen eine Kraftstoffeinspritzung bei einem Raildruck  $p_{rail} = 700 \text{ bar}$  in die ruhende Luft der Druckkammer für verschiedene Luftdichten zum Zeitpunkt  $t = 0.3 \text{ ms}$  nach Spritzbeginn.

Abbildung 6.18: Vergleich der Strahlkegelwinkel bei verschiedenen Luftdichten



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365),  $t = 0.3 \text{ ms}$  n. SB, unbeheizte Druckkammer (vgl. Abb. 3.1)

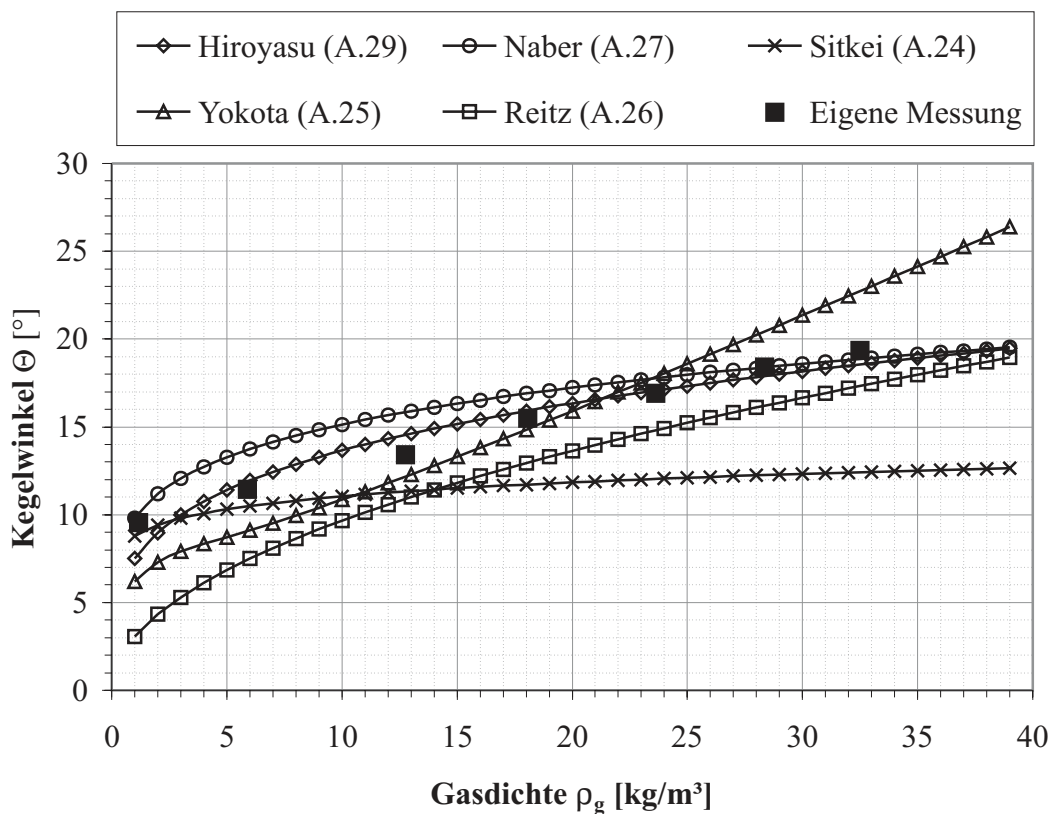
Die Zunahme des Strahlkegelwinkels mit steigender Luftdichte trat sowohl bei Sitzloch- als auch bei Sacklochdüsen auf. Ursache hierfür war eine verstärkte Wechselwirkung der Flüssigphase mit der Gasphase aufgrund der gestiegenen aerodynamischen Kräfte.

Zur Auswertung der Versuche wurden jeweils die Mittelwerte der Kegelwinkel aus allen Einspritzstrahlen gebildet und in nachfolgender Abb. 6.19 über der



Luftdichte aufgetragen. Zum Vergleich wurden die theoretischen Verläufe eingezeichnet, die mit Hilfe der empirischen Gleichungen (A.24) - (A.29) aus der Literatur [HIR90, NAB96, SIT64, YOK77, REI79/2] berechnet wurden. Diese sind in Kap. A.2.4 im Anhang auf Seite 145 beschrieben. Die Zunahme des Kegelwinkels wird durch die meisten empirischen Gleichungen richtig wiedergegeben, wobei die Gleichung von Hiroyasu mit der Abhängigkeit  $\Theta \sim \rho_g^{0.25}$  den hier gemessenen Verlauf am besten trifft.

Abbildung 6.19: Zunahme des Kegelwinkels bei steigender Gasdichte

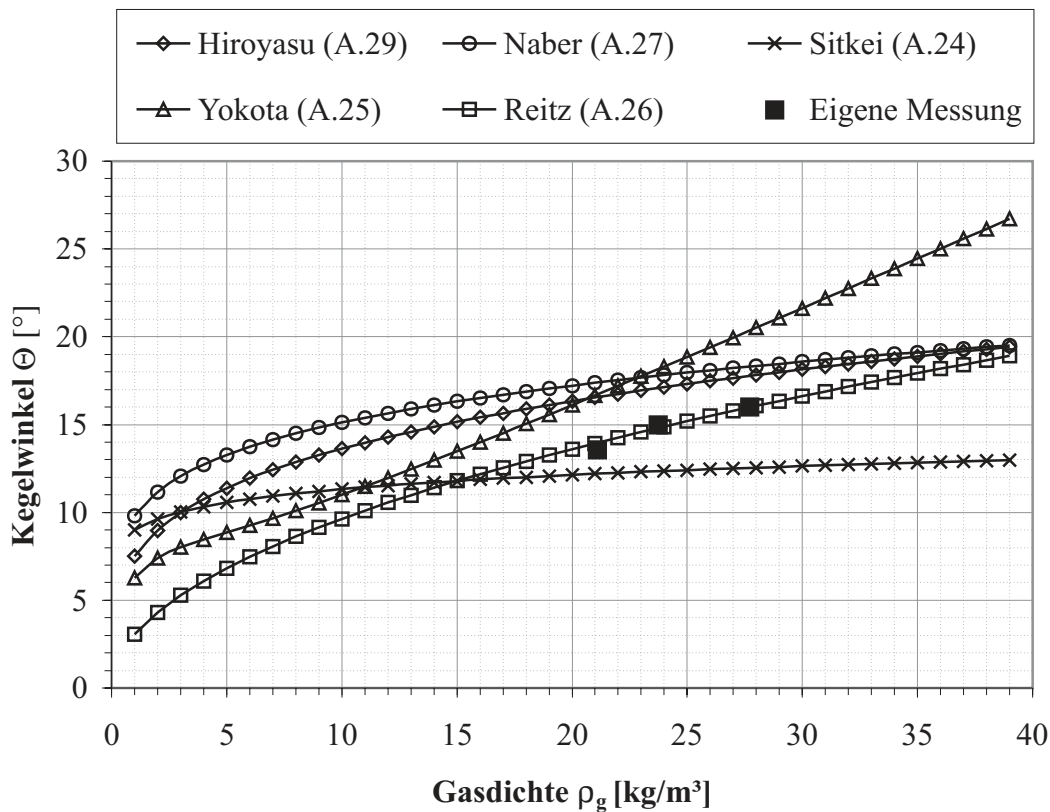
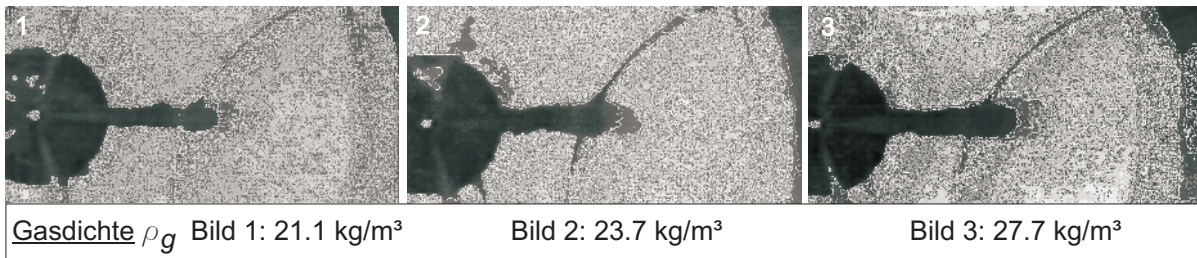


Druckkammer:  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1\text{-}27.5 \text{ bar}$ ,  $p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$   
 $t = 0.3 \text{ ms n. SB}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365)

Neben den Versuchen in der Druckkammer wurden auch Untersuchungen bei motortypischen Betriebspunkten in der Einhubmaschine durchgeführt. Bei konstantem Verdichtungsverhältnis wurden durch Variation des Ladedrucks drei verschiedene Luftdichten im Kompressionsendpunkt erzeugt. Die Kraftstoffeinspritzung wurde jeweils beim Erreichen des oberen Totpunktes gestartet. In Abb. 6.20 sind verschiedene Einzelbilder aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sowie die Ergebnisse der zeitlich gemittelten Kegelwinkel zu sehen. Die Gleichung von Reitz und Bracco (A.26) trifft unter den motorähnlichen

Bedingungen sehr gut die gemessenen Werte. Dagegen berechnet die Gleichung von Hiroyasu (A.29) hier zu große Werte.

Abbildung 6.20: Vergleich der Strahlkegelwinkel in heißer Atmosphäre bei verschiedenen Kompressionsdrücken (0.185 ms n. SB.)



$T_g \approx 990 \text{ K}$ ,  $p_g = 59 \dots 79 \text{ bar}$ ,  $p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Kegelwinkel über Spritzdauer gemittelt

Die, im Vergleich zu den Experimenten in der unbeheizten Druckkammer, etwas kleineren Strahlkegelwinkel sind einerseits auf das Verdampfen der kleinen Kraftstofftropfen im Sprayrandbereich zurückzuführen. Andererseits kam es durch die Kraftstoffverdampfung zu einer Abkühlung der Gasphase im Spray, die zu einer Kontraktion des Strahl führen kann.

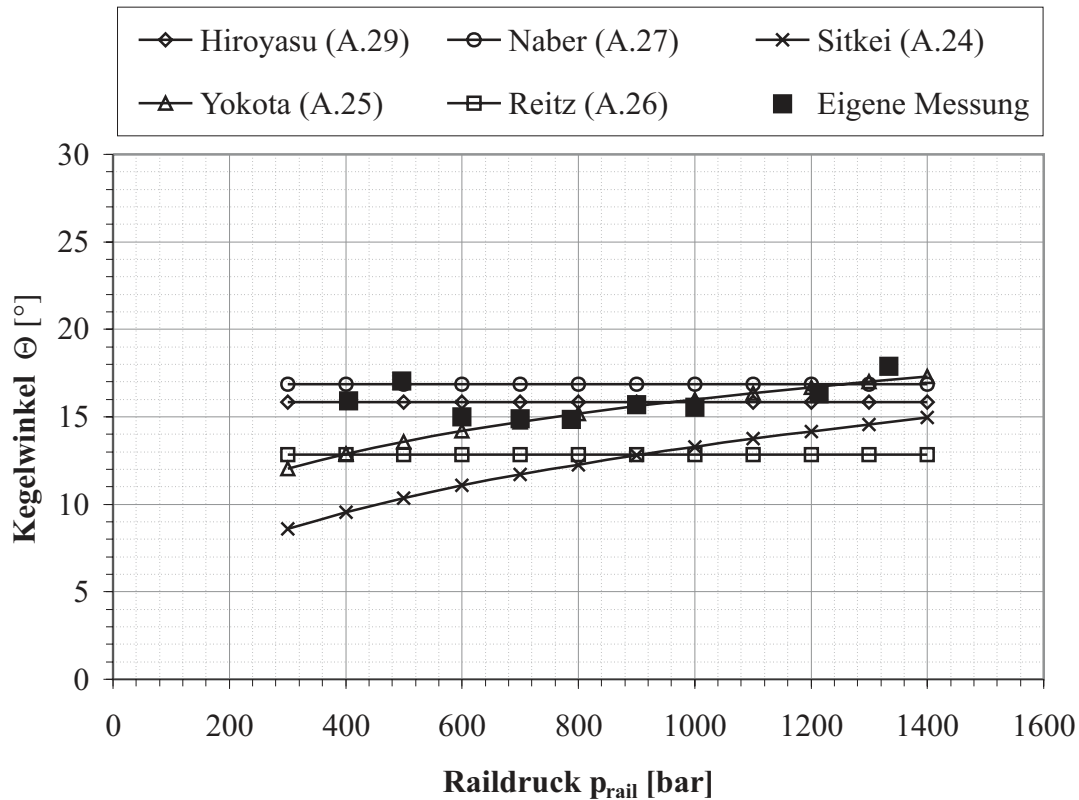
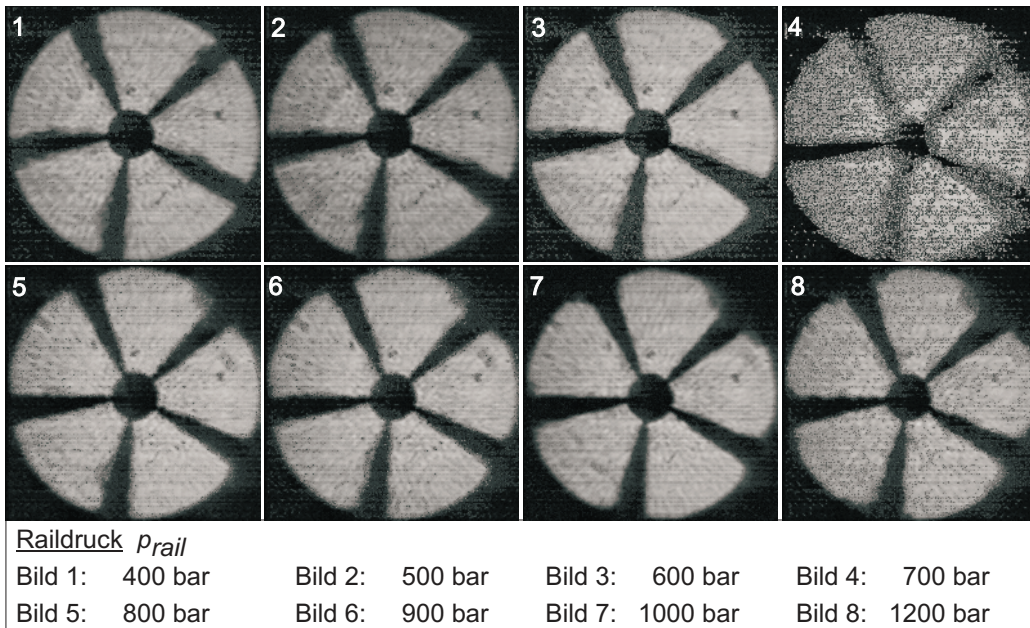
### 6.2.2 Einfluss des Einspritzdrucks auf den Kegelwinkel

Der Einfluss des Einspritzdrucks auf den Strahlkegelwinkel wurde ebenfalls in der unbeheizten Druckkammer untersucht. Bei konstanter Luftdichte und konstanter Einspritzmenge wurde der Raildruck schrittweise von 400 bar bis auf 1350 bar gesteigert.

Wie aus den Schlierenaufnahmen in Abb. 6.21 ersichtlich ist, wirkte sich eine Raildrucksteigerung, die eine Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit gemäß Gl. (6.3) und eine bessere Zerstäubung zur Folge hat, kaum auf den Kegelwinkel aus. Auch in den empirischen Gleichungen anderer Autoren wird das treibende Druckgefälle meist nicht berücksichtigt. Nur Sitkei (A.24) und Yokota (A.25) konnten eine Zunahme des Kegelwinkels mit steigendem Einspritzdruck beobachten.

Weitere Untersuchungen zum Einfluss des Raildrucks auf den Spraykegelwinkel wurden in der Kompressionsmaschine durchgeführt. Dabei blieb sowohl der Kompressionsenddruck als auch die Kompressionsendtemperatur und somit die Luftdichte konstant, während der Raildruck von 400 bar auf 1400 bar gesteigert wurde. Der wesentliche Unterschied zu den eben vorgestellten Kammerversuchen lag in der motorrealistischen Kompressionstemperatur von ca. 990 K und der damit einhergehenden Verdampfung des Kraftstoffs, sowie in der vorhandenen Luftbewegung (Quetschströmung). Eine Drallströmung wurde bei diesen Versuchen bewusst vermieden. Die in den Abbildungen 6.22 und 6.23 dargestellten Ergebnisse bestätigen die Erkenntnisse aus den Kammerversuchen und zeigen, dass der Kegelwinkel auch unter motorähnlichen Bedingungen unabhängig vom Raildruck ist. Aufgrund der Verdampfung des Kraftstoffs lag der Kegelwinkel, trotz höherer Luftdichte, etwas niedriger als bei den Versuchen in der unbeheizten Kammer (vgl. Abb. 6.21).

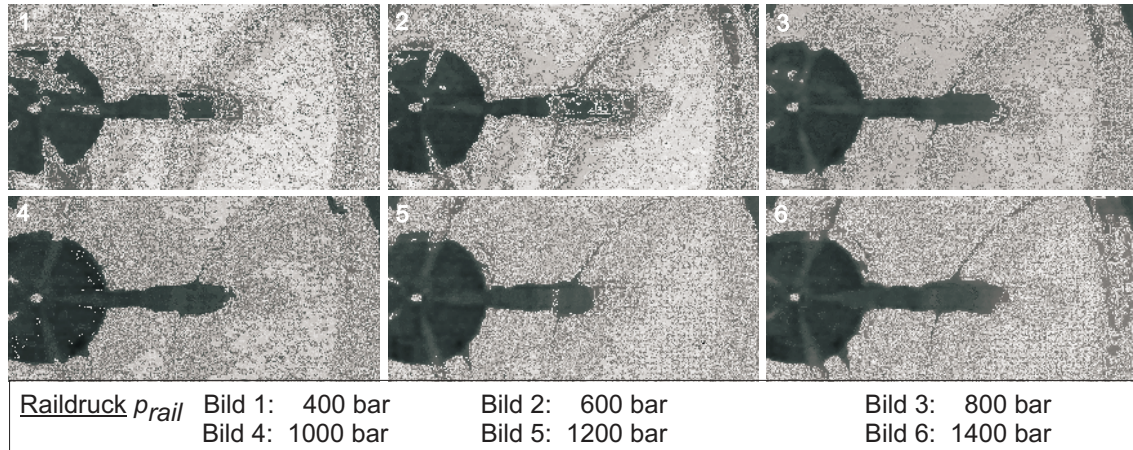
Abbildung 6.21: Vergleich der Strahlkegelwinkel bei verschiedenen Einspritzdrücken



Druckkammer:  $p_g = 14.4 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 17 \text{ kg/m}^3$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$   
 Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365),  $t = 0.3 \text{ ms n. SB}$

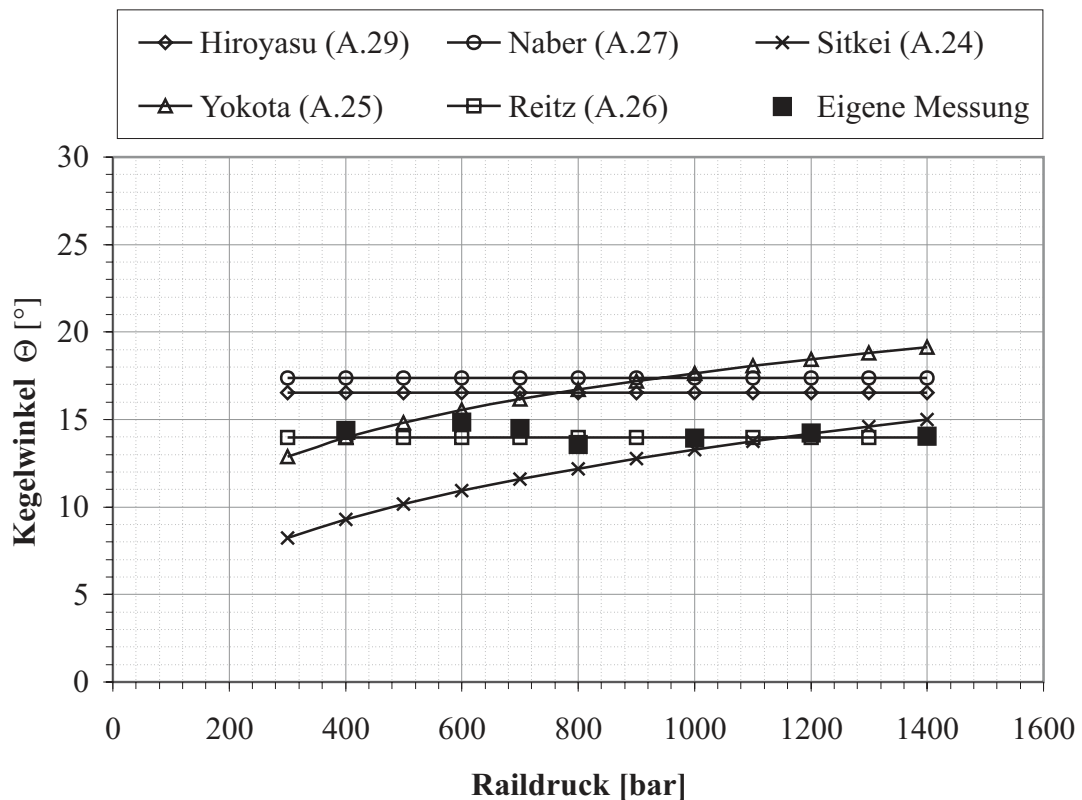


Abbildung 6.22: Vergleich der Strahlkegelwinkel in heißer Atmosphäre bei verschiedenen Einspritzdrücken (Aufnahme durch den Kolbenboden der Einhubmaschine)



$p_g = 59 \text{ bar}$ ,  $T_g \approx 990 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 21.1 \text{ kg/m}^3$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365),  $t = 0.185 \text{ ms n. SB}$

Abbildung 6.23: Vergleich der Strahlkegelwinkel in der Kompressionsmaschine bei verschiedenen Einspritzdrücken



$p_g = 59 \text{ bar}$ ,  $T_g \approx 990 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 21.1 \text{ kg/m}^3$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Kegelwinkel über Spritzdauer gemittelt

## 7 Mikroskopische Strahlgrößen

Im Gegensatz zu den makroskopischen Strahlgrößen, die vor allem die räumliche und zeitliche Verteilung des Kraftstoffs im Brennraum beschreiben, geben die mikroskopischen Strahlgrößen, wie z.B. die Größe und die Geschwindigkeit der Tropfen, auch Aufschluss über die Qualität der Zerstäubung und erlauben eine Beurteilung der physikalischen Vorgänge innerhalb des Sprays. In der vorliegenden Arbeit wurden die Tropfen mit der in Kap. 4.4 (S. 55) beschriebenen Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) vermessen.

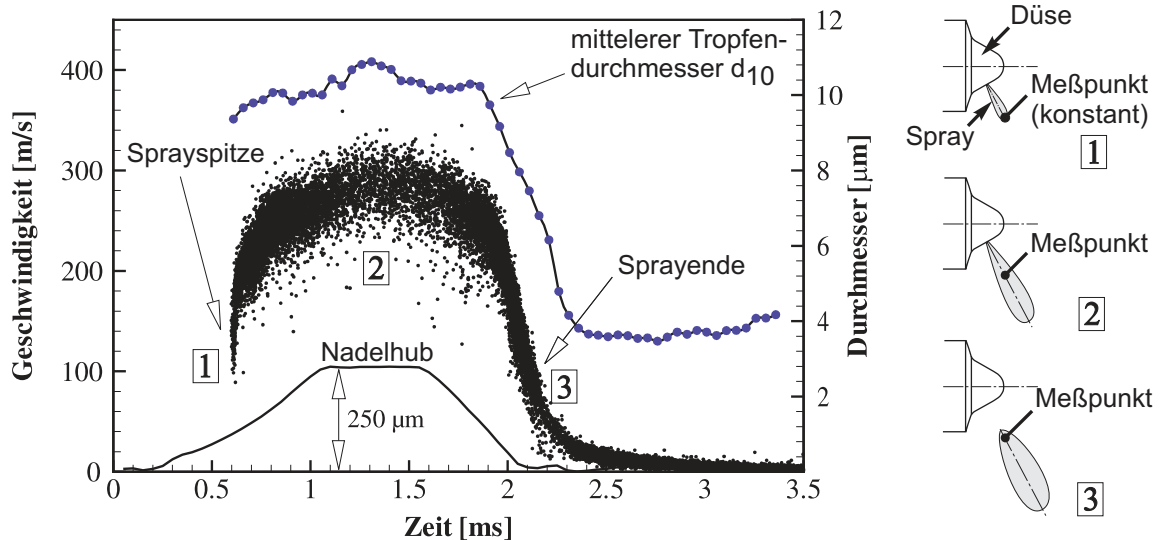
### 7.1 Sprayanalyse unter atmosphärischen Bedingungen

Die Mehrzahl aller in der Literatur veröffentlichten PDA-Messungen an Dieselsprays wurde unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt, z.B. [HUN97, ARA99, KOO97]. Dies hat den Vorteil eines vereinfachten Messaufbaus und einer leichteren Justage der Optik und liefert meist intensivere Streulichtsignale sowie eine höhere Datenrate bei Messungen mit der Phasen-Doppler-Anemometrie. Auch in dieser Arbeit wurde das Spray zunächst unter Umgebungsdruck analysiert um einen Überblick über die Verteilung der Tropfengröße und -geschwindigkeit im Spray unter moderatem Einfluss der Gasphase zu gewinnen.

#### 7.1.1 Zeitlicher Verlauf der Tropfengröße und -geschwindigkeit

In Abbildung 7.1 ist der zeitliche Verlauf der Tropfengeschwindigkeit und des mittleren Tropfendurchmessers auf der Sprayachse zu sehen, wie er typischerweise bei der Einspritzung in ruhende Luft unter atmosphärischen Bedingungen ( $p_g = 1$  bar) beobachtet wurde. In der Sprayspitze (das sind, zeitlich gesehen, die ersten gemessenen Tropfen) traten stark unterschiedliche Geschwindigkeiten auf, hier von ca. 100 m/s bis zu 200 m/s. Die Tropfen in der Sprayspitze wurden durch den Impulsaustausch mit der Luft abgebremst. Die Luft ihrerseits wurde beschleunigt, so dass die nachfolgenden Tropfen eine geringere Relativgeschwindigkeit zur Luft aufwiesen. Die Tropfen flogen sozusagen im „Wind Schatten“ der Sprayspitze wodurch die Trägheitskräfte der Luft moderat blieben. Die höchsten Tropfengeschwindigkeiten traten deshalb hinter der Sprayspitze auf. Dies impliziert, dass diese schnelleren Tropfen die langsamer fliegenden Tropfen in der Sprayspitze einholten und/oder überholten und damit die zum Teil sehr hohen Geschwindigkeiten in der Sprayspitze hervorriefen.

Abbildung 7.1: Verlauf der Tropfengeschwindigkeit und -größe auf der Sprayachse



$p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $m_b = 34 \text{ mg}$ ,  $T_g \approx 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , Solenoid-Injektor mit 6-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), 20.000 Tröpfchen, Messpunkt 20 mm unterhalb des Düsenlochs

Solange sich der Nadelhub (und der Raildruck) nicht änderte, stellte sich eine konstante, stationäre Ausströmgeschwindigkeit aus der Düse und damit eine konstante mittlere Tropfengeschwindigkeit ein. Dies ist in Abb. 7.1 am „Plateau“ im Verlauf der Tropfengeschwindigkeit zu erkennen. Die Geschwindigkeit wurde dabei im wesentlichen nur vom treibenden Druckgefälle  $\Delta p$  und vom Druckverlust ( $C_d$ ) innerhalb der Düse bestimmt. Letzterer ist, wie wir aus Abb. 6.1 (S. 85) wissen, stark vom Nadelhub abhängig.

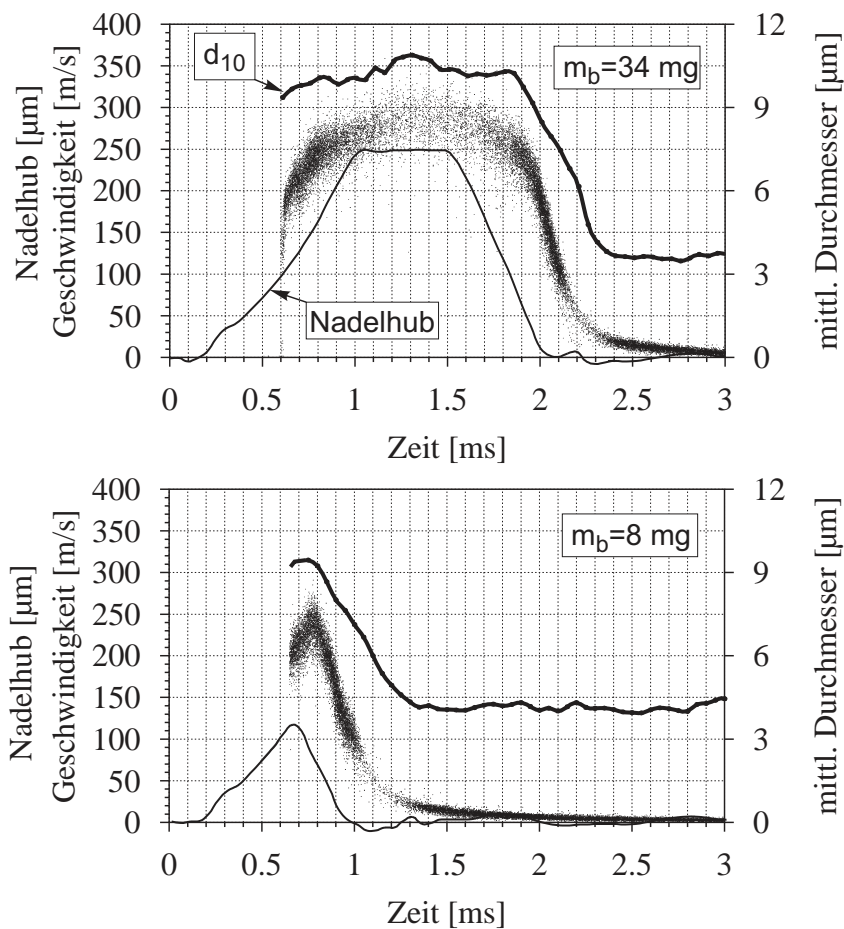
Der Verlauf der zeitlich gemittelten Tropfengröße ( $d_{10}$ ) korrelierte mit dem Verlauf der Tropfengeschwindigkeit. Die größten Tropfen hatten die größte Geschwindigkeit und umgekehrt. Bei erhöhter Gasdichte, bei der die Tropfenkoaleszenz zunehmend an Einfluss gewinnt, zeigte die Tropfengeschwindigkeit eine geringere Abhängigkeit von der Tropfengröße.

Das Sprayende wurde in Abb. 7.1 nach etwa 2.5 ms erreicht. Alle danach noch aufgetretenen Streulichtsignale wurden durch den „Tropfennebel“ hervorgerufen der bei der Einspritzung in die Druckkammer entstand. Man erkennt, dass dieser „Nebel“ eine vernachlässigbare Geschwindigkeit besaß und aus Tropfen von ca. 4  $\mu\text{m}$  Durchmesser bestand.

### 7.1.2 Einfluss des Nadelhubs und der Injektorsteuerung

Nachfolgend sind die Verläufe der Tropfengröße und -geschwindigkeit auf der Sprayachse von zwei Versuchen unter atmosphärischem Druck gegenübergestellt, die sich nur in der eingespritzten Kraftstoffmenge unterschieden. In der oberen Hälfte der Abb. 7.2 ( $m_b = 34$  mg) hob sich die Nadel durch die lange Bestromungsdauer bis zum Anschlag. In der unteren Hälfte wurde die Bestromungs- bzw. Nadelöffnungsdauer soweit verkürzt, dass nur 8 mg Kraftstoff austraten. Dadurch erreichte die Nadel nicht mehr den vollen Hub und ein Großteil des Kraftstoffs verließ die Düse stark gedrosselt. Die höheren Druckverluste in der Düse führten zu einer geringeren Strahl- bzw. Tropfengeschwindigkeit und zu einer etwas kleineren Tropfengröße als bei vollem Nadelhub.

Abbildung 7.2: Einfluss des Düsennadelhubes auf die Tropfengeschwindigkeit

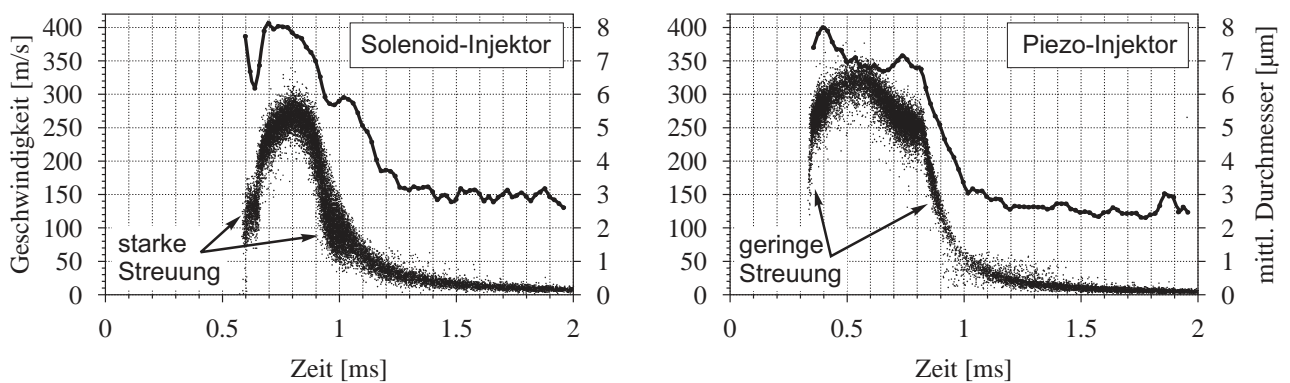


$p_{rail} = 600$  bar,  $T_g = 295$  K,  $p_g = 1$  bar, Solenoid-Injektor mit 6-Loch-Sitzlochdüse (HD 365),  
Messpunkt auf der Sprayachse 20 mm unterhalb des Düsenlochs

Aufgrund der kleineren Einspritzmenge und der niedrigeren mittleren Tropfengeschwindigkeit besaß das Spray mit der Teillasteinspritzmenge (8 mg) einen geringeren Strahlimpuls und eine geringere kinetische Energie.

Da der wesentliche Unterschied zwischen dem Solenoid- und dem Piezo-Injektor in der Nadelhubcharakteristik lag (vgl. Abb. 3.13, S. 44), unterschieden sich die Sprays der beiden Injektoren gemäß obiger Erkenntnis vor allem in der Tropfengeschwindigkeit, Abb. 7.3. Der Piezo-Injektor erzeugte im untersuchten Betriebszustand (atmosphärischer Druck!), trotz gleicher Düse, gleichem Raildruck und identischer Einspritzmenge, eine um bis zu 60 % höhere mittlere Tropfengeschwindigkeit und etwas kleinere Tröpfchen.

Abbildung 7.3: Vergleich zwischen Solenoid- und Piezo-Injektor



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$   
 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Messpunkt 20 mm u. dem Düsenloch

Durch den höheren Sprayimpuls vermischte sich der Kraftstoff beim Piezo-Injektor intensiver mit der Luft. In Verbindung mit der sich ergebenden höheren Einspritzrate führte dies zu einer schnelleren Gemischaufbereitung innerhalb der Zündverzugszeit und folglich zu einem Anstieg der vorgemischten Verbrennung. Diese war verantwortlich für die beim Piezo-Injektor durch den Projektpartner IMH<sup>7</sup> am realen Motor gemessenen steileren Zylinderdruckgradienten (Verbrennungsgeräusch) und für die höheren Verbrennungstemperaturen, wodurch die Stickoxidemissionen stiegen [IMH97]. Gleichzeitig sank aber die Partikelemission. Der schneller öffnende Piezo-Injektor scheint daher für solche Brennverfahren geeignet, die auf eine rußarme Verbrennung abzielen

<sup>7</sup>Institut für Motorenbau Prof. Huber GmbH, München

und den höheren  $\text{NO}_x$ -Ausstoß durch DeNox-Katalysatoren kompensieren.

Die gezeigten Ergebnisse der PDA-Messungen entstanden aus der Überlagerung von bis zu 1500 Einzeleinspritzungen. Die ersten Tröpfchen erreichten beim Spray des Piezo-Injektors das Messvolumen immer wieder exakt zur gleichen Zeit. Der Geschwindigkeitsabfall am Sprayende war trotz des steilen Gradienten gleichmäßig und die Streuung sehr gering. Betrachtet man die gleiche Messung am Solenoid-Injektor, so erkennt man wesentlich größere Streuungen die auf stärkere Zyklusschwankungen zurückzuführen sind. Die Einspritzung beim Piezo-Injektor ist also reproduzierbarer als beim Solenoid-Injektor. Deshalb ist der Piezo-Injektor besonders für die Dosierung von Kleinstmengen (z.B. bei der Piloteinspritzung), bei denen eine exakte Reproduzierbarkeit notwendig ist, besser geeignet als der Solenoid-Injektor.

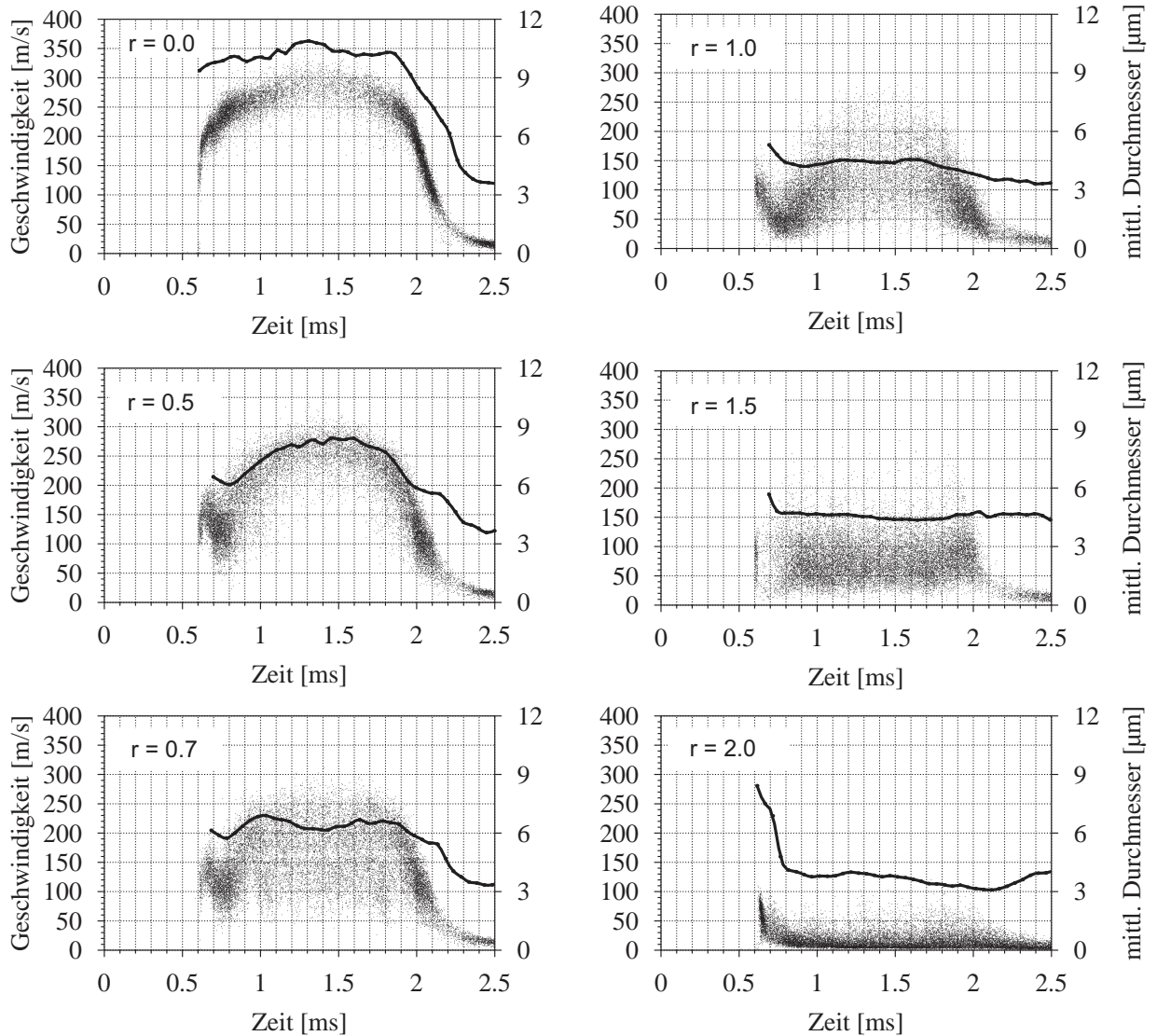
### 7.1.3 Räumliche Verteilung der Spraygrößen

Der in obiger Abb. 7.1 (S. 109) dargestellte Verlauf der Tropfengeschwindigkeit und der Tropfengröße unter atmosphärischen Bedingungen existierte, wie erwähnt, in dieser Form nur auf der Sprayachse. Wie aus Abb. 7.4 hervorgeht, nahm die Schwankungsbreite der Tropfengeschwindigkeit von der Sprayachse zum Sprayrand zu. Beim untersuchten Abstand von 20 mm zum Düsenloch trat die Maximalgeschwindigkeit mit bis zu 300 m/s noch bis  $r \approx 0.7$  mm auf. Erst ab einer Entfernung  $r > 1$  mm von der Sprayachse nahm die Tropfengeschwindigkeit rasch ab.

Da die Wechselwirkung der Tropfen mit der Gasphase bei Umgebungsbedingungen überwiegend im Bereich des Strahlrandes und der Strahlspitze stattfand, wurden die größten und schnellsten Tropfen auf der Strahlachse, die den höchsten Impuls besaßen, kaum abgebremst solange sie sich im „Windschatten“ der Sprayspitze bewegten. Durch Überholvorgänge erreichten diese schnellen Tropfen immer wieder die Sprayspitze. Dies ist unter anderem ein Grund dafür, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Strahls in Düsennähe zunächst konstant blieb und von der Gasdichte unabhängig war. Erst mit zunehmender Entfernung von der Düse (bei Umgebungsbedingungen erst nach 50-70 mm) nahm das Volumen der Gasphase soweit zu, dass auch die schnellen Tropfen entlang der Strahlachse abgebremst wurden.



Abbildung 7.4: Tropfengeschwindigkeit und -größe an versch. radialen Positionen im Spray

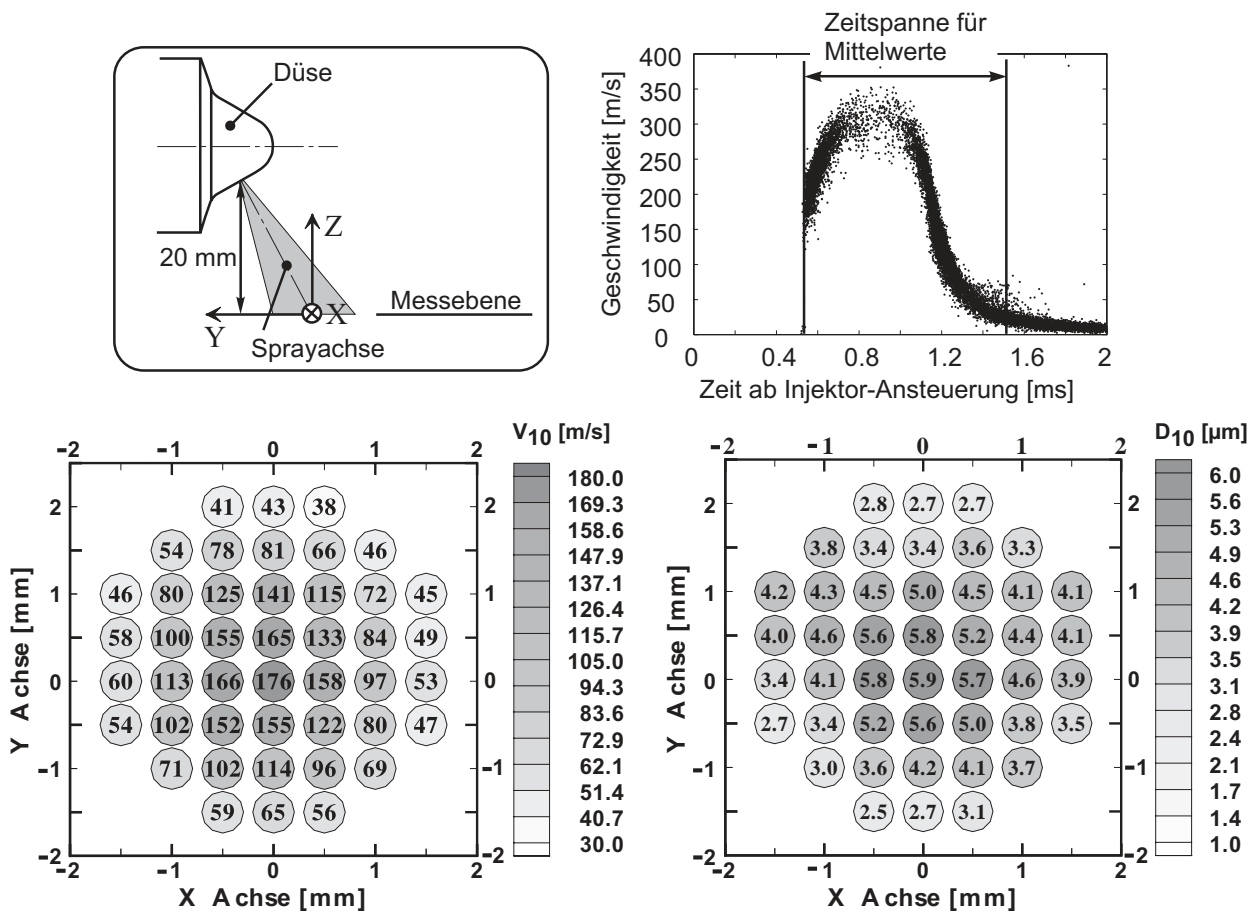


$p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $m_b = 34 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , Solenoid-Injektor mit 6-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), Messung 20 mm unter dem Düsenloch,  $r = \text{Abstand von der Sprayachse [mm]}$

Durch den „Windschatteneffekt“ besaßen die Tropfen auf der Strahlachse ( $r=0.0$ ) eine geringe Weber-Zahl (Kap. A.1, S. 135). Die aerodynamischen Kräfte waren im Vergleich zur Oberflächenspannung gering und die Tropfen stabil. Die Tropfen auf der Strahlachse behielten daher ihre Größe solange bei, bis sie die Strahlspitze erreichten, dort direkt in Wechselwirkung mit der ruhenden Luft traten und erst dann ggf. weiter zerfielen.

Aus der in nachfolgender Abb. 7.5 dargestellten Verteilung der gemittelten Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit in einer Ebene parallel zur Düsenachse erkennt man eine symmetrische Abnahme der Geschwindigkeit und der Tropfengröße von der Sprayachse zum Sprayrand.

Abbildung 7.5: Verteilung der Tropfengeschwindigkeit und -größe in einer Ebene im Spray

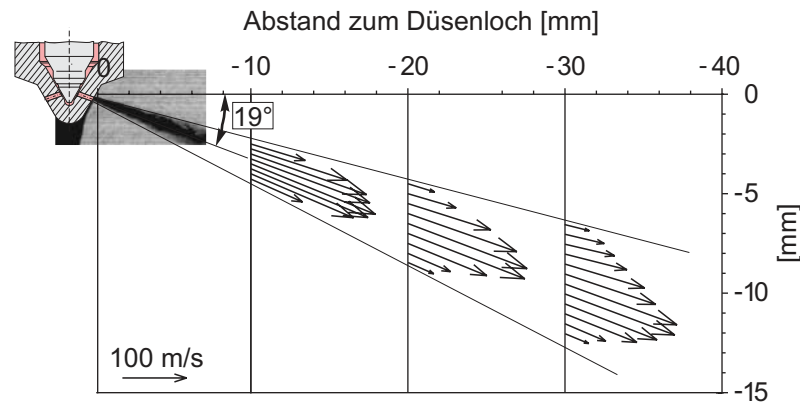


$p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , Solenoid-Injektor mit 6-Loch-Sitzlochdüse (HD 300), Messpunkt 20 mm unterhalb des Düsenlochs

Eine Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren in drei verschiedenen Messsebenen parallel zur Düsenachse zeigt Abb. 7.6. Zum besseren Verständnis sind die Düse und eine Schattenaufnahme maßstabsgetreu mit eingezeichnet.



Abbildung 7.6: Geschwindigkeitsvektoren der Tropfen im Spray



PDA-Messungen in drei Ebenen parallel zur Düsenachse,  $p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$   
 $p_g = 1 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ , Piezo-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)

In einer Entfernung von 10 mm zum Düsenloch hatte der Strahl einen Durchmesser von 2.3 mm. Es lag ein hoher Geschwindigkeitsgradient zum Strahlrand vor, durch den die Geschwindigkeit innerhalb von 0.7 mm um ca. 180 m/s fiel. Dies zeigt, dass die Wechselwirkung mit der Gasphase hier nur in einem engen Randbereich stattfand, die Spraymitte aber noch nicht beeinflusst wurde. Bis zum Abstand von 20 mm (2. Messebene) fiel die Maximalgeschwindigkeit auf der Strahlachse nur um 10%. Die hohen Geschwindigkeiten wurden noch bis zu einem Radius  $r \approx 1 \text{ mm}$  erreicht. Der Strahldurchmesser betrug 4.5 mm und wuchs auf 6.5 mm bei einem Abstand von 30 mm zur Düse. Der Geschwindigkeitsgradient hatte sich bis zu dieser Entfernung bereits soweit abgeschwächt, dass nur noch in 20% der Messebene Geschwindigkeiten über 150 m/s auftraten.

Aus den mit der PDA-Messtechnik bestimmten Strahldurchmessern lässt sich auch der Strahlkegelwinkel ermitteln. Für die Messung in Abb. 7.6 ergab sich ein Kegelwinkel  $\Theta = 11.5^\circ$ , der mit dem aus den Strahlaufnahmen in Abb. 6.18 (S. 102) ermittelten Wert recht gut überein stimmt. Darüber hinaus ist der Spritzwinkel der Düse von  $19^\circ$  gegenüber der Horizontalen auch bei den Vektoren zu erkennen. Dies ist ein Indiz dafür, dass das Verhältnis der beiden PDA-Geschwindigkeitskomponenten richtig gemessen wurde.

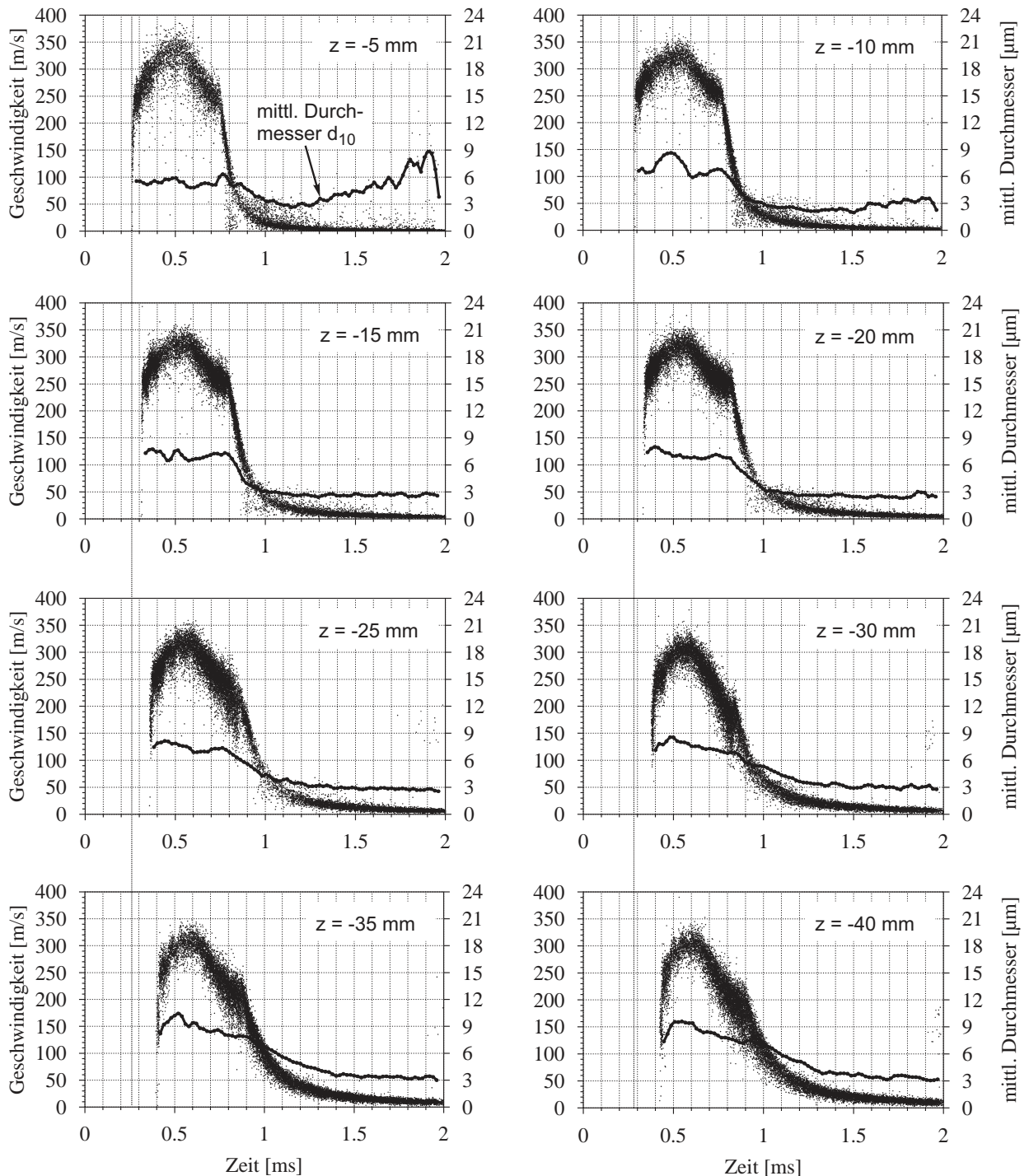
### 7.1.4 Änderung der Sprayparameter mit dem Abstand zur Düse

In Abb. 7.7 ist der Verlauf der Tropfengeschwindigkeit und -größe auf der Strahlachse für verschiedene Abstände von der Düse dargestellt.

Aus der Zunahme der Ankunftszeit des Sprays im PDA-Messvolumen und aus der zurückgelegten Wegstrecke konnte die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit zu 260 m/s berechnet werden, was in etwa mit der Geschwindigkeit der schnellsten Tropfen in der Sprayspitze übereinstimmt. Die maximale Tropfengeschwindigkeit hinter der Sprayspitze lag mit ca. 350 m/s um mehr als 30% höher. Geht man davon aus, dass sich diese schnellsten Tropfen hinter Sprayspitze in einer Entfernung von 5 mm zum Düsenloch noch mit der Düsenaustrittsgeschwindigkeit bewegen, so kann der für die Gl. (6.3) (S. 85), zur Berechnung der Strahlausbreitungsgeschwindigkeit notwendige Koeffizient zu  $C_v = 0.85$  bestimmt werden. Das bedeutet, dass der Strahl die Düse mit einer Geschwindigkeit  $v_0 = C_v \cdot v_{max.theor.} = 0.85 \cdot 412 \text{ m/s} = 350 \text{ m/s}$  verließ. Da die Tropfen in der Sprayspitze durch den Luftwiderstand abgebremst wurden und die tatsächliche Strahlgeschwindigkeit deshalb nur  $v = K \cdot C_v \cdot v_{max.theor.} = 260 \text{ m/s}$  betrug, gilt  $K = 0.74$  für die hier untersuchte Einspritzung unter atmosphärischem Druck.

Durch die Spray-Luft-Wechselwirkung wurden die kleineren Tröpfchen stärker abgebremst als die größeren Tropfen („selection by drag“). Dies führte dazu, dass sich die kleinen, langsameren Tropfen zunehmend zum Ende des Sprays hin verlagerten. Die großen Tropfen mit höherer Geschwindigkeit dagegen wanderten zur Sprayspitze. Aus dem Verlauf der Tropfengröße in Abb. 7.7 ist erkennbar, dass als Folge dieser unterschiedlichen Tropfenabbremmung die mittlere Tropfengröße in der Sprayspitze mit zunehmendem Abstand zur Düse stieg. Dies wird zusätzlich durch eine Koaleszenz der Tropfen unterstützt, die während einer Tropfenkollision in der Sprayspitze durch die überholenden Tropfen verursacht werden kann.

Abbildung 7.7: Änderung der Tropfengeschwindigkeit und der mittleren Tropfengröße auf der Sprayachse mit zunehmender Entfernung zur Düse



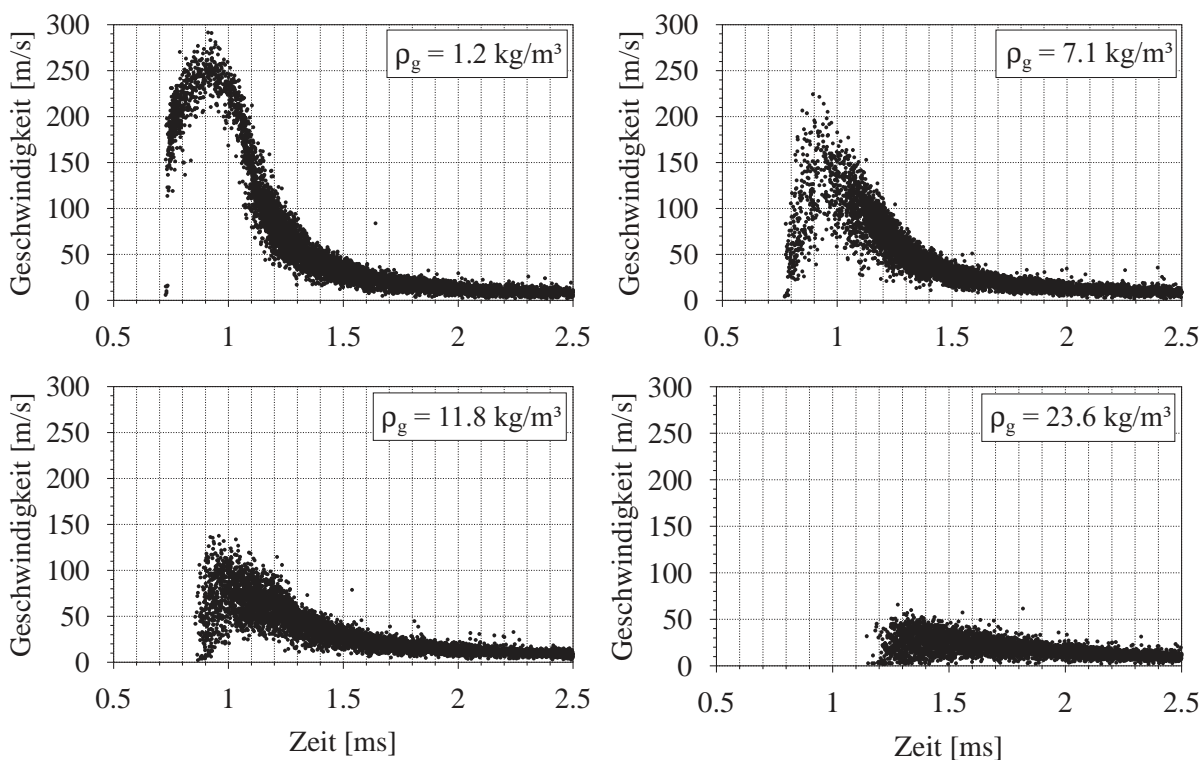
$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , Piezo-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Messpunkt jeweils auf der Sprayachse

## 7.2 Sprayanalyse bei erhöhter Gasdichte

Der Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengeschwindigkeit und die Tropfengröße wurde in der unbeheizten Druckkammer (Abb. 3.2, S. 27) untersucht. Dazu wurde der Kammerdruck bei konstanter Lufttemperatur ( $T_g = 295$  K) schrittweise von 1 bar auf 20 bar erhöht. Demzufolge stieg die Luftdichte von  $\rho_g = 1.2$  kg/m<sup>3</sup> auf  $\rho_g = 23.6$  kg/m<sup>3</sup>. Bei einigen Versuchen wurde simultan zur PDA-Messtechnik eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt um die Strahlausbreitung in der Nähe des PDA-Messvolumens mit Hilfe der Mie-Streulichttechnik aufzuzeichnen. Dies erlaubte einen Vergleich der aus den Bildern ermittelten Strahlgeschwindigkeit mit dem PDA-Geschwindigkeitsspektrum der Tropfen in der Sprayspitze.

In Abbildung 7.8 ist der zeitliche Verlauf der Tropfengeschwindigkeit auf der Sprayachse bei vier ausgewählten Luftdichten dargestellt. Man erkennt eine Abnahme der Tropfengeschwindigkeit mit zunehmender Gasdichte, was auf einen verstärkten Impulsaustausch des Sprays mit der Gasphase zurückzuführen ist.

Abbildung 7.8: Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengeschwindigkeit

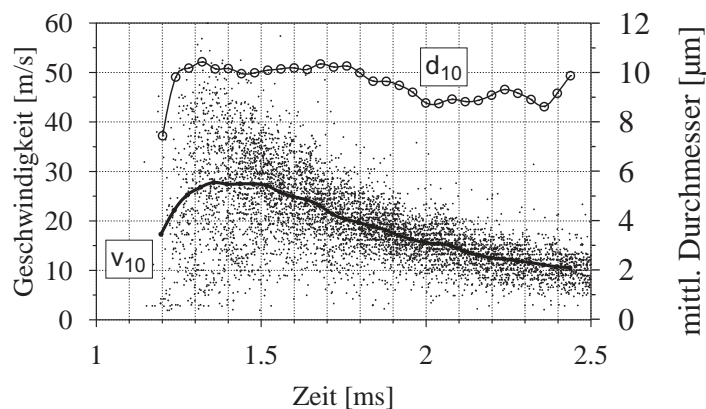


$p_{rail} = 700$  bar,  $T_g = 295$  K,  $m_b = 10$  mg,  $p_g = 1 \dots 20$  bar, Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm unter dem Düsenloch

Bei  $\rho_g = 1.2 \text{ kg/m}^3$  (linkes, oberes Bild) ist das bekannte Geschwindigkeitsprofil auf der Strahlachse mit Maximalgeschwindigkeiten bis zu 290 m/s hinter der Sprayspitze erkennbar. In der Sprayspitze bewegten sich die langsamsten Tropfen mit 120-150 m/s, die schnellsten Tropfen dagegen mit ca. 200 m/s. Durch die Erhöhung der Gasdichte auf  $\rho_g = 7.1 \text{ kg/m}^3$  (rechtes, oberes Bild) stieg die Trägheitskraft der Luft bereits so stark, dass einige Tropfen in der Sprayspitze mehr als 90% ihrer kinetischen Energie verloren hatten, wogegen andere (überholende) Tropfen noch mehr als 100 m/s schnell waren.

Die Messung bei einer motorähnlichen Gasdichte von  $\rho_g = 23.6 \text{ kg/m}^3$  ist in Abb. 7.9 nochmals vergrößert dargestellt. Die starke Schwankungsbreite der Tropfengeschwindigkeit ist ein Indiz für die gestiegene Wechselwirkung zwischen den Tropfen und der Gasphase wodurch selbst hinter der Sprayspitze Tropfen mit einer Geschwindigkeit von weniger als 2 m/s auftraten. Die schnellsten Tropfen in der Sprayspitze hatten eine Geschwindigkeit von 45 m/s. Trotz der starken Streuung zeigte die gemittelte Tropfengeschwindigkeit ( $v_{10}$ ) auch bei hoher Gasdichte noch den diskutierten, typischen Verlauf für Messungen auf der Strahlachse.

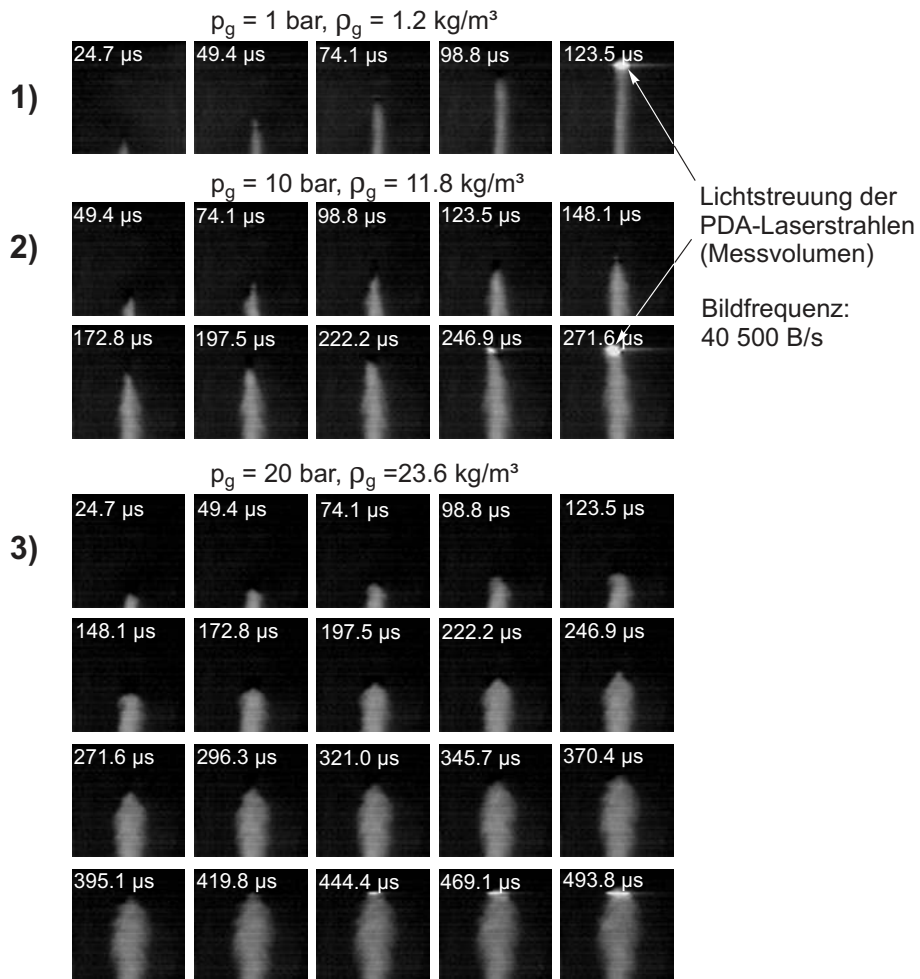
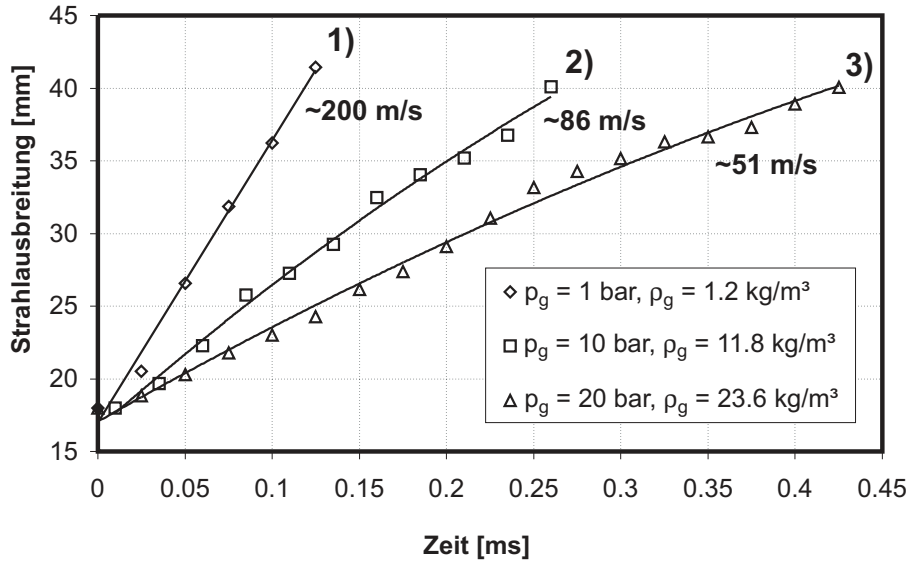
Abbildung 7.9: Tropfengeschwindigkeit und -größe bei hoher Gasdichte



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $\rho_g = 23.6 \text{ kg/m}^3$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $p_g = 20 \text{ bar}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm unter dem Düsenloch

Aus den simultan aufgezeichneten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, vgl. Abb. 7.10, konnte festgestellt werden, dass die entsprechende Strahlausbreitungsgeschwindigkeit auch noch bei höheren Gasdichten in etwa mit den oben erwähnten Geschwindigkeiten der schnellsten Tropfen in der Strahlspitze übereinstimmt.

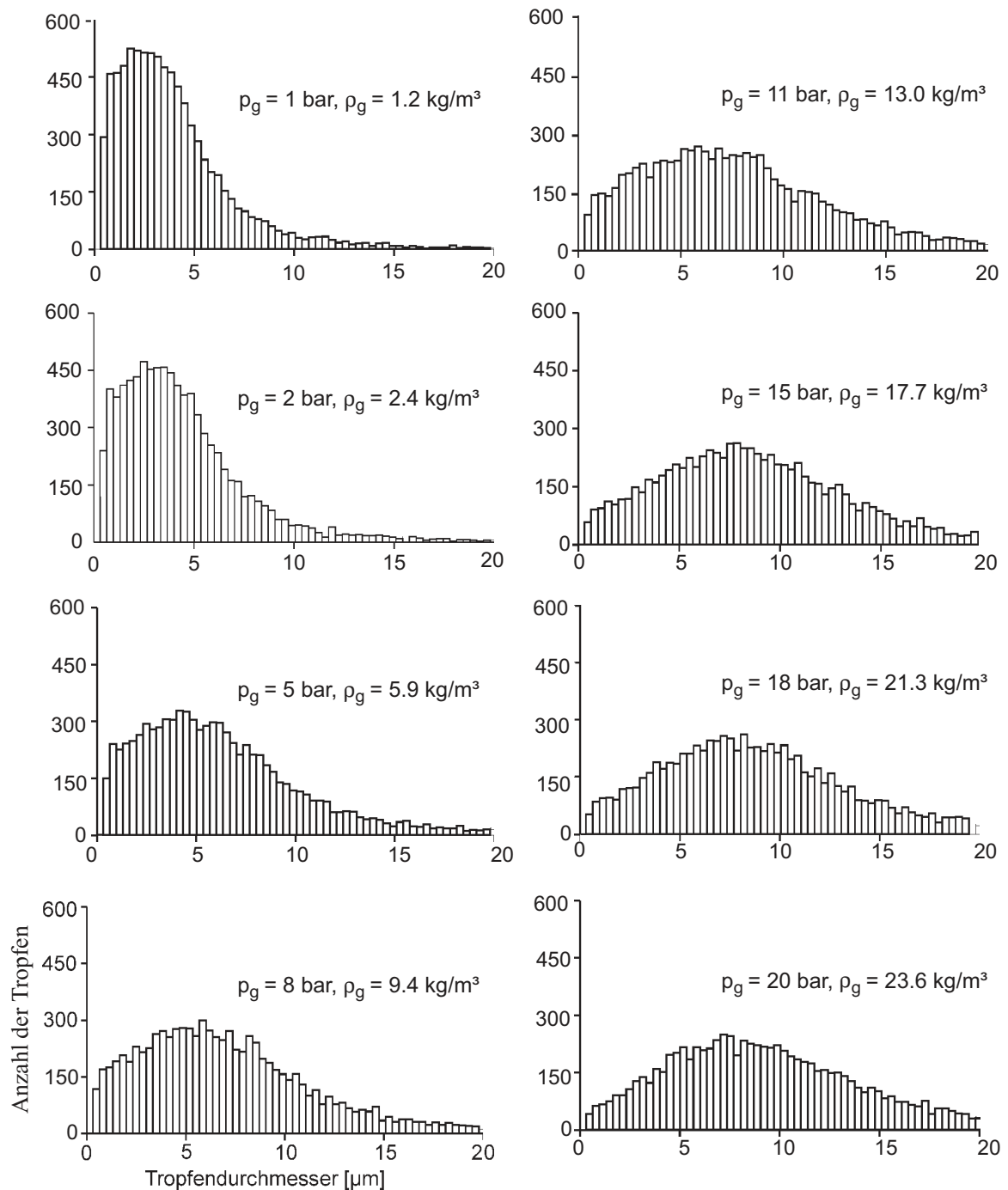
Abbildung 7.10: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Strahlspitze unmittelbar vor dem PDA-Messvolumen



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $p_g = 1 \dots 20 \text{ bar}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), PDA-Messpunkt 40 mm unter dem Düsenloch

In Abb. 7.11 ist der Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengrößenverteilung und in Abb. 7.12 die über die gesamte Einspritzdauer gemittelte Tropfengröße dargestellt.

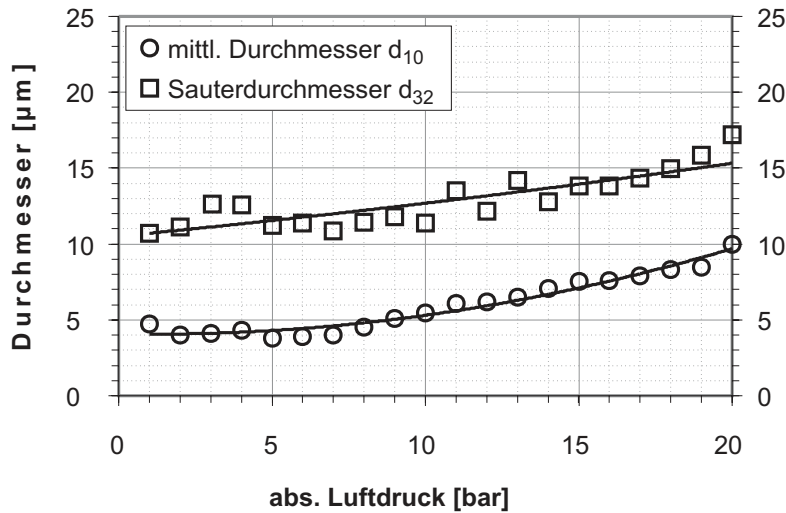
Abbildung 7.11: Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengrößenverteilung



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \dots 20 \text{ bar}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), PDA-Messpunkt 40 mm unter dem Düsenloch



Abbildung 7.12: Änderung der mittleren Tropfengröße auf der Sprayachse bei Variation der Luftdichte



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \dots 20 \text{ bar}$ ,  $\rho_g = 1.2 \dots 23.6 \text{ kg/m}^3$ , Solenoid mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), Messung auf der Sprayachse 40 mm unter dem Düsenloch

Man erkennt eine Zunahme des Tropfendurchmessers mit steigender Gasdichte. Dies kann mit Hilfe einer Stabilitätsbetrachtung der Tropfen erklärt werden. Aus der von Reitz und Diwakar [REI86] ermittelten Stabilitätsgrenze  $We_g/\sqrt{Re} = 1$  für den im Dieselspray dominierenden Scheibenzerfall (*stripping breakup*) lässt sich der größte, noch stabile Tropfendurchmesser wie folgt berechnen:

$$d_{max, stabil} = \frac{\sigma^2}{v_{rel}^3 \rho_g \eta_g} \quad (7.1)$$

Dabei geht die Tropfengeschwindigkeit in dritter Potenz ein, die Gasdichte dagegen nur in erster Potenz. Die dynamische Viskosität  $\eta$  zeigt nur eine sehr geringe Abhängigkeit vom Druck und die Oberflächenspannung  $\sigma$  ist nur von der Temperatur aber nicht von der Gasdichte abhängig ( $\sigma \sim f(T)$ ). Da im untersuchten Fall die Tropfengeschwindigkeit und damit auch die Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$  mit steigender Gasdichte sank, wirkte trotz höherer Dichte eine geringere Trägheitskraft der Luft auf die Tropfenoberfläche, wodurch auch größere Tropfen stabil blieben und nicht weiter zerfielen.



Berechnet man mit Gl. (7.1) den größten stabilen Durchmesser und setzt  $v_{rel}$  gleich den aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Abb. 7.10) gewonnenen Strahlausbreitungsgeschwindigkeiten, so ergibt sich:

$$d_{max, stabil, 1 bar} = \frac{(0.026 \text{ N/m})^2}{(200 \text{ m/s})^3 (1.18 \text{ kg/m}^3) (17.98 \text{E} - 06 \text{ Pa s})} = 3.98 \text{ } \mu\text{m}$$

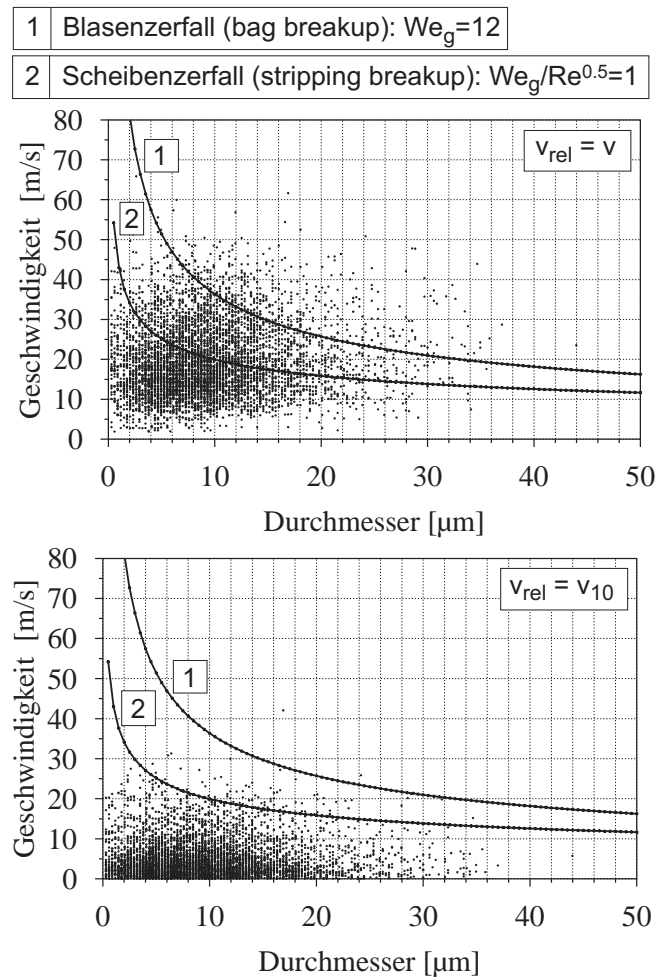
$$d_{max, stabil, 20 bar} = \frac{(0.026 \text{ N/m})^2}{(51 \text{ m/s})^3 (23.6 \text{ kg/m}^3) (17.98 \text{E} - 06 \text{ Pa s})} = 12.01 \text{ } \mu\text{m}$$

Aus einem Vergleich dieser berechneten Werte mit der gemessenen mittleren Tropfengröße ( $d_{10}$ ) bei 1 bar und bei 20 bar wird deutlich, dass die Berechnung den gemessenen Anstieg der Tropfengröße annähernd richtig wiedergibt. Eine Unsicherheit bei obiger Berechnung ergibt sich aus der unbekanntem, tatsächlichen Relativgeschwindigkeit der Tropfen zur Gasphase, denn mit der verwendeten Messtechnik konnte nur die Absolutgeschwindigkeit der Tropfen, nicht aber die Gasgeschwindigkeit erfasst werden. Letztere soll nachfolgend abgeschätzt werden.

Nach Reitz und Diwakar [REI86] kann die Lebensdauer  $t_{max}$  eines instabilen Tropfens nach Gl. (7.2) berechnet werden. Demnach zerfällt der langsamste und größte instabile Tropfen bei einer Gasdichte  $\rho_g = 23.6 \text{ kg/m}^3$  bereits nach max. 0.14 ms. Da das Spray bis zum PDA-Messvolumen (40 mm vom Düsenloch) schon eine Flugzeit von ca. 1 ms zurückgelegt hat, kann davon ausgegangen werden, dass der überwiegende Teil aller Tropfen bereits zerfallen ist und eine stabile Größe erreicht hat. Geht man nun in einem ersten Schritt vom Extremfall aus, dass die Relativgeschwindigkeit der Tropfen gleich der gemessenen Absolutgeschwindigkeit ist und trägt diese über der gemessenen Tropfengröße in ein Diagramm (Abb. 7.13, obere Hälfte), so erkennt man, dass ein Großteil der Tropfen über den Stabilitätsgrenzen für den Blasen- und den Scheibenzerfall liegen würde. Dies ist wegen der ermittelten kurzen Lebensdauer sehr unwahrscheinlich. Deshalb muss die tatsächliche Relativgeschwindigkeit der Tropfen, wie erwartet, viel kleiner als die gemessene Absolutgeschwindigkeit sein.

$$t_{max} = C^* \frac{d}{2 v_{rel}} \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_g}} \quad \text{mit} \quad C^* \approx 5 \dots 20 \quad (7.2)$$

Abbildung 7.13: Tropfenstabilität bei versch. angenommenen Geschwindigkeiten der Gasphase



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $p_g = 20 \text{ bar}$ ,  $\rho_g = 23.6 \text{ kg/m}^3$ , Solenoid mit 5-Loch-Sitzlochdüse (HD 365), Messung auf der Sprayachse 40 mm unter dem Düsenloch

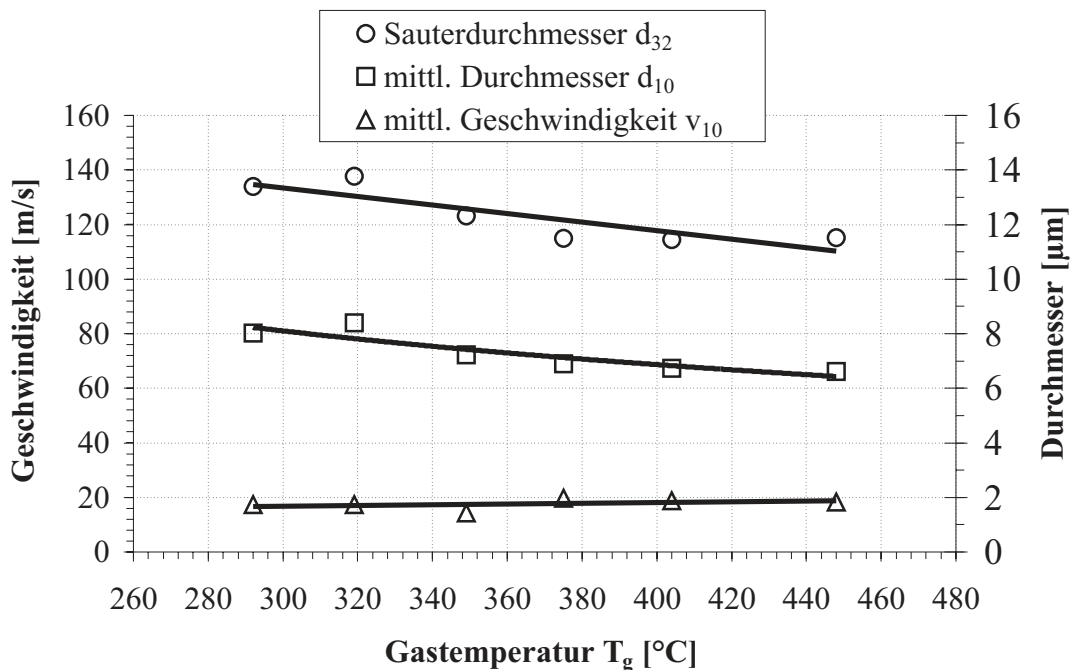
Geht man im zweiten Schritt davon aus, dass sich die Gasphase an einer Stelle im Spray mit der mittleren Geschwindigkeit  $v_{10}$  der unmittelbar vor ihr fliegenden Tropfen bewegt, so berechnet sich die Relativgeschwindigkeit der nachfolgenden Tropfen zu  $v_{rel} = v_{abs.} - v_{10}$ . Daraus ergibt sich ein Verlauf, wie er in der unteren Hälfte der Abb. 7.13 dargestellt ist. Es befinden sich nur noch wenige Tropfen in einem instabilen Zustand, was der Realität unter den vorliegenden Bedingungen näher kommt. Die tatsächliche Relativgeschwindigkeit liegt vermutlich zwischen den beiden gezeigten Grenzfällen. Um eine genaue Aussage treffen zu können bedarf es jedoch weitergehender Untersuchungen mit simultaner Messung der Tropfen- und der Gasgeschwindigkeit.

## 7.3 Sprayparameter bei motorähnlichen Temperaturen und Drücken

Zur Ermittlung der Spraygrößen unter motorähnlichen Umgebungsbedingungen wurden PDA-Messungen in der beheizbaren Hochdruckkammer (Abb. 3.3, S. 29) bei Temperaturen bis 470°C und Drücken bis 51 bar durchgeführt. Dabei wurde der Kraftstoff bewusst in Luft eingespritzt um eine Zündung und Verbrennung zu ermöglichen. Die durch die Flamme freigesetzte Wärme bewirkte, ebenso wie im Motor, eine schnellere Verdampfung der Tropfen. Dadurch konnte das Spray unter realistischen Bedingungen untersucht werden.

Wie wir aus Kap. 7.2 wissen, hat die Gasdichte einen starken Einfluss auf die Tropfengröße und die Tropfengeschwindigkeit. Um den Temperatureinfluss getrennt davon untersuchen zu können, wurden Versuche durchgeführt, bei denen mit steigender Temperatur der Kammerdruck angepasst wurde, so dass die Gasdichte konstant blieb. Aus Abb. 7.14 kann entnommen werden, dass die Tropfengröße entlang der Sprayachse in einem solchen Fall durch eine

Abbildung 7.14: Einfluss der Lufttemperatur auf die Tropfengröße entlang der Sprayachse

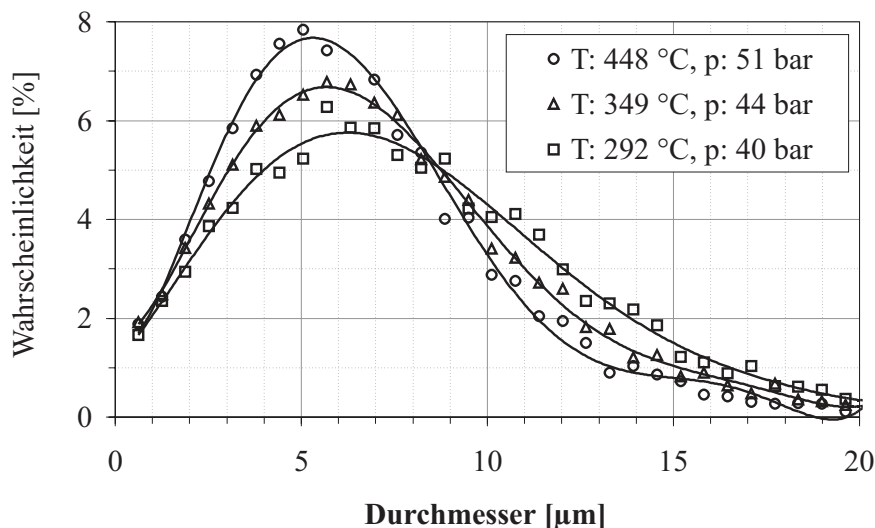


$\rho_g = 24.6 \text{ kg/m}^3$  (konstant),  $T_g = 292 - 448^\circ \text{C}$ ,  $p_g = 40 - 50.9 \text{ bar}$  (angepasst)  
 $p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $m_b = 8 \text{ mg}$ , 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)  
 Messpunkt auf der Sprayachse 20 mm unterhalb des Düsenlochs

Lufttemperaturerhöhung um 156 K auf 448°C um ca. 19% abnahm. Die mittlere Tropfengeschwindigkeit  $v_{10}$  blieb dabei, wegen der konstant gehaltenen Gasdichte  $\rho_g$ , annähernd gleich.

Betrachtet man die statistische Verteilung der Tropfengröße für die verschiedenen Lufttemperaturen bei konstanter Gasdichte, Abb. 7.15, so ist vor allem eine Abnahme der Tropfen über 8  $\mu\text{m}$  Durchmesser zu erkennen. Gleichzeitig stieg der prozentuale Anteil der mittleren Tropfengröße (4-7  $\mu\text{m}$ ) im Spray. Die Anzahl der kleinsten Tropfen ( $< 2 \mu\text{m}$ ) änderte sich kaum.

Abbildung 7.15: Lufttemperatureinfluss auf die Tropfengröße bei konstanter Gasdichte

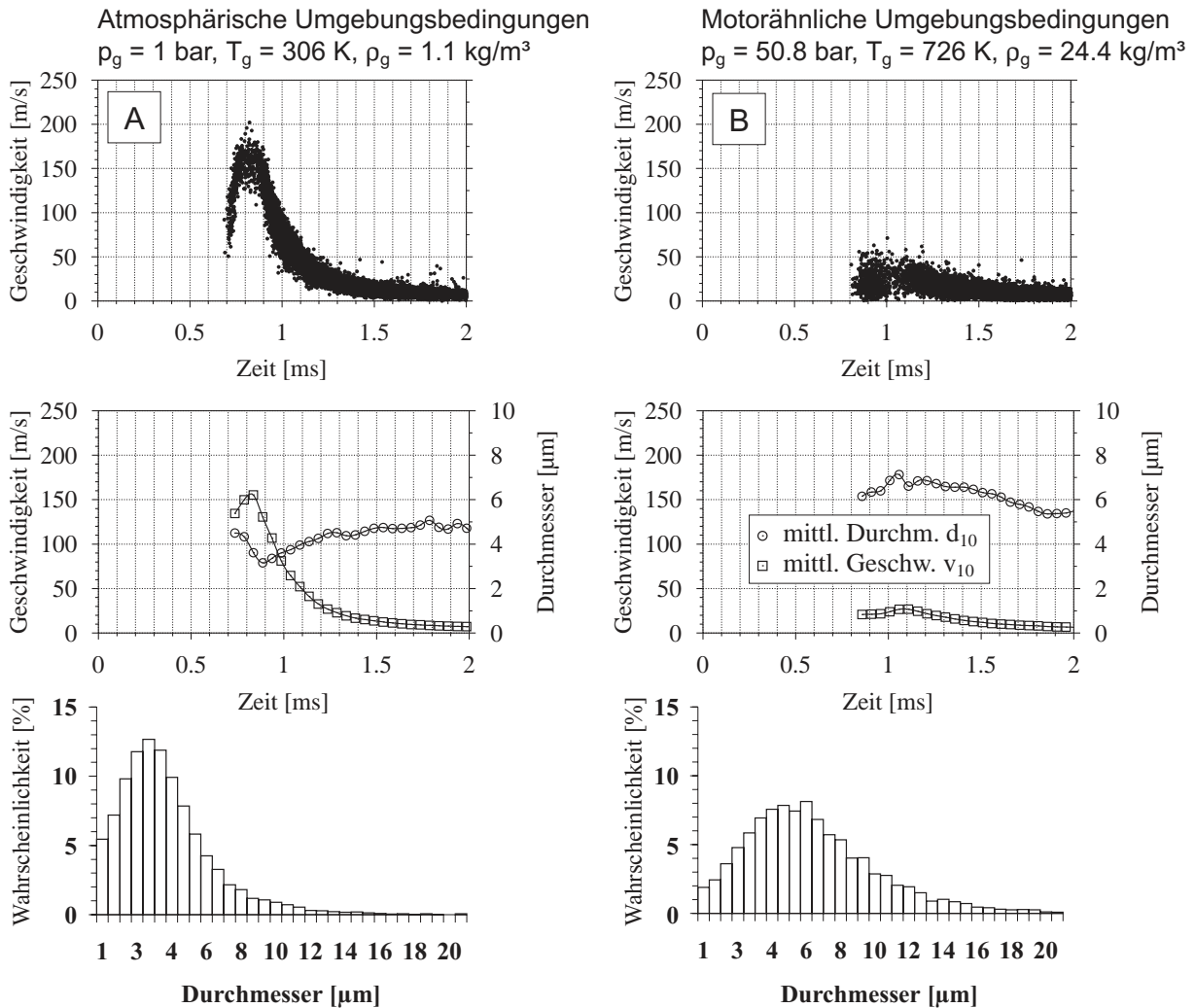


$\rho_g = 24.6 \text{ kg/m}^3$  (konstant),  $T_g = 292\text{-}448^\circ\text{C}$ ,  $p_g = 40\text{-}50.9 \text{ bar}$  (angepasst)  
 $p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $m_b = 8 \text{ mg}$ , 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)  
 Messpunkt auf der Sprayachse 20 mm unterhalb des Düsenlochs

Ein direkter Vergleich der Sprayparameter auf der Strahlachse unter atmosphärischen und unter motorähnlichen Umgebungsbedingungen ist in Abb. 7.16 dargestellt. Dabei muss beachtet werden, dass hier, im Gegensatz zu Abb. 7.14 und Abb. 7.15, gleichzeitig die Gasdichte und die Temperatur verändert wurden, wodurch sich hinsichtlich der Tropfengröße zwei gegenläufige Effekte überlagerten. Zum einen stieg die Tropfengröße gemäß den in Kap. 7.2 erläuterten Stabilitätskriterien durch die höhere Gasdichte. Zum anderen wirkte einer Zunahme der Tropfengröße die Kraftstoffverdampfung entgegen. Deshalb lag die gemessene mittlere Tropfengröße mit  $d_{10} = 6.6 \mu\text{m}$  um ca. 45% unter der ver-

gleichbaren Tropfengröße bei Versuchen unter Umgebungstemperatur und gleicher Gasdichte  $\rho_g = 24.4 \text{ kg/m}^3$ . Die Tropfengeschwindigkeit hingegen wurde nur durch die Gasdichte beeinflusst und sank um ca. 80 %.

Abbildung 7.16: Vergleich des Sprays unter Umgebungs- und motorähnlichen Bedingungen

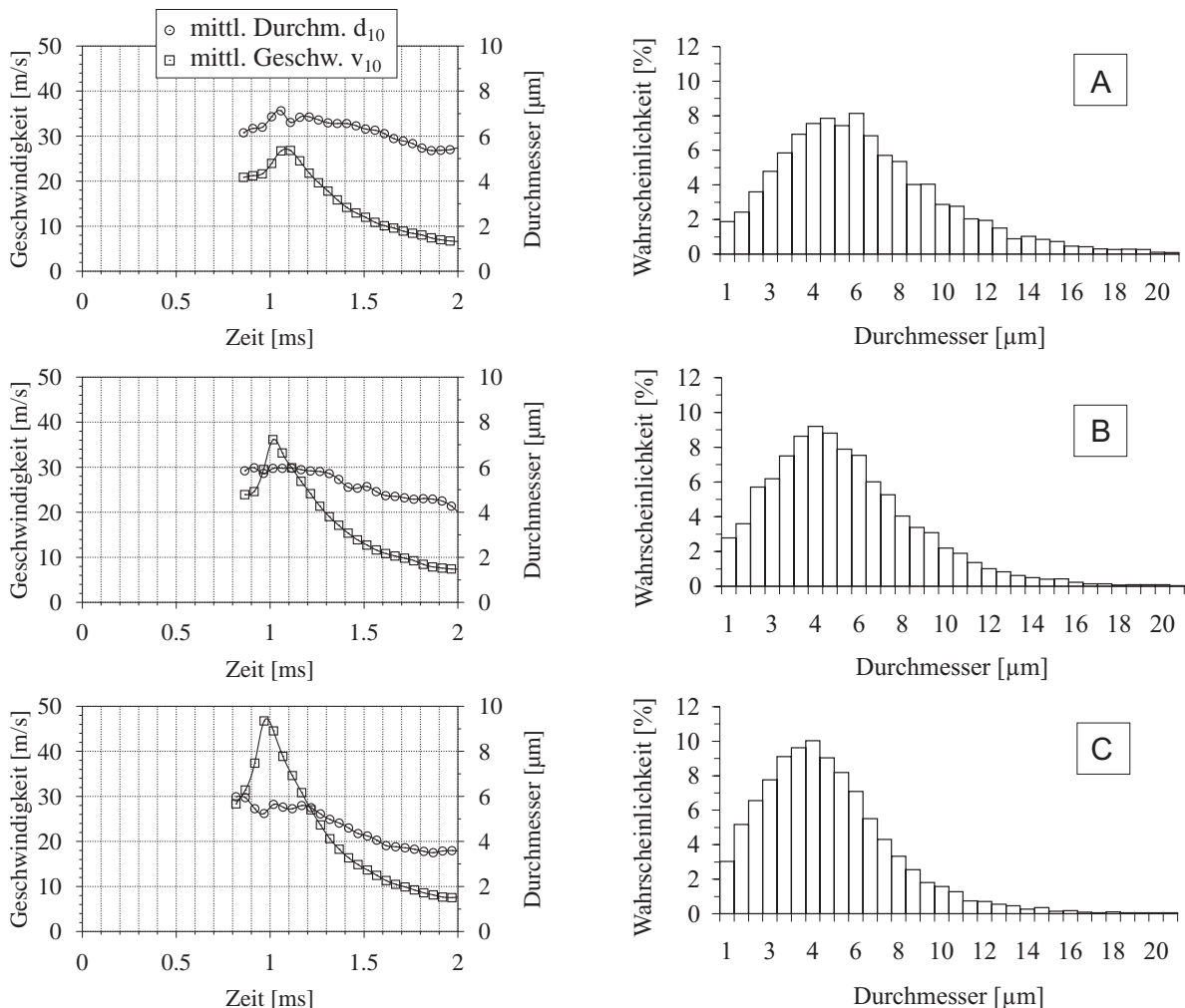


$p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  $m_b = 8 \text{ mg}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365),  
 Messpunkt auf der Sprayachse 20 mm unterhalb des Düsenlochs

In Abb. 7.17 sind die Auswirkungen einer Raildrucksteigerung von 600 bar (A) auf 700 bar (B) und 800 bar (C) bei einer Lufttemperatur von  $T_g = 726 \text{ K}$  ( $453^\circ\text{C}$ ) und einem konstanten Kammerdruck  $p_g = 50.8 \text{ bar}$  dargestellt. Auf der linken Seite befinden sich die zeitlichen Verläufe der gemittelten Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit. Auf der rechten Seite ist die statistische Verteilung der Tropfendurchmesser zu sehen.

Der steigende Raildruck führte zu einer Zunahme der mittleren Tropfengeschwindigkeit und folglich auch der Gasweberzahl (S. 135). Dadurch stieg die Trägheitskraft der Gasphase und die Tropfenstabilität sank (vgl. Gl. 7.1). Aus diesem Grund kam es zu einer Abnahme der Tropfengröße. Da die kleineren Tropfen stärker abgebremst wurden als die größeren Tropfen, die eine höhere Masse und damit einen größeren Impuls besaßen, wanderten die kleinen Tropfen zum Sprayende während sich die großen Tropfen mehr im vorderen Teil des Sprays befanden. Deshalb ist die Abnahme der Tropfengröße mit steigendem Raildruck vor allem am Ende des Sprays zu erkennen.

Abbildung 7.17: *Geschwindigkeit und Größe der Tropfen unter Druck und mit Verdampfung*



$p_g = 50.8 \text{ bar}$ ,  $T_g = 726 \text{ K}$ , Solenoid-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365)  
 Messpunkt auf der Sprayachse 20 mm unterhalb des Düsenlochs, **A**:  $p_{rail} = 600 \text{ bar}$ ,  
 $m_b = 8 \text{ mg}$ , **B**:  $p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ , **C**:  $p_{rail} = 800 \text{ bar}$ ,  $m_b = 15 \text{ mg}$

## 7.4 Vergleich der Messungen mit Simulationsrechnungen

Am Institut für Technische Mechanik (ITM) der RWTH-Aachen, unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. N. Peters, wurde eine Methode entwickelt, mit deren Hilfe die Spraybildung und Strahlausbreitung vorausberechnet werden kann. Das als CAS („cross-sectionally averaged spray“) bezeichnete, eindimensionale Eulersche Spraymodell beinhaltet Gleichungen für die Flüssig- und die Gasphase. Trotz der Verwendung von lokal gemittelten Sprayparametern kann durch Parallelrechnungen mehrerer Tropfenklassen die Tropfengrößenverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten und Abständen zur Düse korrekt wiedergegeben werden [KRA99]. Mit den nachfolgend vorgestellten Simulationsrechnungen<sup>8</sup>, die von Herrn A. Krause durchgeführt wurden, soll ein kurzer Vergleich der im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Messergebnisse mit den CAS-Modellrechnungen gezeigt werden.

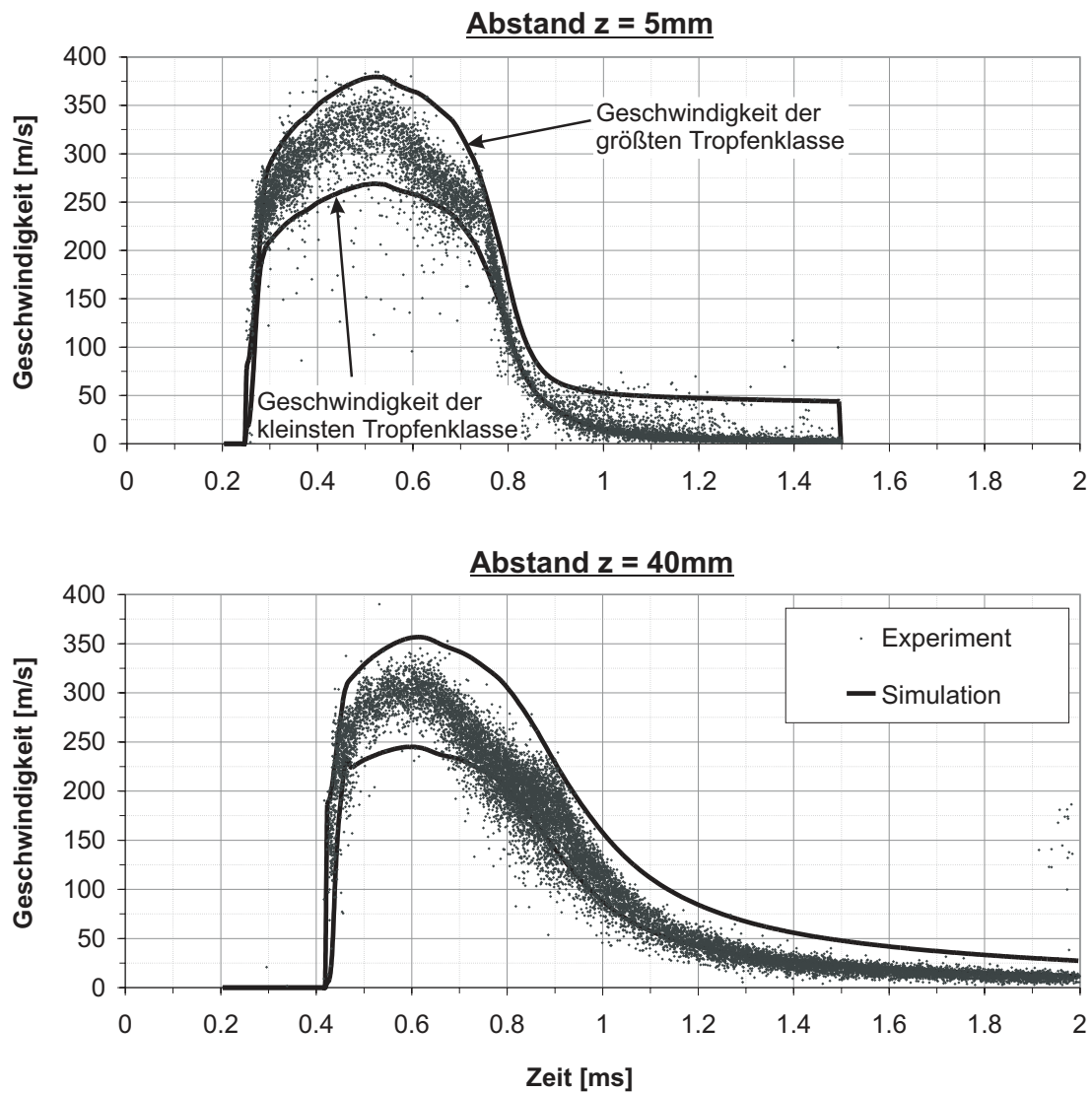
In Abbildung 7.18 ist der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit auf der Sprayachse bei zwei unterschiedlichen Abständen zum Düsenloch dargestellt (vgl. auch Abb. 7.7, S. 117). Die Punkte zeigen die gemessenen Tropfengeschwindigkeiten. Die durchgezogenen Linien wurden mit dem CAS-Modell berechnet. Dabei bilden die Geschwindigkeitsverläufe der größten und der kleinsten Tropfenklasse jeweils eine Begrenzungslinie der Messung. Die Übereinstimmung ist erstaunlich gut. Auch die Ankunftszeit der ersten Tropfen (Sprayspitze) im Messvolumen des PDA wird korrekt wiedergegeben ebenso wie die Abnahme der Geschwindigkeitsgradienten mit zunehmendem Abstand zur Düse.

Neben dem zeitlichen Verlauf der Tropfengeschwindigkeiten liefert das CAS-Modell statistische Verteilungen der Tropfengröße an unterschiedlichen Orten und Zeitpunkten nach Spritzbeginn. Die in der vorliegenden Arbeit aus den gemessenen Tropfengrößen ermittelten PDF-Funktionen (Wahrscheinlichkeitsverteilungen) wurden in Abb. 7.19 mit den berechneten Verläufen verglichen. Auch hier zeigen die Messwerte, zumindest zu den wichtigen frühen Zeitpunkten, eine beachtlich gute Übereinstimmung mit dem CAS-Modell.

---

<sup>8</sup>mit freundlicher Genehmigung des Institut für Technische Mechanik, RWTH-Aachen

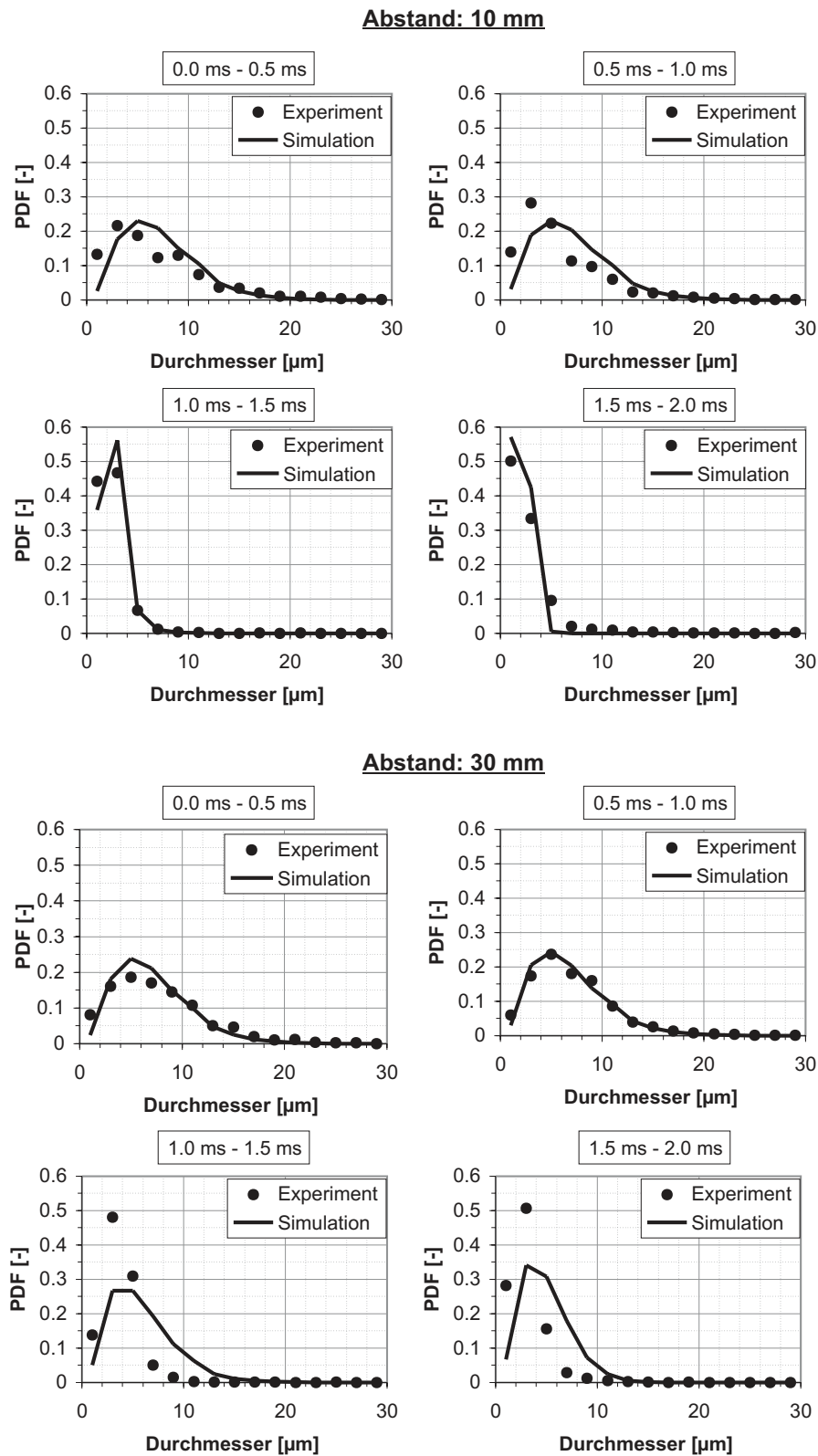
*Abbildung 7.18: Vergleich der PDA-Messungen mit Simulationsrechnungen*



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , Piezo-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Messpunkt jeweils auf der Sprayachse



Abbildung 7.19: Vergleich gemessener und berechneter PDF-Funktionen



$p_{rail} = 700 \text{ bar}$ ,  $m_b = 10 \text{ mg}$ ,  $T_g = 295 \text{ K}$ ,  $p_g = 1 \text{ bar}$ , Piezo-Injektor mit 5-Loch-Minisacklochdüse (HD 365), Messpunkt jeweils auf der Sprayachse

## 8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen untersucht. Die verwendeten Sitzlochdüsen und Mini-Sacklochdüsen wurden von Pkw-Injektoren mit Solenoid- und mit piezoelektrischem Aktuator gesteuert. Bei Einspritzdrücken zwischen 400 bar und 1400 bar wurden sowohl die makroskopischen Strahlgrößen, wie z.B. die Strahlbildung und -ausbreitung sowie der Strahlzerfall und der Kegelwinkel, als auch die mikroskopischen Strahlgrößen, hier vor allem die Tropfengröße und die Tropfengeschwindigkeit, analysiert.

Bei der Durchführung der Experimente kamen mehrere Versuchsanlagen zum Einsatz. Einerseits wurde der Kraftstoff in Druckkammern eingespritzt, die zum Teil beheizbar waren. Dies ermöglichte die unabhängige Untersuchung des Dichte- und des Temperatureinflusses auf die Zerstäubung und die Strahl- ausbreitung in ruhender Luft. Dabei wurden Gasdichten bis  $\rho_g = 23 \text{ kg/m}^3$  (in Einzelfällen bis  $32.5 \text{ kg/m}^3$ ) und, im Falle einer Beheizung, Gastemperaturen bis  $453^\circ\text{C}$  erzeugt, wie sie im Brennraum eines Dieselmotors im Kompressionsendpunkt vorliegen. Andererseits wurde eine robuste, flexible und schnelle Kompressionsmaschine eingesetzt, die in der Lage war den Kompressionshub und den teilweisen Rückhub eines Motors nachzubilden und in dem für die Direkteinspritzung interessanten Bereich, von  $40^\circ\text{KW}$  vor OT bis  $40^\circ\text{KW}$  nach OT, realistische thermodynamische Bedingungen zu schaffen. Dies erlaubte die Untersuchung der Kraftstoffeinspritzung und Gemischbildung unter motornahen Bedingungen. Bei einem Verdichtungsverhältnis von  $\epsilon = 19.6$  und einer simulierten Drehzahl von 1500-2000 U/min erreichte die Kompressionstemperatur, je nach Temperatur der Zylinderwand ( $\leq 100^\circ\text{C}$ ) und der Kolbenmuldenwand ( $\leq 190^\circ\text{C}$ ), einen Wert zwischen  $527^\circ\text{C}$  und  $717^\circ\text{C}$ . Der Kompressionsenddruck konnte mit Hilfe einer Aufladung zwischen 58 bar und 79 bar variiert werden.

Zur Visualisierung der Einspritzstrahlen wurde die Mie-Streulichttechnik sowie, in Kombination mit dem Schlieren- bzw. Schattenverfahren, die Hochgeschwindigkeitskinematographie angewandt. Dabei zeichnete eine digitale Hochgeschwindigkeitskamera die Strahlausbreitung mit einer Bildfrequenz von 13500 bis 40500 Bildern/Sekunde auf.

Die Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit wurde durch Einsatz der 2D-Phasen-Doppler-Anemometrie bestimmt. Diese Messtechnik ermöglichte durch ihr hohes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen eine detaillierte Analyse der physikalischen Vorgänge im Spray.

Die durchgeführten Experimente und theoretische Betrachtungen zeigten, dass die Düsenaustrittsgeschwindigkeit, die Tropfengeschwindigkeit und die Strahlausbreitung sehr stark vom Verlauf des Nadelhubs und damit auch vom Injektorsteuerungsprinzip (Solenoid/Piezo) abhängig sind. Dies ist vor allem auf die starke Drosselung der Strömung am Nadelsitz und auf die damit verbundenen hohen Druckverluste bei geringem Nadelhub zurückzuführen. Besonders bei den relativ langsam öffnenden Solenoid-Injektoren konnte daher eine Zunahme der Strahlgeschwindigkeit mit steigendem Nadelhub beobachtet werden. Durch Unterschreiten des Dampfdrucks am Nadelsitz und im Düsenloch bildeten sich Kavitationsblasen die zu einer 2-Phasenströmung im Düsenloch führten. Diese wurde mit Hilfe einer Diesel-in-Diesel-Einspritzung nachgewiesen.

Aus den Hochgeschwindigkeits- und Mie-Streulichtaufnahmen der Kraftstoff-einspritzung in den Druckkammern und in der Kompressionsmaschine ging hervor, dass der Einfluss der Gasdichte auf die Tropfengeschwindigkeit und die Strahlausbreitung sowohl vom Einspritzdruck, als auch vom Lufteintrag in das Spray abhängig ist. Bei hohen Einspritzdrücken ( $> 1000$  bar) wurde wegen des schnelleren Strahlaufbruchs und der besseren Zerstäubung ein stärkerer Dichte-einfluss beobachtet als bei niedrigen Raildrücken, bei denen eine Variation der Gasdichte bis zu einer Entfernung von 10-16 mm vom Düsenloch so gut wie keinen Einfluss auf die Strahlausbreitung hatte. Der Strahlkegelwinkel stieg mit zunehmender Gasdichte und zeigte keine Abhängigkeit vom Raildruck.

Durch Variation der Kompressionsendtemperatur ( $T_{OT}$ ) wurde gezeigt, dass bei  $T_{OT} = 800$  K (entsprechend einem Kaltstart des Motors) das Spray der Haupteinspritzung auf die kalte Muldenwand traf und dabei einen Wandfilm bildete, der selbst bei einer anschließenden Zündung und Verbrennung nicht vollständig verdampfte. Bei  $T_{OT} = 990$  K waren der Wärmeübergang zum Kraftstoff und die Verdampfung dagegen so stark, dass das Spray die Kolbenmuldenwand nicht mehr erreichte. Dies sollte geringere HC- und Rußemissionen zur Folge haben.

Mit Hilfe der PDA-Messtechnik konnte, trotz der schwierigen Messbedingungen im optisch dichten Dieselspray, ein charakteristischer Verlauf der Tropfengröße und der Tropfengeschwindigkeit auf der Strahlachse nachgewiesen werden. Durch Impulsaustausch mit der Gasphase wurden die Tropfen in der Strahlspitze und am Strahlrand stark abgebremst. Es zeigte sich ein symmetrischer Abfall der Tropfengröße und -geschwindigkeit von der Strahlachse zum Strahlrand. Die Tropfen hinter der Sprayspitze befanden sich im Windschatten und hatten wegen des geringeren Luftwiderstands die höchste Geschwindigkeit, wodurch sie die Sprayspitze einholten bzw. überholten. Die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit wurde durch diese schnellsten Tropfen in der Sprayspitze bestimmt.

Mit steigender Gasdichte wurde im gesamten Spray eine starke Abnahme der Tropfengeschwindigkeit und eine Zunahme der Tropfengröße beobachtet. Bei konstant gehaltener Gasdichte fiel die Tropfengröße durch eine Erhöhung der Gastemperatur von 292°C auf 448°C um ca. 19% und war um 45% geringer als bei Umgebungstemperatur.

Der Piezo-Injektor mit 3/2-Wege-Ventil erzeugte aufgrund seiner schneller öffnenden Nadel und der kürzeren Drosselphase wesentlich höhere Tropfengeschwindigkeiten als der Solenoid-Injektor. Dies lässt positive Auswirkungen auf die Ruß- und HC-Emissionen erwarten. Des weiteren zeichnete er sich durch eine hohe Reproduzierbarkeit der Einspritzung und durch eine ebenfalls hohe Kleinstmengenstabilität aus. Diese Vorteile machen ihn für den künftigen Einsatz in Motoren hinsichtlich der EU4-Abgasnorm interessant.

Durch die PDA-Messungen wurde eine umfangreiche Datenbasis geschaffen, die zur Validierung und Optimierung numerischer Codes geeignet ist. Ein erster Vergleich der gemessenen Werte mit einem Spraymodell, durchgeführt von Mitarbeitern des Instituts für Technische Mechanik der RWTH-Aachen, zeigte eine sehr gute Übereinstimmung.

## A Anhang

### A.1 Kennzahlen

Zur Beschreibung des Strahlzerfalls und der Spraybildung werden in der Regel mehrere Kennzahlen benutzt. Die wichtigsten werden hier kurz vorgestellt:

- Reynolds-Zahl

$$\text{Re} = \frac{d \cdot v}{\nu} \quad (\text{A.1})$$

Die Reynoldszahl beschreibt das Verhältnis von Trägheitskraft zur Zähigkeitskraft und charakterisiert die Strömungsform (laminar/turbulent). Die Düsen-Reynoldszahl  $\text{Re}_{d\ddot{u}}$  der Strömung im Düsenloch wird berechnet mit dem Düsenlochdurchmesser  $d_0$  und der Strömungsgeschwindigkeit im Düsenloch  $v_0$ . Zur Bestimmung der Tropfen-Reynoldszahl  $\text{Re}_{tr}$  wird der Tropfendurchmesser  $d$  und die Tropfengeschwindigkeit  $v_{rel}$  relativ zur Luft eingesetzt.

- Weber-Zahl

$$\text{We} = \frac{d \cdot \rho \cdot v_{rel}^2}{\sigma} \quad (\text{A.2})$$

Sie stellt die Trägheitskraft des Tropfens und die Oberflächenspannungskraft zueinander ins Verhältnis. Die Tropfen-Weber-Zahl  $\text{We}_f$  ist die wichtigste Kennzahl zur Beschreibung der Tropfenstabilität und des größtmöglichen stabilen Tropfendurchmessers. Die Gas-Weber-Zahl  $\text{We}_g$  wird ebenfalls mit dem Tropfendurchmesser  $d_{tr}$  aber mit der Gasdichte  $\rho_g$  berechnet und beschreibt damit die Trägheitskraft des den Tropfen umgebenden Gases.

- Ohnesorge-Zahl

$$\text{Oh} = \frac{\eta}{(\sigma \cdot \rho \cdot d)^{0.5}} = \frac{\sqrt{\text{We}}}{\text{Re}} \quad (\text{A.3})$$

Sie wird aus der Weber- und der Reynolds-Zahl durch Eliminierung der Geschwindigkeit gebildet. Die Ohnesorge-Zahl hängt damit nur noch von Stoff- und Geometriegrößen ab und berücksichtigt den Einfluss der Viskosität bzw. der Zähigkeit der Flüssigphase auf die Tropfenbildung.

Die Tropfengrößenverteilung wird üblicherweise durch charakteristische Mittelwerte der einzelnen Tropfendurchmesser beschrieben. Diese werden nach Gleichung (A.4) aus den Einzeltropfen berechnet.

$$d_{\alpha\beta} = \left( \frac{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^\alpha}{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^\beta} \right)^{1/(\alpha-\beta)} \quad (\text{A.4})$$

Im einfachsten Fall reduziert sich die Gleichung (A.4) mit  $\alpha = 1$  und  $\beta = 0$  auf den arithmetisch mittleren Tropfendurchmesser:

$$d_{10} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} d_i \quad (\text{A.5})$$

Sehr häufig wird auch der Sauter-Durchmesser angegeben. Dieser berechnet sich aus Gl. (A.4) mit  $\alpha = 3$  und  $\beta = 2$  zu:

$$d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^3}{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^2} \quad (\text{A.6})$$

Der Sauterdurchmesser beschreibt das Verhältnis des Tropfenvolumens bzw. der Tropfenmasse ( $\sim d^3$ ) zur Tropfenoberfläche ( $\sim d^2$ ) und ist damit eine Kenngröße für den Stoffübergang.

Eine Liste der wichtigsten charakteristischen Tropfendurchmesser ist nachfolgend in Tabelle A.1 zu sehen.

*Tabelle A.1: Charakteristische Tropfendurchmesser [LEF89]*

$D_{\alpha\beta}$		Benennung	Anwendungsgebiet
$\alpha$	$\beta$		
1	0	arithm. Mittelwert	Vergleiche
2	0	Oberfläche	Wärmeübergang
3	0	Volumen	Massentransport
2	1	Flächendurchmesser	Absorption
3	1	Volumendurchmesser	Verdampfung
3	2	Sauterdurchmesser	Stoffübergang
4	3	De Broukere-Durchmesser	Verbrennung

## A.2 Empirische Gleichungen aus der Literatur

In der Literatur findet man mehrere empirische Gleichungen zur Berechnung der Strahlausbreitung, des Kegelwinkels und der entstehenden Tropfengröße. Dabei wurde versucht, die erkannten Einflussgrößen, wie z.B. den Einspritzdruck oder die Gasdichte  $\rho_g$  in geeigneter Weise einzubinden und mit den messtechnisch ermittelten Werten abzugleichen. Oft unterscheiden sich die Modelle deshalb nur geringfügig bezüglich einiger Konstanten oder Exponenten.

### A.2.1 Strahlaufbruchlänge

Die Strahlaufbruchlänge ist besonders schwierig zu messen. Der Einsatz von laseroptischen Messtechniken scheitert meist an der optischen Dichte des Strahls. Andere Verfahren nutzen die elektrische Leitfähigkeit der Flüssigkeit und sind deshalb wesentlich einfacher anzuwenden. Es ist jedoch umstritten, ob damit eine genaue Aussage getroffen werden kann, da die Messgenauigkeit als nicht besonders hoch eingeschätzt wird. Trotzdem ist die Strahlaufbruchlänge eine wichtige Kenngröße, die vor allem zur Modellierung der Spraybildung verwendet wird.

In der Literatur sind mehrere Angaben und Gleichungen zur Strahlaufbruchlänge zu finden. **Hiroyasu und Arai** [HIR90] schlugen folgende Formel vor. Dabei ist  $r$  der Rundungsradius der Düsenlocheinlaufkante und  $p_g$  der Druck des umgebenden Gases (in MPa!).

$$L2 = 7 \cdot d_0 \left(1 + 0.4 \frac{r}{d_0}\right) \left(\frac{p_g}{\rho_f v_0^2}\right)^{0.05} \left(\frac{L}{d_0}\right)^{0.13} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0.5} \quad (\text{A.7})$$

**Yule und Salters** [YUL94] veröffentlichten eine Formel in der über die Gasweberzahl  $We_g$  und die Reynoldszahl  $Re$  die Oberflächenspannung  $\sigma$  und die Viskosität  $\nu$  berücksichtigt wird.

$$L2 = 2650 d_0 We_g^{-0.1} Re_f^{-0.3} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0.08} \quad (\text{A.8})$$

Meist wird die Strahlaufbruchlänge jedoch nur als Funktion des Dichteverhältnisses wie folgt beschrieben:

$$L2 = C \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f}\right)^{0.5} \cdot d_0 \quad (\text{A.9})$$

Die Angaben für den Faktor  $C$  variieren oft stark, von  $C = 15.8$  [DAN97, ARA84] über  $C = 10$  [REI87] bis  $C = 7.15$  [CHE85].

## A.2.2 Tropfengröße

Die zeitliche und örtliche Verteilung der Tropfengröße bestimmt wesentlich die Gemischbildung, die Zündung, die Verbrennung und die Schadstoffentstehung. Dabei spielen Faktoren wie z.B. das Verhältnis von Tropfenoberfläche zur Tropfenmasse eine wichtige Rolle.

Wie bereits in Kapitel 2.4 beschrieben, ist der Mechanismus der Tropfenbildung bei der Zerstäubung ein äußerst kompliziert ablaufender Vorgang der nur schwer berechnet werden kann. Zum besseren Verständnis konzentrieren sich die Untersuchungen deshalb meist auf das Erkennen von Einflussgrößen und Phänomenen.



Eine Zusammenfassung der bereits erkannten und in der Literatur beschriebenen Einflussgrößen ist in Tabelle A.2 zu finden.

*Tabelle A.2: Einflussgrößen auf den Tropfendurchmesser*

Einflussgröße	Literaturstelle
Einspritzdruck	[VAR83, KOO97]
Einspritzmenge	[KOO97]
Gasdichte	[LEV97, HIR90, HIR89, REI87]
Viskosität $\nu_f$	[DES98, DAN97, HIR90, HIR89]
Oberflächenspannung	[HIR90, HIR89]
Verhältnis $L/d_0$	[DAN97, HIR90, VAR83]
Nadelhub	[KOO97]
Position im Strahl	[HUN97, LEV97, KOO97, REI87]
Zeit	[KOO97]

Trotz der komplexen Natur der Tropfenbildung und trotz der vielen Einflussgrößen haben einige Autoren empirische Gleichungen zur Berechnung der Tropfengröße, speziell des Sauterdurchmesser  $d_{32}$ , vorgeschlagen. Aufgrund der Abhängigkeit der Tropfengröße von der Position im Strahl und von der Zeit, und wegen der oft angewandten ungenauen Messmethoden, sind diese Formeln jedoch mit Vorsicht zu genießen. Eine Abschätzung von Tendenzen scheint jedoch möglich.

Bereits 1955 veröffentlichte **Tanasawa** [TAN55] folgende Gleichung:

$$d_{32} = 0.047 \left( \frac{d_0}{v_0} \right) \left( \frac{\sigma}{\rho_g} \right)^{0.25} g^{0.2} \left( 1 + 33.1 \cdot 10^{1.5} \underbrace{\frac{\eta_f}{\sqrt{\sigma \rho_f d_0}}}_{Oh} \right) \quad (\text{A.10})$$

**Hiroyasu und Arai** [HIR90] schlugen folgende Formel vor:

$$d_{32} = 0.38 d_0 Re^{0.25} We^{-0.32} (\rho_f / \rho_g)^{-0.47} (\eta_f / \eta_g)^{0.37} \quad (\text{A.11})$$

Neben den erwähnten Gleichungen wurden auch einige Abhängigkeiten veröffentlicht, welche überwiegend aus Messungen ermittelt wurden:

$$d_{32} \propto \nu^{0.194} \rho^{-0.405} \quad [\text{DES98}] \quad (\text{A.12})$$

$$d_{32} \propto (1 + 5.3 Oh) \quad [\text{DES98}] \quad (\text{A.13})$$

$$d_{32} \propto \eta_f^m \quad \text{mit} \quad m = 0.1 \dots 0.2 \quad [\text{LEF89}] \quad (\text{A.14})$$

$$d_{32} \propto \rho_g^{0.4} \quad [\text{PAY96}] \quad (\text{A.15})$$

### A.2.3 Strahlausbreitung

Die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit und die Eindringtiefe sind zwei sehr wichtige Größen bei der motorischen Direkteinspritzung. Sie stehen deshalb im Mittelpunkt des Interesses, insbesondere im Hinblick auf die Gemischbildung, den Wandkontakt und die Brennraumausnutzung. Dies wurde sehr frühzeitig erkannt, weshalb auf eine Vielzahl von Veröffentlichungen zurückgegriffen werden kann. Die Entwicklung neuer Messtechniken bietet jedoch immer neue Möglichkeiten den hochtransienten Vorgang der Kraftstoffeinspritzung besser zu verstehen.

Aus den bis heute durchgeführten, umfangreichen Untersuchungen konnten viele grundlegende Einflussgrößen erkannt werden. Daraus wurden Modelle und empirische Gleichungen entwickelt, die jedoch meist zu unterschiedlichen, teilweise sogar zu widersprüchlichen Ergebnissen führen.

Die wichtigsten allgemein anerkannten Parameter welche die Strahlausbreitung beeinflussen sind nachfolgend in Tabelle A.3 dargestellt. In der ersten Spalte erkennt man die Einflussgrößen mit dem Exponenten  $n$ , dessen Werte in der zweiten Spalte dargestellt sind. Da sich der Einfluss und somit die Exponenten während der Strahlausbreitung ändern, sind die jeweiligen Tendenzen und Grenzwerte mit Pfeilen markiert. Bei einem Vergleich mehrerer Literaturstellen erkennt man, dass die Werte des Exponenten  $n$  stark schwanken. Die angegebenen Werte sind deshalb als Richtwerte zu verstehen und können eine Überprüfung im einzelnen Fall nicht ersetzen.

Tabelle A.3: Abhängigkeit der Strahlausbreitung von versch. Einflussgrößen

Abhängigkeit	Literaturwerte für $n$ bei zunehmender Zeit nach Spritzbeginn von $t = 0 \rightarrow \infty$
Zeit: $t^n$	1.0 $\leftrightarrow$ 0.5 (0.38)
Düsenloch- $\emptyset$ : $d_0^n$	0.0 $\leftrightarrow$ 0.5 (1.0)
Druckgefälle: $\Delta p^n$	0.5 $\leftrightarrow$ 0.25
Gasdichte: $\rho_g^n$	0.0 $\leftrightarrow$ -0.5 (-0.35)
Flüssigk.-Dichte: $\rho_f^n$	-0.5 $\leftrightarrow$ 0.26 (0.1)

Neben den in Tab. A.3 genannten Größen spielen die Kraftstoffeigenschaften, die Injektorbauweise und die Art der Druckerzeugung eine wichtige Rolle.

Die bekanntesten empirischen Gleichungen zur Berechnung der Strahlausbreitung  $S(t)$  sollen nachfolgend kurz vorgestellt werden. Einige davon sind nur unter gewissen Voraussetzungen bzw. mit Einschränkungen anwendbar.

Die Gleichung von **Dent** [DEN71] wurde bereits 1971 veröffentlicht. Sie berücksichtigt neben dem treibenden Druckgefälle  $\Delta p$ , der Gasdichte  $\rho_g$  und dem Düsenlochdurchmesser  $d_0$  auch den Einfluss der Gastemperatur  $T_g$  [K].

$$S = 3.06 (\Delta p / \rho_g)^{0.25} (d_0 t)^{0.5} (294.5 / T_g)^{0.25} \quad (\text{A.16})$$

Die wohl am häufigsten zitierte empirische Gleichung stammt von **Hiroyasu** [HIR90]. Sie wurde durch Einspritzversuche mit einer Einlochdüse in eine Kammer bei Einspritzdrücken bis 400 bar, Kammerdrücken bis 40 bar und Gastemperaturen von 20°C bis 320°C ermittelt:

$$\begin{aligned} S &= 0.39 (2 \Delta p / \rho_f)^{0.5} t && \text{für } 0 < t < t_{br} \\ S &= 2.95 (\Delta p / \rho_g)^{0.25} (d_0 t)^{0.5} && \text{für } t_{br} < t \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\text{mit } t_{br} = 28.65 (\rho_f d_0) (\rho_g \Delta p)^{-0.5}$$

Hiroyasu unterscheidet zwischen zwei Bereichen, getrennt durch die Zeit  $t_{br}$  die bis zum Strahlaufbruch vergeht. Im ersten Bereich  $t < t_{br}$  bewegt sich der Strahl ohne verzögernde Reibungskräfte. Die Eindringtiefe steigt linear mit der Zeit ( $S \propto v \cdot t$ ). Die Geschwindigkeit  $v$  entspricht der um den Faktor 0.39 reduzierten Maximalgeschwindigkeit nach Bernoulli, womit v.a. die Verluste in der Düse berücksichtigt werden.

Im zweiten Abschnitt  $t > t_{br}$  sinkt die Geschwindigkeit durch den Impulsaustausch mit der Luft. Dabei spielt erwartungsgemäß die Gasdichte  $\rho_g$  eine entscheidende Rolle. Die Eindringtiefe steigt nur noch mit  $t^{0.5}$ . Im Gegensatz zu anderen Autoren berücksichtigt Hiroyasu für  $t > t_{br}$  die Dichte der Flüssigkeit nicht.

**Chiu et.al.** [CHI76] schlugen die nachfolgende Gleichung vor.  $(\rho_{f1}/\rho_{f2})$  beschreibt das Verhältnis der Dichten eines Referenz-Kraftstoffs  $\rho_{f1}$  zum Dieselkraftstoff  $\rho_{f2}$  und  $\rho_g/\rho_{atm}$  das Verhältnis der vorliegenden Gasdichte zur Gasdichte bei atmosphärischen Bedingungen.

$$S = \frac{450 d_0^{0.5} (\rho_{f1}/\rho_{f2})^{0.4}}{(1 + \rho_g/\rho_{atm})^{0.85}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_{atm}}\right)^{0.5} \Delta p^{0.25} \cdot t^{0.6} \quad (\text{A.18})$$

**Varde und Popa** [VAR83] untersuchten die Strahlausbreitung an einem selbstgebauten Einspritzsystem mit bis zu 1500 bar Einspritzdruck und selbstgefertigten Düsen mit unterschiedlichem  $L/d_0$  und verschiedenen Lochdurchmessern  $d_0$ . Die Versuche wurden bei Umgebungstemperatur mit Gasdichten  $\rho_g$  bis zu  $40 \text{ kg/m}^3$  durchgeführt. Mit Hilfe der daraus gewonnenen Erkenntnisse entstand folgende Gleichung:

$$S = 1.1 (A1)^{0.3} (A2)^{-0.008} (A3)^{0.5} (A4)^{0.16} t^{0.55} \quad (\text{A.19})$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad A1 &= \Delta p \rho_f d_0^2 / \eta_f^2 \propto Re_{dü}^2 \\ A2 &= \rho_f \sigma_f d_0 / \eta_f^2 = (Re_{dü}^2 / We_{dü}) = 1 / Oh^2 \\ A3 &= \rho_f / \rho_g \\ A4 &= L / d_0 \end{aligned}$$

Die vier Parameter A1 bis A4 sind dimensionslos. A1 berücksichtigt den Einfluss der Düsen-Reynoldszahl  $Re_{dü}$ . A2 ist eine Funktion der Ohnesorge-Zahl  $Oh$ , die aus Stoff- und Geometriedaten berechnet wird. Der Einfluss dieses Wertes ist mit einem Exponent von 0.008 jedoch sehr gering. A3 ist das Dichteverhältnis von Flüssigkeit und Gasatmosphäre und A4 das Längendurchmesser Verhältnis des Düsenlochs.  $S$  und  $d_0$  haben die Dimension [mm].

Der Einfluss der Gasdichte und der Kraftstoffverdampfung auf die Eindringtiefe wurde von **Naber und Siebers** [NAB96] sehr ausführlich untersucht. Die daraus entstandene Formel für die Eindringtiefe ist der von Hiroyasu vorgeschlagenen Gleichung (A.17) sehr ähnlich:

$$\begin{aligned}
 S &= C_v (2 \Delta p / \rho_f)^{0.5} t && \text{für } 0 < t < t_{br} \\
 S &= \sqrt{\frac{C_v (2 C_a)^{0.5}}{a \cdot \tan(\Theta/2)}} \left( \frac{\Delta p}{\rho_g} \right)^{0.25} (d_0 t)^{0.5} && \text{für } t_{br} < t \\
 \text{mit } t_{br} &= \frac{\sqrt{0.5 C_a}}{C_v a \cdot \tan(\Theta)} (\sqrt{C_a} \rho_f d_0) (\rho_g \Delta p)^{-0.5} \\
 \text{und } C_d &= C_a \cdot C_v && \text{(A.20)}
 \end{aligned}$$

Dabei berücksichtigt  $C_a$  („area contraction coefficient“) die Einschnürung der Strömung im Düsenloch durch Kavitationserscheinungen und durch ungleichmäßige Strömungsprofile am Düsenaustritt ( $C_a \approx 0.8 \dots 1.0$ ).  $C_d$  („discharge coefficient“) dient zur Charakterisierung des effektiven Kraftstoffmassenstroms durch die Düse. Die Werte für  $C_a$  und  $C_d$  müssen messtechnisch ermittelt werden. Somit lässt sich  $C_v$  berechnen. Die Größe  $a$  wurde in den Versuchen zu 0.66 bestimmt.

**Naber und Siebers** erkannten außerdem, dass die gemessenen Werte aller durchgeführter Versuche, trotz unterschiedlicher Düsen und Betriebszustände, bei einer dimensionslosen Darstellung der Strahlausbreitung über der Zeit auf einer gemeinsamen Kurve  $\tilde{S} = f(\tilde{t})$  liegen. Zur dimensionslosen Darstellung wurden ein charakteristisches Längenmaß  $x^*$  und ein charakteristisches Zeitmaß  $t^*$  eingeführt.

$$x^* = \frac{\sqrt{C_a} \cdot d_0 \cdot \sqrt{\rho_f/\rho_g}}{0.66 \cdot \tan(\Theta/2)} \quad (\text{A.21})$$

$$t^* = \frac{\sqrt{C_a} \cdot d_0 \cdot \sqrt{\rho_f/\rho_g}}{0.66 \cdot \tan(\Theta/2) \cdot v_f} \quad (\text{A.22})$$

$$\text{mit} \quad v_f = C_v \cdot \sqrt{2 \Delta p / \rho_f}$$

Damit konnte eine Formel zur Beschreibung der dimensionslosen Strahlausbreitung  $\tilde{S}$  definiert werden.

$$\tilde{S} = \tilde{t} / (1 + \tilde{t}^{n/2})^{1/n} \quad (\text{A.23})$$

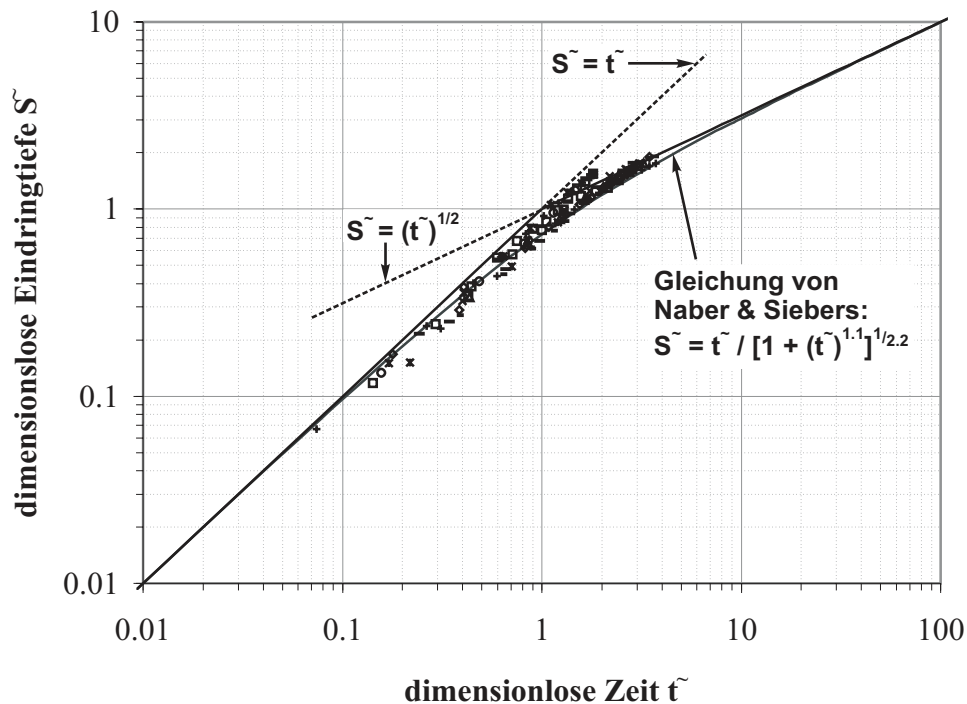
$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \tilde{S} &= S/x^* \\ \text{und} \quad \tilde{t} &= t/t^* \end{aligned}$$

Der Wert des Parameters  $n$  wurde auf die Messdaten angepasst und zu  $n = 2.2$  bestimmt.

Mit den Gleichungen (A.21) und (A.22) wurde für zahlreiche Messungen aus der vorliegenden Arbeit das Längenmaß  $x^*$  und das Zeitmaß  $t^*$  und daraus die dimensionslose Strahlausbreitung  $\tilde{S}$  sowie die Zeit  $\tilde{t}$  bestimmt. Trägt man die Strahlausbreitung in dieser dimensionslosen Form in ein logarithmisch skaliertes Diagramm ein (vgl. Abb. A.1), so erkennt man, dass alle Versuche entlang einer Kurve liegen, unabhängig von Einspritzdruck und Gasdichte.

Im Bereich  $0 < \tilde{t} < 1$  verläuft die Kurve linear ( $\tilde{S} = \tilde{t}$ ). In diesem Bereich breitet sich der Einspritzstrahl mit annähernd konstanter Geschwindigkeit aus. Bei  $\tilde{t} = 1$  wechselt der Verlauf in eine Abhängigkeit  $\tilde{S} = \sqrt{\tilde{t}}$ . Damit wird berücksichtigt, dass durch den Strahlaufbruch und den zunehmenden Impulsaustausch des Sprays mit der Gasatmosphäre die Strahlgeschwindigkeit abnimmt.

Abbildung A.1: Dimensionslose Darstellung der Strahlausbreitung mehrerer Versuche



#### A.2.4 Kegelwinkel

Der Kegelwinkel  $\Theta$  eines Einspritzstrahls ist eine wichtige Kenngröße, die als Maß für den Lufteintrag in das Spray gilt. Der Lufteintrag hat einen wesentlichen Einfluss auf die Tropfengeschwindigkeit (Impulsaustausch), die Tropfengröße (Koaleszenz) und die Verdampfung (Energiezufuhr).

Sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen zeigen, dass der Spraykegelwinkel hauptsächlich vom Dichteverhältnis  $\rho_g/\rho_f$  des Gases und der Flüssigkeit abhängig ist. Über die Stärke des Einflusses herrscht noch Unklarheit wie aus nachfolgender Tabelle A.4 ersichtlich wird.

Bei Werten  $(\rho_g/\rho_f) > 0.1$  hat eine weitere Erhöhung der Gasdichte kaum noch Einfluss auf den Kegelwinkel. Dieser bleibt dann annähernd konstant und verhält sich wie ein inkompressibler Gas-Jet [NAB96].

Eine weitere wichtige Einflussgröße auf den Kegelwinkel ist die Düsengeometrie, hier v.a. das Verhältnis der Länge zum Durchmesser des Düsenlochs  $L/d_0$  [DAN97, HIR90]. Die Dichte und die Viskosität des Kraftstoffs hingegen beeinflussen den Kegelwinkel nur unwesentlich [DES98]. Auch der Einspritz-

Tabelle A.4: Abhängigkeit des Kegelwinkels von der Gasdichte

Abhängigkeit	Literaturstelle
$\Theta \sim (\rho_g)^{0.50}$	Reitz & Bracco, Wu et.al.
$\Theta \sim (\rho_g)^{0.26}$	Hiroyasu & Arai
$\Theta \sim (\rho_g)^{0.33}$	Varde
$\Theta \sim (\rho_g)^{0.40}$	Wakuri et.al.
$\Theta \sim (\rho_g)^{0.19}$	Naber & Siebers
$\Theta \sim (\rho_g)^{0.25}$	Desantes et.al.

druck zeigt bei dieselmotorischen Bedingungen ( $\Delta p > 300 \text{ bar}$ , „complete spray“) nur einen geringen Einfluss [NAB96].

Eine der ersten Formeln zur Berechnung des Kegelwinkels wurde von **Sitkei** [SIT64] im Jahre 1964 auf Basis experimenteller Daten veröffentlicht. Sitkei erkannte bereits die wesentlichen Abhängigkeiten, berücksichtigte aber den Einfluss der Gasdichte zu wenig, wodurch die Kegelwinkel zu klein bestimmt werden:

$$\Theta = 0.03 (L/d_0)^{-0.3} (\rho_g/\rho_f)^{0.1} \underbrace{(v_0 d_0 \rho_f/\eta_f)^{0.7}}_{Re} \quad (\text{A.24})$$

Es folgte im Jahr 1977 eine Veröffentlichung von **Yokota und Matsuoka** [YOK77]. Die darin vorgestellte Gleichung beschreibt die Abhängigkeiten des Kegelwinkels von der Gasdichte  $\rho_g$  nach heutigem Kenntnisstand jedoch nicht richtig. Bei geringen Gasdichten wird der Kegelwinkel zu klein, bei Gasdichten  $\rho_g > 25 \text{ kg/m}^3$  dagegen viel zu groß berechnet.

$$\Theta = 0.135 (L/d_0)^{-\alpha} \cdot \beta \cdot \underbrace{(v_0 d_0 \rho_f/\eta_f)^{0.46}}_{Re} \quad (\text{A.25})$$

$$\text{mit} \quad \alpha = 0.0284 (\rho_f/\rho_g)^{0.39}$$

$$\text{und} \quad \beta = [1 - \exp(-(\rho_f/\rho_g)/43.6)]^{-1.0}$$



**Reitz und Bracco** [REI79/2] formulierten auf Basis der aerodynamischen Theorie der Oberflächenwellen die folgende Gleichung, die in zahlreichen Experimenten durch andere Autoren, aber auch in dieser Arbeit bestätigt werden konnte:

$$\Theta = 2 \arctan[4\pi (1/A) (\rho_g / \rho_f)^{0.5} f] \quad (\text{A.26})$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad A &= 3.0 + (L/d_0)/3.6 \\ \text{und} \quad f &\approx \sqrt{3}/6 \end{aligned}$$

**Naber und Siebers** [NAB96] formulierten nach zahlreichen Messungen in einer Druckkammer folgende Abhängigkeit:

$$\Theta = 2 \arctan[\alpha (\rho_g / \rho_f)^{0.19}] \quad (\text{A.27})$$

$$\text{mit} \quad \alpha = f(d_0) = 0.31 \dots 0.41$$

Eine sehr umfangreiche Studie des Spraykegelwinkels bei Umgebungstemperatur wurde von **Hiroyasu und Arai** [HIR80] durchgeführt. Beide schlugen folgende empirische Formel für den Kegelwinkel vor:

$$\Theta = 0.0413 (\rho_g / \rho_f)^{0.25} (v_0 d_0 \rho_f / \eta_g)^{0.5} \quad (\text{A.28})$$

In einer späteren Veröffentlichung [HIR90] nennen Hiroyasu und Arai eine weitere Formel, in der zum ersten mal der Sacklochdurchmesser  $d_s$  berücksichtigt wird:

$$\Theta = 83.5 (L/d_0)^{-0.22} (\rho_g / \rho_f)^{0.26} (d_0/d_s)^{0.15} \quad (\text{A.29})$$

### A.3 Stoffdaten des verwendeten Dieselkraftstoffs

Bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde konventioneller Dieselkraftstoff verwendet. Die physikalischen und chemischen Daten des Kraftstoffs sind in Tabelle A.5 aufgeführt.

*Tabelle A.5: Stoffdaten des verwendeten Dieselkraftstoffs*

Eigenschaften	Einheit	Wert	Prüfverfahren	Quelle
Flammpunkt	°C	68.00	ISO 2719	[BMW99]
Cetanindex		51.30	ISO 4264	
Asche, Masseanteil	%	0.007	EN 26 245	
Wasser, Masseanteil	mg/kg	<100	ASTM D	
Schwefelgehalt, Masseanteil	%	0.064	ASTM D2709	
CFPP	°C	-20.00	EN 116	
Dichte $\rho_f$ bei 15 °C, 1 bar	kg/m <sup>3</sup>	829	ISO 3675	
Viskosität $\nu$ bei 40 °C	m <sup>2</sup> /s	2.50E-06	ISO 3104	
Oberflächenspannung	N/m	2.6E-02		[DGMK]
Brechungsindex	–	1.467	optisch	[IOC97]

Destillation/Siedekurve	Einheit	Wert	Prüfverfahren	Quelle
10% Volumenanteil bei	°C	203.0	ISO 3405	[BMW99]
50% Volumenanteil bei	°C	253.7		
65% Volumenanteil bei	°C	276.1		
85% Volumenanteil bei	°C	315.5		
95% Volumenanteil bei	°C	347.4		

Zur Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit des Kraftstoffs mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen der Fluidmechanik (Energie-, Masse- und Impulserhaltung) ist die Kenntnis der Kraftstoffdichte notwendig. Deren Abhängigkeit von der Temperatur kann wie folgt berücksichtigt werden [KEP97]:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \gamma \cdot (T - T_0)} \quad (\text{A.30})$$

Die Kraftstoffdichte  $\rho_0$  bei der Referenztemperatur  $T_0$  kann aus obiger Tabelle A.5 entnommen werden. Der vom Raildruck abhängige Volumenausdehnungskoeffizient  $\gamma$  wurde auf Basis von Messungen des IMH<sup>9</sup> [IMH97] berechnet und ist in nachfolgender Tabelle A.6 aufgelistet:

<sup>9</sup>Institut für Motorenbau Huber GmbH, München

Tabelle A.6:  $\gamma$ -Werte für verschiedene Raildrücke

<b>Druck [bar]</b>	0	200	400	600	800	1000
$\gamma \cdot 10^6$	960.96	862.55	789.69	733.89	689.91	654.39
<b>Druck [bar]</b>	1200	1400	1600	1800	2000	
$\gamma \cdot 10^6$	625.07	600.39	579.23	560.78	544.42	

Bei Einspritzdrücken von mehreren hundert bar kann die Kompressibilität des flüssigen Kraftstoffs nicht mehr vernachlässigt werden. Die Abhängigkeit der Kraftstoffdichte  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] vom Raildruck  $p_{rail}$  [bar] kann mit folgender Polynomfunktion für 15°C beschrieben werden:

$$\rho(25^\circ C) = 829 + 0.04919215 \cdot p_{rail} - 0.00000649062 \cdot (p_{rail})^2 \quad (\text{A.31})$$

Für Temperaturen  $\neq 25^\circ C$  muss der Temperatureinfluss zusätzlich mit Hilfe der Formel A.30 berücksichtigt werden.

Ein weiterer wichtiger Kennwert ist die Viskosität des Kraftstoffs. Sie beeinflusst sowohl die Strömungsform (laminar, turbulent) als auch die Spraybildung und die entstehende Tropfengröße. Der Temperatureinfluss auf die Viskosität  $\nu$  (hier in  $mm^2/s$ ) kann nach [ARA01] wie folgt berechnet werden:

$$\log(\log(\nu + 0.8)) = (W_1 - W_2) \cdot \frac{\log(T_1) - \log(T_x)}{\log(T_2) - \log(T_1)} + W_1 \quad (\text{A.32})$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad W_1 &= \log(\log(\nu_A + 0.8)) \quad \text{mit } \nu \text{ in } mm^2/s \\ W_2 &= \log(\log(\nu_B + 0.8)) \quad \text{mit } \nu \text{ in } mm^2/s \\ T_1 &= \text{Temp. } \nu_A \text{ in } K \\ T_2 &= \text{Temp. } \nu_B \text{ in } K \\ T_x &= \text{Temp. der gesuchten Viskosität in } K \end{aligned}$$

Setzt man  $\nu_A = 2.5 \text{ mm}^2/\text{s}$  bei  $T_1 = 313 \text{ K}$  (aus Tab. A.5) und  $\nu_B = 5.88 \text{ mm}^2/\text{s}$  bei  $T_2 = 273 \text{ K}$  [DGMK] so kann man Gl. (A.32) umformen zu:

$$\nu = \left[ 10^{10}^{-0.2015758 \cdot \frac{\log(313) - \log(T_x)}{\log(273) - \log(313)} - 0.285239} \right] - 0.8 \quad (\text{A.33})$$

Daraus ergibt sich für die Viskosität des Dieselkraftstoffs bei Umgebungstemperatur ( $T = 295 \text{ K}$ )  $\nu = 1.86 \text{ mm}^2/\text{s}$ .

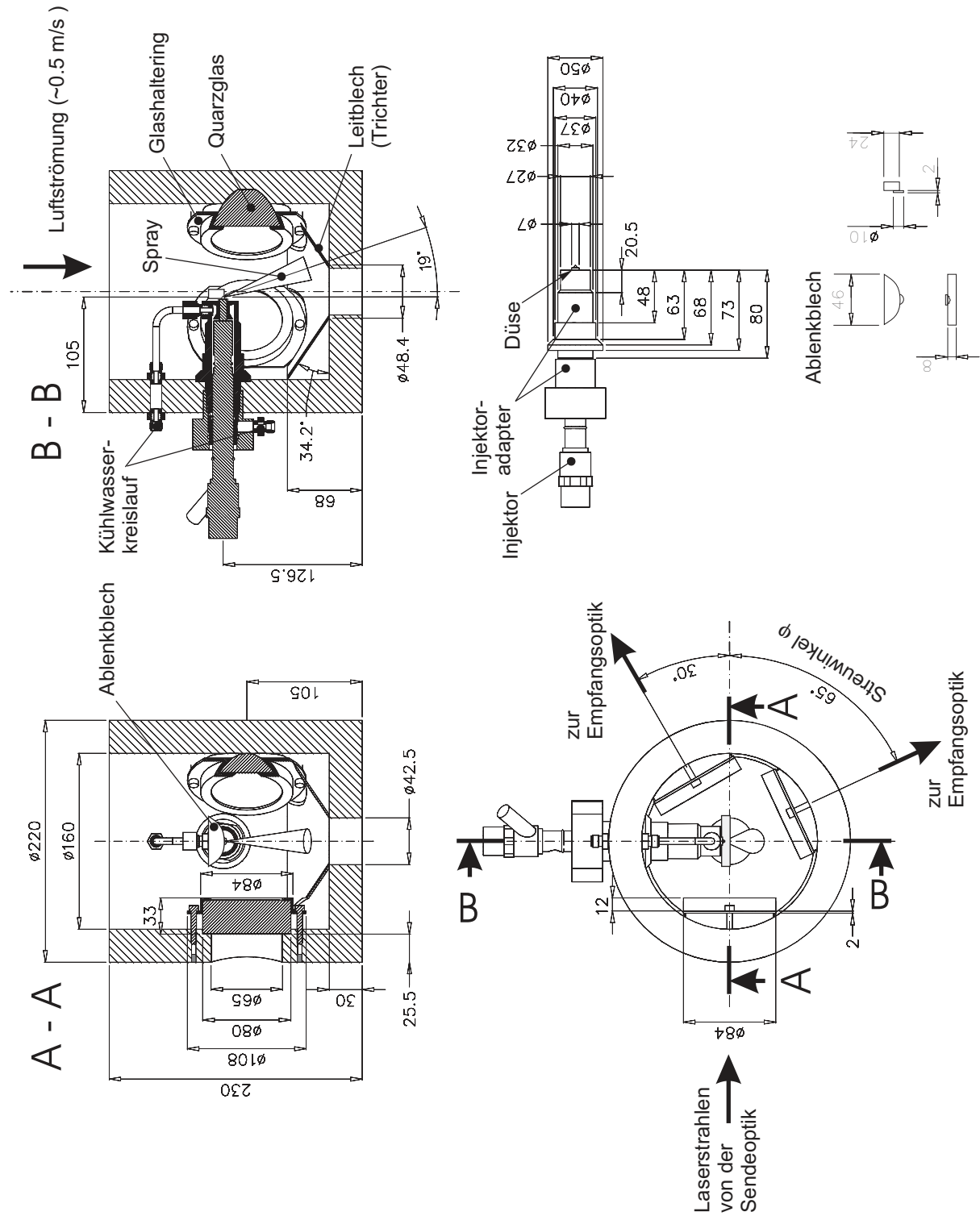
Der Einfluss des Drucks auf die Viskosität wird nach [KEP97] mit

$$\nu = \nu_0 \cdot e^{b \cdot p} \quad (\text{A.34})$$

berücksichtigt, wobei  $\nu_0$  die Viskosität bei Atmosphärendruck und  $p$  den Druck in bar beschreibt. Die Konstante  $b$  hat für Mineralöle den Wert  $b = 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ 1/bar}$ .

## A.4 Schnittdarstellung der beheizbaren Druckkammer

Abbildung A.2: Schnittdarstellung der Druckkammer für PDA-Messungen



## A.5 Konfiguration des PDA-Systems

### 1. Messungen bei Umgebungsbedingungen:

( $T_g = 295$  K,  $p_g = 1$  bar)

Sendeoptik			Empfangsoptik		
Strahlaufweitung:	1.95	<i>fach</i>	Strahlaufweitung:	1.95	<i>fach</i>
Brennweite:	310	<i>mm</i>	Brennweite:	310	<i>mm</i>
Strahlabstand:	15	<i>mm</i>	Apertur:	79	<i>mm</i>
Polarisation:	0	<i>Grad</i>			
Messvolumen			Messanordnung		
Durchmesser:	47	$\mu m$	Lichtstreuart:	Brechung	
Länge:	1.96	<i>mm</i>	Streuwinkel:	27 – 33	<i>Grad</i>
Fringe- Abstand:	10.6	$\mu m$	Durchmesserbereich:	0.4 – 156	$\mu m$
Anzahl der Fringes:	4	–	Geschwindigkeitsbereich:	0 – 372	<i>m/s</i>
Laserleistung:	500	<i>mW</i>	Bandbreite:	45	<i>MHz</i>

### 2. Messungen unter Druck und hohen Temperaturen:

( $T_g = 400 - 740$  K,  $p_g = 20 - 50$  bar)

Sendeoptik			Empfangsoptik		
Strahlaufweitung:	1.95	<i>fach</i>	Strahlaufweitung:	1.95	<i>fach</i>
Brennweite:	310	<i>mm</i>	Brennweite:	310	<i>mm</i>
Strahlabstand:	26.6	<i>mm</i>	Apertur:	79	<i>mm</i>
Polarisation:	0	<i>Grad</i>			
Messvolumen			Messanordnung		
Durchmesser:	47	$\mu m$	Lichtstreuart:	Brechung	
Länge:	1.10	<i>mm</i>	Streuwinkel:	65	<i>Grad</i>
Fringe- Abstand:	6.0	$\mu m$	Durchmesserbereich:	0.3 – 110	$\mu m$
Anzahl der Fringes:	8	–	Geschwindigkeitsbereich:	0 – 210	<i>m/s</i>
Laserleistung:	500	<i>mW</i>	Bandbreite:	45	<i>MHz</i>

## A.6 Fehlerrechnung zur Bestimmung der PDA-Messgenauigkeit

Nachfolgend soll die Messgenauigkeit des PDA-Systems für die beiden in Tabelle A.5 (S. 152) dargestellten Messanordnungen diskutiert werden. Es erfolgt eine differenzierte Fehlerbetrachtung für die Bestimmung der Geschwindigkeit und der Tropfengröße, da sie auf verschiedenen physikalischen Grundlagen basieren.

### *Tropfengeschwindigkeit*

Die Tropfengeschwindigkeit wird nach Formel (4.1) (Seite 56) aus der gemessenen Schwebungsfrequenz  $f_s$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und dem halben Schnittwinkel  $\Theta$  der Laserstrahlen bestimmt. Letzterer kann aus dem Abstand  $a$  der Laserstrahlen (vgl. Abb. 4.8, S. 55) und der Brennweite  $f$  über Winkel-funktionen berechnet werden.

$$v = \frac{f_s \lambda}{2 \sin(\Theta)} = \frac{f_s \lambda}{2 \sin(\arctan(0.5 a / f))}$$

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß läßt sich der maximal mögliche Fehler bei der Geschwindigkeitsmessung wie folgt berechnen:

$$\Delta v = \left| \frac{\partial v}{\partial f_s} \right| \Delta f_s + \left| \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right| \Delta \lambda + \left| \frac{\partial v}{\partial a} \right| \Delta a + \left| \frac{\partial v}{\partial f} \right| \Delta f \quad (\text{A.35})$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \frac{\partial v}{\partial f_s} &= \frac{\lambda}{2 \sin(\arctan(0.5 a / f))} \\ \frac{\partial v}{\partial \lambda} &= \frac{f_s}{2 \sin(\arctan(0.5 a / f))} \\ \frac{\partial v}{\partial a} &= \frac{-f_s \lambda f \sqrt{1 + 0.25 a^2 / f^2}}{a^2} + \frac{0.25 f_s \lambda}{f \sqrt{1 + 0.25 a^2 / f^2}} \\ \frac{\partial v}{\partial f} &= \frac{f_s \lambda \sqrt{1 + 0.25 a^2 / f^2}}{a} - \frac{0.25 f_s \lambda a}{f^2 \sqrt{1 + 0.25 a^2 / f^2}} \end{aligned}$$

Für Messungen unter Umgebungstemperatur (1) und in heißer Atmosphäre (2) gelten folgende Werte und Standardabweichungen:

- Wellenlänge  $\lambda = 514.5\text{E-}09$  m,  $\Delta\lambda = 0.1\text{E-}09$  m
- Schwebungsfrequenz  $f_s = 35.0\text{E+}06$  Hz,  $\Delta f_s = 0.1\text{E+}06$  Hz
- Strahlabstand  $a = 15\text{E-}03$  m (1) bzw.  $a = 26.6\text{E-}03$  m (2),  $\Delta a = 0.1\text{E-}03$  m
- Brennweite der Sendeoptik  $f = 310\text{E-}03$  m,  $\Delta f = 0.1\text{E-}03$  m

Daraus ergibt sich mit (A.35) ein maximaler Fehler bei der Geschwindigkeitsmessung von:

$$\Delta v = 3.78 \text{ m/s} = 1.0 \% FS$$

Bei einem Strahlabstand von  $a = 26.6$  mm, wie er für Messungen unter höherem Gasdruck  $p_g$  gewählt wurde, lässt sich folgende Genauigkeit erreichen:

$$\Delta v = 1.49 \text{ m/s} = 0.71 \% FS$$

### *Tropfendurchmesser*

Zur Berechnung des Fehlers bei der Tropfengrößenbestimmung wird Gleichung (4.3) (Seite 58) herangezogen. Dabei ist zu beachten, dass  $\Phi_i$  die Phasenverschiebung am Detektor  $D_i$  darstellt, der mit dem Messvolumen den Höhenwinkel  $\Psi_i$  einschließt. Zur Bestimmung der Tropfengröße sind zwei Detektoren D1 und D2 erforderlich (vgl. Abb. 4.8, S. 55). Diese befinden sich oberhalb und unterhalb der Streuebene (YZ-Ebene). Zwischen diesen beiden Detektoren wird die Differenz der Phasen  $\Phi_i$  der empfangenen Doppler-Signale gemessen. Dabei gilt folgender Zusammenhang:

$$\Phi_{1/2} = |\Phi_1 - \Phi_2| = 2 \left( \frac{-2\pi d_p}{\lambda} \frac{m \sin\Theta \sin\Psi_i}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2(1+q)})}} \right)$$

$$\text{mit } q = \cos(\Theta)\cos(\Psi)\cos(\varphi) \quad (\text{A.36})$$



Löst man Gleichung (A.36) nach dem Tropfendurchmesser  $d_p$  so folgt:

$$d_p = \frac{\lambda \Phi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})}}{4\pi m \sin(\Theta) \sin(\Psi)} \quad (\text{A.37})$$

Damit kann der maximale Fehler  $\Delta d_p$  berechnet werden:

$$\Delta d_p = \left| \frac{\partial d_p}{\partial \lambda} \right| \Delta \lambda + \left| \frac{\partial d_p}{\partial \Phi} \right| \Delta \Phi + \left| \frac{\partial d_p}{\partial \Theta} \right| \Delta \Theta + \left| \frac{\partial d_p}{\partial \Psi} \right| \Delta \Psi + \left| \frac{\partial d_p}{\partial \varphi} \right| \Delta \varphi + \left| \frac{\partial d_p}{\partial m} \right| \Delta m \quad (\text{A.38})$$

mit:

$$\frac{\partial d_p}{\partial \lambda} = \frac{1}{4} \frac{\Phi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})}}{\pi m \sin \Theta \sin \Psi}$$

$$\frac{\partial d_p}{\partial \Phi} = \frac{1}{4} \frac{\lambda \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})}}{\pi m \sin \Theta \sin \Psi}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial d_p}{\partial \Theta} = & -\frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi (-\sin \Theta \cos \Psi \cos \varphi (1+m^2 - m\sqrt{2+2q}) + \frac{(1+q)m \sin \Theta \cos \Psi \cos \varphi}{\sqrt{2+2q}})}{\pi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})} m \sin \Theta \sin \Psi} \\ & + \frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})} \cos \Theta}{\pi m (\sin \Theta)^2 \sin \Psi} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial d_p}{\partial \Psi} = & -\frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi (-\cos \Theta \sin \Psi \cos \varphi (1+m^2 - m\sqrt{2+2q}) + \frac{(1+q)m \cos \Theta \sin \Psi \cos \varphi}{\sqrt{2+2q}})}{\pi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})} m \sin \Theta \sin \Psi} \\ & + \frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})} \cos \Psi}{\pi m \sin \Theta (\sin \Psi)^2} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial d_p}{\partial \varphi} = -\frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi (-\cos \Theta \cos \Psi \sin \varphi (1+m^2 - m\sqrt{2+2q}) + \frac{(1+q)m \cos \Theta \cos \Psi \sin \varphi}{\sqrt{2+2q}})}{\pi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})} m \sin \Theta \sin \Psi}$$

$$\frac{\partial d_p}{\partial m} = -\frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi (1+q) (2m - \sqrt{2+2q})}{\pi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})} m \sin \Theta \sin \Psi}$$

$$+ \frac{1}{4} \frac{\lambda \Phi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2+2q})}}{\pi m^2 \sin \Theta \sin \Psi}$$

Die Werte und Standardabweichungen für die geometrischen und optischen Größen können nachfolgender Liste entnommen werden. Auch hier wird zwischen Messungen bei Umgebungstemperatur (1) und bei hohen Temperaturen und hohen Gasdichten (2) unterschieden. Die Definition der Winkel kann Abb. 4.8 (S. 55) entnommen werden.

- Wellenlänge  $\lambda = 514.5\text{E-}09\text{ m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.1\text{E-}09\text{ m}$
- Phasedifferenz  $\Phi_{1/2} = 33.58^\circ$  für ein  $10\text{ }\mu\text{m}$  Tröpfchen,  $\Delta\Phi = 3.6^\circ$
- halber Schnittwinkel  $\Theta = 1.39^\circ$  (1) bzw.  $\Theta = 2.46^\circ$  (2),  $\Delta\Theta = 0.01^\circ$
- Höhenwinkel  $\Psi = 4.24^\circ$ ,  $\Delta\Psi = 0.016^\circ$
- Streuwinkel  $\varphi = 30^\circ$  (1) bzw.  $\varphi = 65^\circ$  (2),  $\Delta\varphi = 0.2^\circ$
- Brechungsindex  $m = 1.467$ ,  $\Delta m = 0.001$

Setzt man diese Werte in Gleichung (A.38) ein so ergibt sich ein max. Fehler bei der Größenbestimmung von:

$$\Delta d_p = 1.20\text{ }\mu\text{m} = 0.96\% \text{ FS (Messanordnung1)}$$

$$\Delta d_p = 0.86\text{ }\mu\text{m} = 0.78\% \text{ FS (Messanordnung2)}$$

## Literatur

- [AIZ93] Aizu Y., Durst F., Grehan G., Onofri F., Xu T.-H. (1993), PDA-system without Gaussian beam defects, Proc. of the 3rd Int. Conf. on Optical Particle Sizing (OPS), Yokohama, Japan
- [ADR76] Adrian R.J., Earley W.L. (1976), Evaluation of LDV Performance using Mie Scattering Theory, Proceedings of Symposium on Laser Anemometry, University of Minnesota, USA
- [ADR96] Adrian R.J., Durão D.F.G., Durst F., Heitor M.V., Maeda M., Whitelaw J. (1996), Developments in Laser Techniques and Applications to Fluid Mechanics, Springer Verlag Berlin
- [ALB94] Albrecht H.E., Borys M., Wenzel M., Wriedt Th. (1994), Influence of the Measurement Volume on the Phase Error in Phase Doppler Anemometry, Part 1: Reflective Mode Operation, Particle and Particle Systems Characterization 11, pp. 339 – 344
- [ALB96] Albrecht H.E., Borys M., Wenzel M. (1996), Influence of the Measurement Volume on the Phase Error in Phase Doppler Anemometry, Part 2: Analysis by Extension of Geometrical Optics to the Laser Beam Refractive Mode operation, pp. 18 – 26, Particle and Particle Systems Characterization 13
- [ALB95] Albrecht H.E., Bech H., Damaschke N., Feleke M. (1995), Die Berechnung der Streuintensität eines beliebig im Laserstrahl positionierten Teilchens mit Hilfe der zweidimensionalen Fouriertransformation, Optik 100, S. 118 – 124
- [AND93] Andrews M.J. (1993), The Large-Scale Fragmentation of the Intact Liquid Core of a Spray Jet, Atomization and Sprays, Band 3, S. 29 – 54
- [ARA84] Arai M., Tabata, Hiroyasu H., Shimuzu M. (1984), Disintegration Process and Spray Characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle, SAE-Paper 840275
- [ARA01] Aral AG (2001), persönliche Mitteilung
- [ARA99] Araneo L., Tropea C. (1999), Optimization of PDA Measurements in a Diesel Spray, Spray'99, 5. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 5.-6. Oktober 1999, Bremen
- [ARA99/2] Araneo L., Coghe A., Cossali G.E., Brunelli G. (1999), Experimental investigation of the gas density effect on diesel spray penetration and entrainment, SAE-Paper 1999-01-0525
- [ARC99] Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M., Kampanis N., Horrocks R. (1999), Investigation of Cavitation in a Vertical Multi-Hole Injector, SAE-Paper 1999-01-0524
- [BAC84] Bachalo W.D., Houser M.J. (1984), Phase Doppler Spray Analyzer for Simultaneous Measurements of Drop Size and Velocity Distributions, Optical Engineering 23, pp. 583 – 590

- [BAC88] Bachalo W.D., Rudoff R.C., Brena de la Rosa A. (1988), Mass Flux Measurements of a High Number Density Spray System Using Phase Doppler Particle Analyzer, AIAA 88-0236, 26<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting, January 11-14
- [BAU84] Bauckhage K., Flögel H.-H. (1984), Simultaneous Measurement of Droplet Size and Velocity in Nozzle Sprays, Proceedings of 2nd Int. Symp. on Appl. Laser Anemometry to Fluid Mechanics, July 2 – July 4, Lisbon
- [BAU88] Bauckhage K., Flögel H.-H., Fritsching U., Hiller R. (1984), The Phase Doppler Difference Method, a New Laser Doppler Technique for Simultaneous Size and Velocity Measurements, Part 2: Optical Particle Characteristics as a Base for the New Diagnostic Technique, Particle and Particle Systems Characterization 5, pp. 66 – 71
- [BER59] Bergwerk W. (1959), Flow Pattern in a Diesel Nozzle Spray Holes, Proc. Inst. Mech. Engin., 1969-70, Paper No. 21
- [BID29] Bidone G. (1829), Expériences sur la Forme et sur la Direction des Veines et des Courants d' Eau Lances par Diverses Ouvertures, Imprimerie Royale, Turin, pp. 1 – 136
- [BMW99] BMW Motoren GmbH – Steyr (1999), Kraftstoffanalyse im Auftrag des Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München
- [BMW00] BMW Motoren GmbH – Steyr (2000), Persönliche Mitteilung
- [BOD91] Bode J. (1991), Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitsfreistrahlen, Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen
- [BOH83] Bohren C.F., Huffman D.R. (1983), Absorption and Scattering of Light by Small Particles, John Wiley & Sons, Inc., New York
- [BOR98] Borys M., Schelinsky B., Albrecht H.E., Krambeer H. (1998), Light Scattering Analysis with Methods of Geometrical Optics for a Particle Arbitrarily Positioned in a Laser Beam, Optik 108, pp. 137 – 150
- [BRA85] Bracco F.V. (1985), Modelling of Engine Sprays, SAE-Paper 850394
- [BRA72] Brazier-Smith P.R., Jennings S.G., Latham J. (1972), The Interaction of Falling Water Drops: Coalescence, Proc. R. Soc. London, Vol. 326, S. 393 – 408
- [BRE97] Brenn G., Valkovska D. (1997), Der Zerfall flüssiger Fäden nach binären Tropfenkollisionen, Spray'97, 3. Workshop über Sprays, Erfassung von Sprühvorgängen und Techniken der Fluidzerstäubung, 22.-23. Oktober 1997, Lampoldshausen, , ISBN: 3-89100-029-4, Herausgeber: W.W. Koschel und O.J. Haidn, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
- [CAN98] Canaan R.E., Dec J.E., Green R.M. (1998), The Influence of Fuel Volatility on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a Heavy-Duty D.I. Diesel Engine, Sandia National Laboratories, SAE-Paper 980510
- [CHA95] Chaves H. et. al. (1995), Experimental Study of Cavitation in the Nozzle Hole of Diesel Injectors Using Transparent Nozzles, SAE-Paper 950290, pp. 199 – 211

- [CHA96] Chaves H., Obermeier F. (1996), Modelling the Effect of Modulations of the Injection Velocity on the Structure of Diesel Sprays, SAE-Paper 961126
- [CHA97] Chaves H., Obermeier F. (1997), Transiente Messung der Geschwindigkeit eines Dieseleinspritzstrahls am Austritt aus der Düse, Spray'97, 3. Workshop über Sprays, Erfassung von Sprühvorgängen und Techniken der Fluidzerstäubung, 22.-23. Oktober 1997, Lampoldshausen, ISBN: 3-89100-029-4, Herausgeber: W.W. Koschel und O.J. Haidn, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
- [CHA98] Chaves H., Obermeier F., Schmidt R. (1998), Untersuchung hochfrequenter Druckpulsationen beim Anschlag der Nadel einer Dieseleinspritzdüse und deren Auswirkung auf die Zerstäubung, Spray'98, 4. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 13.-14. Oktober 1998, Essen, ISBN: 3-922602-68-1, Herausgeber: P. Walzel und D. Schmidt, Universität GH Essen
- [CHE85] Chehroudi B., Chen S.-H., Bracco F.V., Onuma Y. (1985), On the Intact Core of Full-Cone Sprays, SAE-Paper 85126
- [CHE96] Chen Y., Heister S.D. (1996), Modelling cavitation flow in Diesel injectors, Atomization and Sprays 6, pp. 709 – 726
- [CHI76] Chiu W.S., Shahed S.M., Lyn W.T. (1976), A Transient Spray Mixing Model for Diesel Combustion, Cummins Engine Co. Inc., SAE-Paper 760128
- [CHO97] Chou W.-H., Hsiang L.-P., Faeth G.M. (1997), Temporal properties of drop breakup in shear breakup regime. Int. Journal of Multiphase Flow, Vol 23, No.4, pp. 651 – 669
- [DAM98] Damaschke N., Gouesbet G., Gréhan G., Mignon H., Tropea C. (1998), Response of PDA Systems to Non-Spherical Droplets, pp. 1752 – 1760, Applied Optics 37
- [DAN97] Dan T., Yamamoto T., Senda J., Fujimoto H. (1997), Effect of Nozzle Configuration for Characteristics of Non-Reacting Diesel Fuel Spray, Doshisha University, SAE-Paper 970355
- [DAN99] Dantec Measurement Technology (1999), Users-Guide for the Phase-Dynamics-Analyzer
- [DAN00] Dantec Measurement Technology (2000), Powerpoint-Präsentation, kostenlos abrufbar im Internet unter: <http://www.dantecmt.com/PDA/System/>
- [DEC97] Dec J.E. (1997), A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging, SAE-Paper 970873
- [DEN71] Dent J.C. (1971), A Basis for the Comparison of Various Experimental Methods for Studying Spray Penetration, SAE-Paper 710571
- [DES98] Desantes J. M., Arrégle J., Pastor J.V. (1998), Influence of the Fuel Characteristics on the Injection Process in a D.I. Diesel Engine, SAE-Paper 980802
- [DFG00] Deutsche Forschungsgemeinschaft (2000), Transient Phenomena in Multiphase and Multicomponent Systems, Forschungsbericht, F. Mayinger (Ed.), WILEY-VCH Verlag GmbH, 69469 Weinheim

- [DGMK] Deutsche Wissenschaftliche Gesellschaft für Erdöl, Erdgas und Kohle e.V (1993), Bericht 409, Hamburg, ISBN 3-928164-63-5
- [DOM93] Domnick J., Dorfner V., Durst F., Yamashita M. (1993), Performance Evaluation of Different Phase Doppler Systems, Proc. of the 3rd Int. Conf. on Optical Partical Sizing (OPS), Yokohama, Japan
- [DOR00] Dorer F. (2000), Kompressionsmaschine zur Simulation von Brennraumvorgängen in Wasserstoff-Großdieselmotoren, Dissertation, Technische Universität München, Mensch u. Buch Verlag, Berlin
- [DUB95] Beitz W., Küttner K.-H. (1995), Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau, 18. Auflage, Kapitel B51, Springer-Verlag
- [DUR75] Durst F., Zará M. (1975), Laser-Doppler Measurements in Two-Phase Flows, Proceedings of LDA-Symp., pp. 403-429, Technical University of Denmark, Copenhagen, P.O. Box 70, 2740 Skovlunde, Denmark
- [DUR89] Durst F., Melling A., Whitelaw J.H. (1989), Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, G. Braun, Karlsruhe, ISBN: 3-7550-2022-2
- [EBE76] Ebeling K.H. (1976), Hochfrequenzholografie lasererzeugter und akustisch erzeugter Kavitationsblasen, Dissertation, Universität Göttingen
- [EIF90] Eifler W. (1990), Untersuchung zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahls im Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie, Dissertation, Universität Kaiserslautern
- [EIS00] Eisen S., Mayinger F. (2000), Abschlussbericht zum Großprojekt der Bayerischen Forschungsstiftung 177/96 „Potenzial neuartiger Einspritzverfahren zur Reduzierung von Ruß und NO<sub>x</sub> bei der dieselmotorischen Verbrennung“, Teilprojekt 4
- [EIS02] Eisen S. (2002), Visualisierung der dieselmotorischen Verbrennung in einer schnellen Kompressionsmaschine, Dissertation, Technische Universität München (in Bearbeitung)
- [EIS58] Eisenklam P., Hooper P.C. (1958), The Flow Characteristics of Laminar and Turbulent Jets of Liquid, Ministry of Supply D.G.G.W. Report/EMR/58/10, September 1958
- [ESP95] Espey C., Dec J.E. (1995), The Effect of TDC Temperature and Density on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a D.I. Diesel Engine, SAE-Paper 1995
- [FAE87] Faeth G.M. (1987), Mixing, Transport and Combustion in Sprays, Progress in Energy and Combustion Science 13, S. 293 – 345
- [FAE83] Faeth G.M. (1983), Evaporation and Combustion of Sprays , Progress in Energy and Combustion Science 9, Herausgeber: N.A. Chigier, Pergamon Press, Oxford (1983)
- [FAT97] Fath A. (1997), Charakterisierung des Strahlaufbruch-Prozesses bei der instationären Druckzerstäubung, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [FET00] Fettes C. (2000), Abschlussbericht zum Großprojekt der Bayerischen Forschungsstiftung 177/96 „Potenzial neuartiger Einspritzverfahren zur Reduktion von Ruß und NO<sub>x</sub> bei der dieselmotorischen Verbrennung“, Teilprojekt 1

- [FUJ87] Fujimoto H., Sugihara H., Tanabe H., Sato G.T. (1981), Investigation on Combustion in Medium-Speed Marine Diesel Engines Using Model Chambers, CIMAC-Congress, Helsinki
- [GEB96] Gebhard P. (1996), Zerfall und Verdampfung von Einspritzstrahlen aus lamellenbildenden Düsen, Dissertation, TU-München
- [GIF53] Giffen E., Muraszew A. (1953), The Atomization of Liquid Fuels, John Wiley and Sons, New York
- [GIL98] Gillandt I., Schulze T., Fritsching U., Bauckhage K. (1998), Simultaneous measurement of continuous and dispersed phase in a two phase jet flow, Flow measurement and instrumentation 9, S. 1 – 9
- [GOU91] Gouesbet G., Gréhan G., Maheu B. (1991), Generalized Lorenz-Mie Theory and applications to optical sizing, Norman Chigier (Ed.) Combustion Measurements, pp. 339 – 384, Hemisphere Publishing
- [GRA83] Grabitz G., Meier G.E.A. (1983), Über Laufzeitinstabilitäten in Flüssigkeitsstrahlen
- [GRE91] Gréhan G., Gouesbet G., Naqwi A., Durst F. (1991), Evaluation of the Phase Doppler System using Generalized Lorenz-Mie Theory, Int. Conf. on Multiphase Flows, Tsukuba, Japan
- [HAB97] Habchi C., Verhoeven D., Huynh H.C., Lambert L., Vanhemelryck J.L., Baritaud T. (1997), Modelling Atomization and Break Up in High Pressure Diesel Sprays, SAE-Paper 920579
- [HAE32] Haenlein A. (1932), Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls, Forschung, Band 2, Heft 4, S. 139
- [HAL63] Hall G.W. (1963), Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical tube orifices, Journ. Mechan. Engineering Sci. 5( 1), 91-7
- [HAR92] Hardalupas Y., Taylor A.M.K.P, Whitelaw J.H. (1992). Characteristics of the spray from a Diesel injector, Int. Journal Multiphase Flow, Vol. 18, No.2, pp. 159 – 179
- [HAY72] Hay N, Jones P.L. (1972), Comparison of the Various Correlations for Spray Penetration, Dept. of Mech. Eng., Univ. of Nottingham, England, SAE-Paper 720776
- [HEI80] Hein D. (1980), Modellvorstellungen zum Wiederbenetzen durch Fluten, Dissertation, Universität Hannover
- [HEN83] Hentschel W. (1983), Hochfrequenzholografische Untersuchungen zum Verhalten von Kavitationsblasen in Druckfeldern, Dissertation, Universität Göttingen
- [HIR96] Hirleman E.D. (1996), History of Development of the Phase-Doppler Particle Sizing Velocimeter, Particle and Particle Systems Characterization 13, pp. 59 – 67
- [HIR80] Hiroyasu H., Arai M. (1980), Fuel Spray Penetration and Spray Angle in Diesel Engines, Trans. of JSME, No. 21, pp. 5 – 11

- [HIR89] Hiroyasu H., Arai M. (1989), Empirical Equations for the Sauter Mean Diameter of a Diesel Spray, University of Hiroshima, Japan, SAE-Paper 890464
- [HIR90] Hiroyasu H., Arai M. (1990), Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines, University of Hiroshima, Japan, SAE-Paper 900475
- [HOH99] Hohmann S. (1999), Strahlausbreitung und Tropfenverdunstung bei der dieselmotorischen Direkteinspritzung, Dissertation, RWTH Aachen
- [HSI92] Hsiang L.-P., Faeth G.M. (1992), Near limit drop deformation and secondary breakup, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 18, No. 5, pp. 635 – 652
- [HSI93] Hsiang L.-P., Faeth G.M. (1993), Drop properties after secondary breakup, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 19, No. 5, pp. 721 – 735
- [HSI95] Hsiang L.-P., Faeth G.M. (1995), Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 21, No. 4, pp. 545 – 560
- [HUH91] Huh K.Y., Gosman A.D. (1991), A phenomenological model of Diesel spray atomization, Proc. of Int. Conf. on Multiphase Flows, Vol. 2, pp. 515 – 518, Tsukuba
- [HUL81] Van de Hulst H.C.(1957), Light Scattering by Small Particles, Dover Publications, Inc., New York
- [HUN97] Hung C., Martin J.-K. (1997), Injection Pressure Effects Upon Droplet Behaviour in Transient Diesel Spray, SAE-Paper 970053
- [ICI82] Iciek J. (1982), The hydrodynamics of a free, liquid jet and the influence on direct contact heat transfer, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 8, No. 3
- [IY92] Iiyama A., Matsumoto Y., Kawamoto K., Ohishi T. (1992), Spray Formation Improvement of VCO Nozzle for DI Diesel Smoke Reduction, IMechE Seminar for Diesel Fuel Injection Systems
- [IMH97] Institut für Motorenbau Prof. Huber GmbH – München (1997), persönliche Mitteilung
- [IMH99] Institut für Motorenbau Prof. Huber GmbH – München (1999), Großprojekt der Bayerischen Forschungsförderung „Potenzial neuartiger Einspritzverfahren zur Reduktion von Ruß und NO<sub>x</sub> bei der dieselmotorischen Verbrennung“, Teilprojekt 5, Bericht zur 7. Arbeitskreissitzung, Bild 54
- [IMH00] Institut für Motorenbau Prof. Huber GmbH – München (2000), Abschlussbericht zum Großprojekt der Bayerischen Forschungsförderung 177/96 „Potenzial neuartiger Einspritzverfahren zur Reduktion von Ruß und NO<sub>x</sub> bei der dieselmotorischen Verbrennung“, Teilprojekt 5
- [IOC97] Eigene Messung am Institut für Organische Chemie der Technischen Universität München, Garching
- [ISA81] Isay W.H. (1981), Kavitation, Schiffahrts-Verlag Hansa C. Schroedter & Co.



- [ISL98] Islam M. (1998), Simulation of High-Pressure Diesel Sprays, Status report for the transfer from degree Master of Philosophy to Doctor of Philosophy, Department of Mechanical Engineering, Thermofluids Section, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, UK
- [JIA92] Jiang Y.J., Umemura A., Law C.K. (1992), An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon droplets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 234, pp. 171 – 190
- [JOR99] Jordan M. (1999), Zündung und Verbrennung in vorgemischten turbulenten Freistrahlen, Dissertation, TU-München
- [KAM96] Kampmann S., Dittus B., Mattes P., Kirner M. (1996), The Influence of Hydro-Grinding (HG) at VCO Nozzles on Mixture Preparation in an DI Diesel Engine, SAE-Paper 960868
- [KAN90] Kano H., Kato M., Kojima T., Katagiri M. (1990), Contribution of Optimum Design for Nozzle Configuration to Spray Formation, SAE-Paper 900824
- [KAT97] Kato M., Kano H., Date K., Oya T., Niizuma K. (1997), Flow Analysis in Nozzle Hole in Consideration of Cavitation, SAE-Paper 970052
- [KIM97] Kim J.-H., Nishida K., Yoshizaki T., Hiroyasu H. (1997), Characterization of Flows in the Sac Chamber and the Discharge Hole of a D.I. Diesel Injection Nozzle by Using a Transparent Model Nozzle, University of Hiroshima, SAE-Paper 972942
- [KEP97] Keppeler S. (1997), Common-Rail-Einspritzsystem für den direkteinspritzenden Dieselmotor, Dissertation, RWTH Aachen
- [KLÖ87] Klöpffer A.H. (1987), Der Einfluss von Laufzeiteffekten auf den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Bericht Nr. 14, Göttingen
- [KÖN98] König G., Binder K., Renner G., Schwarz V., Schmalzing C. (1998), Grundsätzliche Untersuchungen zur Strahlausbreitung und Gemischbildung von Einspritzdüsen für EURO III – Nutzfahrzeugmotoren, 4. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 13.–14. Oktober, Essen
- [KOO97] Koo J.Y., Martin J.K. (1990), Droplet sizes and velocities in a transient Diesel fuel spray, SAE-Paper 900397
- [KRA99] Krause A., Peters N. (1999), Numerische Berechnung transienter Dieselsprays mit dem eindimensionalen Eulerschen Modell CAS, Spray'99, 5. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 5.-6. Oktober 1999, Bremen
- [KUE99] Kuensberg-Sarre C., Kong S.-C., Reitz R.-D. (1999), Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays, SAE-Paper 1999-01-0912
- [KUO82] Kuo T.W., Bracco F.V. (1982), On the scaling of transient laminar, turbulent and spray jets, SAE-Paper 820038

- [LAN62] Landolt-Börnstein (1962), Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik, Technik; II. Band, 2. Teil, Bandteil b, Lösungsgleichgewichte I; Springer-Verlag
- [LEE31] Lee D.W., Spencer R.C. (1933), Photomicrographic Studies of Fuel Sprays, NACA Report, No. 454
- [LEF89] Lefebvre A. (1989), Atomization and Sprays, Combustion: An International Series, Hemisphere Publishing Corporation, New York
- [LEV62] Levich V.G. (1962), Physicochemical Hydrodynamics, Prentice Hall
- [LEV98] Levy N., Amara S., Champoussin J.-C. (1998), Simulation of a Diesel Jet Assumed Fully Atomized at the Nozzle Exit, Ecole Centrale de Lyon, France, SAE-Paper 981067
- [LEV97] Levy N., Amara S., Champoussin J.-C., Guerrassi N. (1997), Non-Reactive Diesel Spray Computations Supported by PDA Measurements, SAE-Paper 970049
- [LIN87] Lin S.P., Kang D.J. (1987), Atomisation of Liquid Jets, Phys Fluids, Vol. 30 (7)
- [LSA] LSA – Light Scattering Analysis, Software, Dantec Measurement Technology, D-91058 Erlangen
- [MAY93] Mayer W.O.H. (1993), Zur koaxialen Flüssigkeitszerstäubung im Hinblick auf die Treibstoffaufbereitung in Raketentriebwerken, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [MAY01] Mayinger F., Feldmann O. (2001), Optical Measurements – Techniques and Applications, Springer Publishing Company, Germany
- [MAY94] Mayinger F. (1994), Optical Measurements – Techniques and Applications, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-56765-8
- [MAY82] Mayinger F. (1982), Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen, Springer-Verlag Wien-New York, ISBN: 3-211-81668-2
- [MCC74] McCarthy M.J., Molloy N.A. (1974), Review of Stability of Liquid Jets and the Influence of Nozzle Design, Chemical Engineering Journal, Vol. 7, pp. 1 – 20
- [MEI82] Meintjes K., Alkidas A. C. (1982), An Experimental and Computational Investigation of the Flow in Diesel Prechambers, SAE-Paper 820275
- [MEI98] Meingast U., Staudt M., Hohmann S., Renz U. (1998), Untersuchung eines Common-Rail Einspritzstrahls im Düsenahbereich, Spray'98, 4. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 13.-14. Oktober 1998, Essen, ISBN: 3-922602-68-1, Herausgeber: P. Walzel und D. Schmidt, Universität GH Essen
- [MEL76] Melcher K., Komaroff I. (1976), Experimentelle Untersuchung der Strömung durch Dieseleinspritzdüsen am stationär betriebenen Großmodell; Bosch; Technische Berichte 5, 4

- [MIE08] Mie G. (1908), Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metalllösungen, Ann. d. Physik, Folge IV, Bd. 25, pp. 377 – 445
- [MIE55] Miesse C.C. (1959), Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets, Ind. Eng. Chem., Vol. 47, No. 9, pp. 1690 – 1701
- [MIN96] Minetti R., Ribaucour M., Carlier M., Sochet L.R. (1996), Autoignition Delays of a Series of Linear and Branched Chain Alkanes in the Intermediate Range of Temperature, Combustion Science and Technology, Vols. 113-114, pp 179-192, 1996
- [MÜN93] Münch K.-U., (1993), Anwendung der zweidimensionalen Mie-Streulichttechnik zur Diagnose des Einspritzprozesses im Brennraum eines direkteinspritzenden PKW-Dieselmotors, Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik, Heft 93.1, ESYTEC GmbH, Erlangen
- [NAB96] Naber J., Siebers L. (1996), Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays, Sandia National Labs., USA, SAE-Paper 960034
- [NAQ91] Naqwi A., F. Durst (1991), Light Scattering Applied to LDA and PDA Measurements, Part 1: Theory and Numerical Treatments, pp. 245 – 258, Particle and Particle Systems Characterization 8
- [NEG82] Negus C.R., Drain L.E. (1990), Calculations of the Scattered Light from a Spherical Particle Traversing a Fringe Pattern Produced by Two Intersecting Laser Beams, J. Physics D: Appl. Phys., Vol. 15, pp. 375 – 402, Corrigendum Vol. 15, p. 2099
- [OBE93] Obermeier F. (1993), Study of Pressure Fluctuations, Flow Separation and Cavitation in the Nozzle and their Influence on Spray Formation, IDEA Subprogramme A1, Contract No. Joule-008-D, Final Report, Part 1
- [OFN99] Ofner B., Eisen S., Mayinger F. (1999), Untersuchungen zur Spray- und Gemischbildung an Common-Rail-Diesel-Einspritzsystemen mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie und anderen optischen Messmethoden, Spray'99, 5. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 5.-6. Oktober 1999, Bremen
- [OFN99] Ofner B., Eisen S., Mayinger F. (1999), Performance of Common-Rail Fuel Injection Systems in DI-Diesel Engines, Proceedings of 1st Int. Conf. on Engineering Thermophysics (ICET'99), Beijing, China
- [OHN36] Ohnesorge W. (1936), Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 16, Heft 6, S. 355 – 358
- [ORO80] O'Rourke J.P., Bracco F.V. (1980), Modelling of Drop Interactions in Thick Sprays and a Comparison with Experiments, Conference on Stratified Charge Automotive Engines, No. C404/80, Institution of Mechanical Engineers (IMEchE), pp. 101 – 116
- [ORO81] O'Rourke J.P. (1981), Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays, Ph.D., Princeton University

- [PAU99] Pauer T., Wirth R., Brüggemann D. (1999), Zeitaufgelöste Analyse der DI-Dieselmischbildung mittels kombinierter Schlieren-/ Streulichttechnik, IV. Fachtagung Motorische Verbrennung, Haus der Technik, Essen, 16./17. März 1999
- [PAY96] Payri F., Desantes J.M., Arregle J. (1996), Characterization of D.I. Diesel Sprays in High Density Conditions, CMT-Universidad Politecnica de Valencia, Spain, SAE-Paper 960774
- [PIL87] Pilch M., Erdmann C.A. (1987), Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop, *Int. Journal Multiphase Flow*, Vol. 13, No. 6, pp. 741 – 757
- [PIS60] Pischinger F. (1960), Bombenversuche über den Zündverzug bei der Dieselverbrennung, *Motortechnische Zeitschrift*, Heft 1, 1960
- [PIT90] Pitcher G., Wigley G. (1990), Sensitivity of Dropsize Measurements by Phase Doppler Anemometry to Refractive Index Changes in Combusting Fuel Sprays, 5th Int. Symp. on Appl. of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 9–12 Juli, S. 227 – 247, Springer-Verlag
- [PIT89] Pitcher G., Wigley G. (1989), Velocity and drop size measurements in fuel sprays in a direct injection Diesel spray, *Proc. of Int. Conf. on Mechanics of Two-Phase Flows*, Taipei, Taiwan, pp. 291 – 298
- [PRE98] Prechtl P., Dorer F., Ofner B., Eisen S., Mayinger F. (1998), Modern Optical Measurement Techniques applied in a Rapid Compression Machine for the Investigation of Internal Combustion Engine Concepts, *ERCOFTAC Bulletin No. 3*, S. 47 – 52, Switzerland
- [PRE00] Prechtl P. (2000), Analyse und Optimierung der innermotorischen Prozesse in einem Wasserstoff-Dieselmotor, Dissertation, Technische Universität München, VDI Verlag, Düsseldorf
- [RAB99] Rabenstein F. (1999), Nutzung der spontanen Raman-Streuung zur Untersuchung technischer Verbrennungsprozesse, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg
- [RAN56] Ranz W.E. (1956), On Sprays and Spraying, *Dept. Eng. Res., Pennsylvania State University Bulletin* 65
- [RAS92] Raszillier H., Durst F. (1992), The Electromagnetic Scattering Problem of Laser-Doppler Anemometry, Part 1: Fluid Investigation, Particle and Particle Systems Characterization 9, S. 105 – 115 Part 2: Particle Investigation, Particle and Particle Systems Characterization 9, S. 186 – 194
- [RAY78] Rayleigh Lord (1878), On the Stability of Jets, *Proc. London Math. Soc.*, Vol 10, pp. 4 – 13
- [REI70] Reinecke W.G., Waldmann G.D. (1970), A Study of Drop Breakup Behind Strong Shocks with Application to Flight, *AVCO Report AVSD-0110-70-RR*
- [REI72] Reitz R. D. (1978), Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet, Princeton University, PH.D. Nr. 7907964

- [REI79] Reitz R.D., Bracco F.V. (1979), Ultra-High-Speed Filming of Atomizing Jets, *Phys. Fluids* 22, S. 1054 – 1064
- [REI79/2] Reitz R.D., Bracco F.V. (1979), On the Dependence of Spray Angle and Other Spray Parameters on Nozzle Design and Operating Conditions, SAE-Paper 790494
- [REI82] Reitz R.D., Bracco F.V. (1982), Mechanism of Atomization of a Liquid Jet, *Phys. Fluids*, Vol. 25, No. 2, pp. 1730 – 1742
- [REI86] Reitz R.D., Diwakar R. (1986), Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays, SAE-Paper 860469
- [REI87] Reitz R.D., Diwakar R. (1987), Structure of High-Pressure Fuel Sprays, SAE-Paper 870598
- [RIF74] Rife J.M., Heywood J.B. (1974), Photographic and Performance Studies of Diesel Combustion with a Rapid Compression Machine, SAE-Paper 740948
- [ROO91] Roosen P. (1991), Einspritzstrahlstruktur von Dieseldüsen, *MTZ*, Nr. 52, S. 526 – 531
- [ROO97] Roosen P., Unruh O., Behmann M. (1997), Investigation of Cavitation Phenomena Inside Fuel Injector Nozzles, Proc. 30. ISATA
- [ROO00] Roosen P. (2000), Investigation of the Transient Behaviour of Cavitation Effects in Liquid Injection Nozzles, *Forschungsbericht der Deutschen Forschungsgemeinschaft: Transient Phenomena in Multiphase and Multicomponent Systems*, F. Mayinger (Ed.), WILEY-VCH Verlag GmbH, 69469 Weinheim
- [RUI85] Ruiz F., Chigier N. (1985), The Mechanics of High Speed Atomization, Proc. ICLASS-1985, Vol. 1, S. 6B/3/1, London
- [RUP56] Rupe J.P. (1956), A Correlation between the Dynamic Properties of a Pair of Impinging Streams and the Uniformity of Mixture Ratio Distribution in Resulting Spray, *Jet Prop. Lab. Techn. Report* 20–209
- [SAF84] Saffmann M., Buchhave P., Tanger H. (1984), Simultaneous Measurement of Size, Concentration and Velocity of Spherical Particles by a Laser-Doppler Method, *Proceedings of 2nd. Int. Symp. on Appl. of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*, July 2 – July 4, Lisbon
- [SAN90] Sankar S.V., Weber B.J., Bachalo W.D. (1990), Sizing Fine Particles with Phase Doppler Interferometric Technique, *Proceedings of 2nd. Int. Congress on Optical Particle Sizing*, pp. 277 – 287, Arizona, USA
- [SAS29] Sass F. (1929), *Kompressorlose Dieselmotoren*, Julius Springer Verlag, Berlin
- [SAU00] Sauer J. (2000), *Instationär kavitierende Strömungen – Ein neues Modell, basierend auf Front Capturing (VoF) und Blasendynamik*, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [SAU26] Sauter J. (1926), Determining Size of Drops in Fuel Mixture of Internal Combustion Engines, NACA TM 390

- [SAV33] Savart F. (1833), *Ann. Chim. Phys.*, Vol. 53, S. 337 – 386
- [SCH34] Schardin H. (1934), *Das Toeplersche Schlierenverfahren*, Band 5, VDI-Verlag, Berlin
- [SCH31] Scheubel F.N. (1931), *On Atomization in Carburettors*, NACA TM 644
- [SCH01] Schmalzing C.-O. (2001), *Theoretische und experimentelle Untersuchung zum Strahlausbreitungs- und Verdampfungsverhalten aktueller Diesel-Einspritzsysteme*, Dissertation, Universität Stuttgart
- [SCH97] Schmidt D.P., Rutland C., Corradini M.L. (1997), *A Numerical Study of Cavitating Flow Through Various Nozzle Shapes*, University of Wisconsin-Madison, SAE-Paper 971597
- [SCH99] Schmidt D.P., Rutland C., Corradini M.L., Roosen P., Genge O. (1999), *Cavitation in Two-Dimensional Asymmetric Nozzles*, University of Wisconsin-Madison, University of Aachen, SAE-Paper 1999-01-0518
- [SCH92] Schneider W. (1992), *Pumpen für zukünftige Dieseleinspritzsysteme*, *Ölhydraulik und Pneumatik* 36, Nr. 5
- [SCH95] Schneider T. (1995), *Zur Modellierung der Zerstäubung von Flüssigkeitsfreistrahlen*, Dissertation, Universität Dortmund
- [SCH00] Schnerr G.H., Vortmann C., Sauer J. (2000), *Numerical Studies of Flow in Fuel Injector Nozzles – Interaction of Separation and Cavitation*, Research Report der Deutschen Forschungsgesellschaft: *Transient Phenomena in Multiphase and Multicomponent Systems*, Wiley-VCH Verlag Weinheim, ISBN 3-527-27149-X
- [SCH37] Schweizer P.H. (1937), *Mechanism of Disintegration of Liquid Jets*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 8, p. 513
- [SHI91] Shimuzu M. (1991), *Atomization Mechanism of High Velocity Jets Through Circular Nozzle*, Ph.D thesis, University of Hiroshima
- [SIE98] Siebers D.L. (1997), *Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays*, SAE-Paper 980809
- [SIT64] Sitkei G. (1964), *Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren*, Springer Verlag
- [SOT95] Soteriou C., Andrews R., Smith M (1995), *Direct Injection Diesel Spray and the Effect of Cavitation and Hydraulic Flip on Atomization*, SAE-Paper 950080
- [STA99] Stan C. (1999), *Direkteinspritzsysteme für Otto- und Dieselmotoren*, Springer Verlag Berlin, ISBN 3-540-65287-6
- [STE69] Sterling A.M. (1969), *The Instability of Capillary Jets*, Ph.D. thesis, University of Washington
- [STI98] Stiesch G., Merker G.P. (1998), *A Phenomenological Heat Release Model for Direct Injection Diesel Engines*, Proc. of 22nd International CIMAC Congress on Comb. Engines, Vol. 2, pp. 423 – 430

- [STI99] Stiesch G., Eiglmeier C., Merker G.P., Wirbeleit F. (1999), Möglichkeiten und Anwendung der phänomenologischen Modellbildung im Dieselmotor, Motor Technische Zeitschrift MTZ Nr. 60, 4/99, S. 274 ff.
- [STR98/1] Strakey P.A., Talley D.G., Bachalo W.D., Breuer A. (1998), Anwendung der Phasen-Doppler-Methode auf optisch dichte Sprays, Spray'98, 4. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 13.-14. Oktober 1998, Essen, ISBN: 3-922602-68-1, Herausgeber: P. Walzel und D. Schmidt, Universität GH Essen
- [STR98/ 2] Strakey P.A., Talley D.G., Bachalo W.D., Sankar S.V. (1998), The Use of Small Probe Volumes with Phase Doppler Interferometry, ILASS-Americas'98, Sacramento, CA, USA, MAY 17–20
- [TAK99] Technische Akademie des Kfz-Gewerbes, TAK, GmbH (1999), Abgasuntersuchung (AU), Handbuch zur Vorbereitung auf den Prüfungslehrgang, Vogel Verlag, Würzburg
- [TAN55] Tanasawa Y., Toyoda S. (1955), On the atomisation of liquid jet issuing from a cylindrical nozzle, Technical Report 19-2, Tohoku University
- [TAY58] Taylor G.I. (1958), Generation of Ripples by Wind Blowing over a Viscous Fluid, Collected Works of G.I. Taylor, Vol. 3, G.K. (ed.) Cambridge Univ. Press.
- [TOE67] Toepler A. (1867), Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung, Poggendorfer Annalen, Band CXXXI
- [TRO96] Tropea C., Xu T.H., Onofri F., Grehan G., Haugen P., Stiegelmeier M. (1996), Dual Mode Phase Doppler Anemometer, pp. 165 – 170, Particle and Particle Systems Characterization 13
- [TRO99] Tropea C. (1999), The Development of the Phase Doppler Technique, Applied Optical Measurements, S. 279–292, Springer Verlag
- [TSU92] Tsue M. (1992), Planar fluorescence technique for visualization of a Diesel Fuel Spray, SAE–Paper 922205
- [VAR83] Varde K. S., Popa D. M. (1983), Diesel Fuel Spray Penetration at High Injection Pressures, Dept. of Mech. Engineering, Univ. of Michigan–Dearborn, SAE–Paper 830448
- [VAR85] Varde K. S. (1985), Spray Cone Angle and its Correlation in a High Pressure Fuel Spray, Can. Journ. Chem. Engin., No. 63
- [WAK60] Wakuri Y., Fujii M., Amitani T., Tsuneya R. (1960), Studies of the Penetration of Fuel Spray in a Diesel Engine, Bull. of JSME, Vol. 3, No. 9
- [WAL90] Walzel P. (1990), Zerstäuben von Flüssigkeiten, Chemie-Ingenieur-Technik 62, Nr. 12, S. 983 – 994
- [WEB31] Weber C. (1931), Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 11, Heft 2, S. 136 – 159

- [WIG] Wigley G., Pitcher G. (??), The Effect of Fuel Line Pressure and Injection Duration on Diesel Spray Formation and Structure
- [WIR97] Wirth R. (1997), Entwicklung von kombinativen optischen Messtechniken zur Untersuchung der Strahlausbreitung, Gemischbildung und Zündung unter dieselmotorischen Temperaturen und Drücken, Dissertation, Universität Stuttgart
- [WON78] Wong V.W., Rife J.M., Martin M.K. (1978), Experiments in Stratified Combustion with a Rapid Compression Machine, SAE-paper 780638
- [WU83] Wu K.J., Su C.C., Bracco F.V. (1983), Measurements of the Spray Angle of Atomizing Jets, Transactions of the ASME, Vol. 105
- [YOK77] Yokota K., Matsuoka S. (1977), Experimental Analysis on Fuel Sprays of Diesel Engines, Trans. JSME (Part 2), Vol. 43, No. 373, pp. 3455 – 3464
- [YUL94] Yule A.J., Salters D.G. (1994), The Structure and Dimension of the Time Dependent Break-Up Zone of Diesel Sprays, Proc. 6th Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), Rouen, Frankreich, S. 236 – 243
- [YUL96] Yule A.J. (1996), On the Regimes of Jet Break-Up at High Gas Density, Proc. ICLASS'96, S. 149 – 153