

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Dieselmotorische Gemischbildung und Verbrennung bei Einspritzdrücken bis 300 MPa

Igor Pribicevic

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. Karsten Stahl

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Georg Wachtmeister

Die Dissertation wurde am 19.09.2012 bei der Technischen Universität München eingereicht
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 26.02.2013 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Betreuung der Arbeit, das entgegengebrachte Vertrauen sowie für die Übernahme des Hauptreferates. Herrn Prof. Dr.-Ing. Georg Wachtmeister danke ich für die Bereitschaft zur Übernahme des Koreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. Karsten Stahl für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Weiterhin gilt mein Dank der Bayerischen Forschungstiftung für die finanzielle Unterstützung des Forschungsprojektes „NEMo - Niedrigstemissions-Lkw-Dieselmotor“, in dessen Rahmen die vorliegende Arbeit entstand. Ebenso möchte ich mich bei den Projektpartnern der MAN Nutzfahrzeuge AG Nürnberg, des Lehrstuhls für Verbrennungskraftmaschinen der Technischen Universität München, des Lehrstuhls für Mikrocharakterisierung der Universität Erlangen sowie der Fachhochschule Deggendorf für die gute Zusammenarbeit während der Projektlaufzeit bedanken.

Mein herzlicher Dank geht auch an meine Kolleginnen und Kollegen des Lehrstuhls für Thermodynamik, insbesondere meinem langjährigen Bürokollegen Christian Eichler, für die freundschaftliche Atmosphäre sowie die gegenseitige Unterstützung.

Weiterhin danke ich den Mitarbeiterinnen des Sekretariats für die stets hilfreiche Unterstützung bei allen administrativen Themen sowie der mechanischen und elektrischen Werkstatt für ihre wertvollen Beiträge beim Aufbau der Versuchsanlagen.

Zu danken habe ich auch allen Diplomanden, Semestranden und wissenschaftlichen Hilfskräften für ihren großen Einsatz bei der Durchführung und Auswertung der zahlreichen Messkampagnen sowie der theoretischen Arbeiten.

Ebenso danke ich meinen Eltern Saveta und Boro für ihre ausdauernde Unterstützung und ihren Rückhalt während der ganzen Zeit.

Vor allem aber ich danke meiner Frau Sonja von ganzem Herzen. Sie hat mir stets Verständnis entgegengebracht, mich unermüdlich auf meinem Weg unterstützt und hat in entscheidendem Maße zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.

München, im April 2013

Igor Pribicevic

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Aufgabenstellung und Zielsetzung der Arbeit	5
2	Stand der Technik	7
2.1	Dieselmotorische Gemischbildung	8
2.1.1	Düseninnenströmung und Primäraufbruch	9
2.1.2	Sekundärzerfall	18
2.1.3	Tropfenverdampfung	20
2.2	Wichtige Kenngrößen der Strahlausbreitung	21
2.2.1	Strahlgeschwindigkeit	22
2.2.2	Strahleindringtiefe	23
2.2.3	Strahlkegelwinkel	25
2.2.4	Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten	26
2.3	Dieselmotorische Zündung und Verbrennung	28
2.4	Dieselmotorische Schadstoffbildung	30
2.4.1	Partikelemissionen - Ruß	30
2.4.2	Stickoxide	31
3	Beschreibung der Versuchsanlagen	35
3.1	Einspritzkammer	35
3.2	Einhubtriebwerk	38
3.3	Einspritzanlage	42
3.4	Optische Messtechnik	45
3.4.1	Schattenmesstechnik	45
3.4.2	Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)	48
3.4.3	Visualisierung der Zünd- und Verbrennungsvorgänge	55

4	Numerik	57
4.1	Vernetzung	58
4.2	Simulation des Öffnens und Schließens der Düsennadel	59
4.3	Modellierung der Kavitation - Kavitationsmodell	60
4.4	Stoffgrößen des Kraftstoffes	62
4.5	Bewertung der Simulationsergebnisse	62
4.5.1	Bewertung des transienten Verhaltens der Strömung	62
4.5.2	Bewertung der Strömungsgeschwindigkeit	67
5	Diskussion der Ergebnisse	69
5.1	Analyse des Strahlverhaltens	70
5.1.1	Makroskopische Strahlgrößen	70
5.1.2	Mikroskopische Strahlgrößen	73
5.2	Einfluss des Einspritzdruckes	78
5.2.1	Einfluss des Einspritzdruckes auf die makroskopischen Strahlgrößen	78
5.2.2	Einfluss des Einspritzdruckes auf die mikroskopischen Strahlgrößen	86
5.2.3	Einfluss des Einspritzdruckes auf die Düseninnenströmung	92
5.3	Einfluss des Spritzlochdurchmessers	95
5.3.1	Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die makroskopi- schen Strahlgrößen	95
5.3.2	Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die mikroskopi- schen Strahlgrößen	100
5.3.3	Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die Düsenin- nenströmung	103
5.4	Einfluss der Einspritzdauer	108
5.5	Einfluss der Gasdichte	110
5.5.1	Einfluss der Gasdichte auf die makroskopischen Strahl- größen	110
5.5.2	Einfluss der Gasdichte auf die mikroskopischen Strahl- größen	112
5.6	Einfluss der Gastemperatur	115
5.7	Untersuchung der Verbrennung	116
5.7.1	Analyse der Verbrennung	117

5.7.2	Einfluss des Einspritzdruckes auf die Verbrennung	119
5.7.3	Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die Verbrennung	124
6	Zusammenfassung	129

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

C_N	[-]	Kavitationszahl
C_a	[-]	Flächenkontraktionskoeffizient
C_d	[-]	Ausflusskoeffizient
C_v	[-]	Geschwindigkeitskoeffizient
C_μ	[-]	Variable im Realizable k- ϵ Turbulenzmodell
d	[mm]	Durchmesser
d_S	[mm]	Sacklochdurchmesser
d_{SL}	[μm]	Spritzlochdurchmesser
d_{10}	[μm]	Mittlerer Tropfendurchmesser
d_{32}	[μm]	Sauterdurchmesser (SMD)
f_D	[Hz]	Schwebungsfrequenz, Dopplerfrequenz
HE	[-]	Hydroerosiver Verrundungsgrad
k	[m^2/s^2]	Turbulente kinetische Energie
K	[-]	Konizität, Konizitätsfaktor
K	[N/mm^2]	Konstante
k	[-]	Geschwindigkeitskonstante
l	[m]	Länge
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
n_0	[-]	Anzahl der Kavitationskeime
n_L	[-]	Anzahl der Spritzlöcher
n_{rel}	[-]	Relativer Brechungsindex
Oh	[-]	Ohnesorgezahl
Q_e	[mm^3]	Einspritzmenge
Q_{hyd}	[ml/min]	Hydraulischer Durchfluss bei 10MPa

p	[Pa]	Druck
p_b	[Pa]	Druck in der Blase
p_C	[Pa]	Druck an vena contracta
p_D	[Pa]	Dampfdruck
p_L	[Pa]	Leitungsdruck
$p_{\text{ÖD}}$	[Pa]	Nadelöffnungsdruck
p_{Rail}	[Pa]	Einspritzdruck, Raildruck
r	[m]	Radius
R	[m]	Blasenradius
Re	[-]	Reynoldszahl
r_o	[μm]	Einlaufradius oben
r_u	[μm]	Einlaufradius unten
S	[m]	Eindringtiefe der Strahlspitze
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
u^*	[m/s]	Referenzgeschwindigkeit
v	[m/s]	Geschwindigkeit
v_{eff}	[m/s]	Effektive Austrittsgeschwindigkeit
v_{10}	[m/s]	Mittlere Tropfengeschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
We	[-]	Weberzahl
y	[mm]	Wandabstand
y^+	[mm]	Dimensionsloser Wandabstand

Griechische Buchstaben

α_v	[-]	Dampfvolumenanteil
α	[-]	Dampfgehalt
β	[-]	Faktor zur Berechnung der Phasendifferenz
γ	[1/K]	Volumenausdehnungskoeffizient
ϵ	[m ² /s ³]	Turbulente Dissipationsrate
λ	[-]	Verbrennungsluftverhältnis
η	[Ns/m ²]	Dynamische Viskosität

Nomenklatur

θ	[°]	Schnittwinkel der Laserstrahlen
Θ	[°]	Kegelwinkel des Sprays
ν	[m ² /s]	Kinematische Viskosität
μ_t	[Ns/m ²]	Turbulente Wirbelviskosität
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[N/m]	Oberflächenspannung
φ	[°]	Streuwinkel des PDA-Systems
φ_{b0}	[°]	Brewster-Winkel
Φ	[-]	Phasendifferenz
ψ	[°]	Höhenwinkel, Azimutwinkel

Indices

0	Anfangs-, Düsenaustritts-
<i>b</i>	Breakup
<i>dü</i>	Düse, Düsenloch
<i>f</i>	Flüssigkeit
<i>g</i>	Gas, Luft
<i>ggw</i>	Gleichgewicht
<i>m</i>	Gemittelt
<i>max.theor.</i>	Maximal, theoretisch
<i>t</i>	Turbulent
<i>T</i>	Tropfen

Abkürzungen

<i>AGR</i>	Abgasrückführung
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CR</i>	Common Rail
<i>CO</i>	Kohlenmonoxid
<i>CO₂</i>	Kohlendioxid

<i>CH</i>	CH-Radikal
<i>CH₂</i>	Methylen
<i>C₂H₂</i>	Acetylen
<i>C₃H₃</i>	Propargyl
<i>EHT</i>	Einhubtriebwerk
<i>EV</i>	Einspritzverzug
<i>H</i>	Wasserstoff (atomar)
<i>H₂O</i>	Wasser
<i>HC</i>	Unvollständig verbrannte Kohlenwasserstoffe
<i>HCN</i>	Blausäure
<i>LDA</i>	Laser Doppler Anemometrie
<i>N</i>	Stickstoff (atomar)
<i>N₂</i>	Stickstoff (molekular)
<i>N₂O</i>	Distickstoffoxid, Lachgas
<i>NO_x</i>	Stickoxide (<i>NO</i> , <i>NO₂</i> , <i>N₂O</i> ,...)
<i>NH₃</i>	Ammoniak
<i>n.SB</i>	Nach Spritzbeginn
<i>O</i>	Sauerstoff (atomar)
<i>O₂</i>	Sauerstoff (molekular)
<i>OH</i>	Hydroxyl-Radikal

1 Einleitung

1.1 Motivation

Zukünftige Abgasgesetzgebungen und der weltweite Anstieg des Straßenverkehrsaufkommens stellen die Automobilindustrie vor große Herausforderungen. Große technische Anstrengungen sind erforderlich, um die festgelegten Emissionsgrenzwerte einzuhalten. Dass die Fahrzeughersteller energieeffiziente und zugleich wirtschaftliche Produkte anbieten, ohne dabei den ökologischen Aspekt aus den Augen zu verlieren, wird seitens der Kunden zunehmend vorausgesetzt. Um diesen Forderungen zu genügen, wird derzeit intensiv an Alternativen zum klassischen Verbrennungsmotor geforscht. Dabei wird vor allem die Elektrifizierung des Antriebsstranges angestrebt. Als Zwischenlösung wird die Hybridtechnik gesehen, d.h. die Kombination von Verbrennungsmotor und Elektromotor, die in naher Zukunft von allen Fahrzeugherstellern angeboten wird. Mittel- bis langfristig wird allerdings eine Null-Emissionen-Lösung angestrebt, bei der die Antriebsenergie rein elektrisch erzeugt wird. Allerdings sieht sich die Entwicklung des Elektroautos mit der Kostenproblematik, Infrastruktur und der immer noch zu geringen Reichweite der Fahrzeuge konfrontiert. Deshalb wird der klassische Verbrennungsmotor bis auf Weiteres die Hauptantriebsquelle bleiben.

Der Dieselmotor, im Nutzfahrzeugsektor seit jeher Antriebsaggregat Nummer eins, erfreut sich auch im Pkw-Bereich weiterhin hoher Beliebtheit. Die gegenüber dem Ottomotor bekannten Nachteile, wie eine schwache Leistungs- bzw. Drehmomententfaltung sowie hohe Geräuschemissionen (das typische Diesel-Nageln), die im letzten Jahrhundert noch das Image des Dieselmotors prägten, gehören mittlerweile der Vergangenheit an. Einen wichtigen Beitrag zu dieser Imageverbesserung leistete der Serieneinsatz der Abgasturboaufladung, wodurch das Drehmoment und damit die Performance des Aggrega-

tes gesteigert werden konnte. Auch die mittlerweile ebenfalls standardmäßig eingesetzte Common-Rail Einspritztechnik erhöhte den Beliebtheitsgrad des Dieselmotors. Hierbei erfolgt eine komplette Entkoppelung der Erzeugung des Einspritzdruckes vom Betriebspunkt des Motors. Dadurch ist auch bei niedrigen Lasten aufgrund eines ausreichend hohen Einspritzdruckes eine optimale Gemischbildung gewährleistet [Wac08]. Der Einspritzzeitpunkt und die Menge der Einspritzung können exakt gesteuert werden. Zusätzlich erlaubt die CR-Technik die Anzahl der Einzeleinspritzungen pro Arbeitsspiel zu variieren. Durch die dadurch mögliche Anwendung einer oder mehrerer Voreinspritzungen wurde ein sanfterer Druckanstieg möglich, was sich positiv auf die Geräuschentwicklung auswirkte.

Hinsichtlich der Emissionen ist in letzter Zeit das Thema CO_2 -Ausstoß verstärkt in den Fokus der Öffentlichkeit gerückt. Das Kohlendioxid ist zwar für den Menschen ungefährlich, jedoch wird dieses Treibhausgas für die globale Erwärmung mitverantwortlich gemacht. Dass der Dieselmotor gegenüber dem Ottomotor erhebliche Verbrauchsvorteile bietet und damit deutlich weniger Kohlendioxid emittiert, ist seinem höheren Gesamtwirkungsgrad geschuldet. Auch was die Rohemissionen der Schadstoffe Kohlenmonoxid CO, unverbrannte Kohlenwasserstoffe HC und Stickoxide NO_x angeht, sind diese beim Dieselmotor deutlich niedriger als beim herkömmlichen Ottomotor. Allerdings sorgt beim Ottomotor der Drei-Wege-Katalysator für eine deutliche Verringerung dieser Emissionen. Dies ist in der Form beim Dieselmotor nicht möglich, da er ausschließlich bei Luftüberschuss betrieben wird. Dadurch steht zwar genügend Sauerstoff für die Oxidation von CO und HC zur Verfügung, allerdings ist nicht genügend CO vorhanden, das für die Reduktion der Stickoxide erforderlich ist. Aus diesem Grund muss beim Diesel die NO_x -Reduktion außermotorisch gelöst werden. Derzeit werden zwei Systeme untersucht. Bei der selektiven katalytischen Reduktion (engl. „selective catalytic reduction“, kurz SCR) wird das NO_x mit Hilfe von Ammoniak (NH_3), das aus einer im Fahrzeug mitgeführten Harnstoff-Wasser-Lösung beim Einsprühen in den Abgaskanal entsteht, reduziert. Das zweite Verfahren, der NO_x -Speicherkatalysator, speichert das NO_x im mageren Betrieb und reduziert dieses unter fetten Bedingungen [Ste07a]. Aufgrund der Diffusionsverbrennung und der damit verbundenen heterogenen Gemischbildung entstehen bei der

dieselmotorischen Verbrennung zusätzlich verstärkt Partikelemissionen, deren Hauptbestandteil Ruß ist. Im Nutzfahrzeugsektor wurde im Jahr 2008 die Euro 5-Norm eingeführt, was eine Absenkung der Stickoxidemissionen auf 2 g/kWh und Partikelgrenzwerte auf 0.02 g/kWh bedeutete. Ab dem 31.12.2012 ist für Neufahrzeuge und ein Jahr später für alle Fahrzeugtypen die Euro-6-Norm bindend. Diese sieht eine weitere Verringerung des NO_x- und Partikelausstoßes vor [Umw09], wie Abbildung 1.1 zeigt.

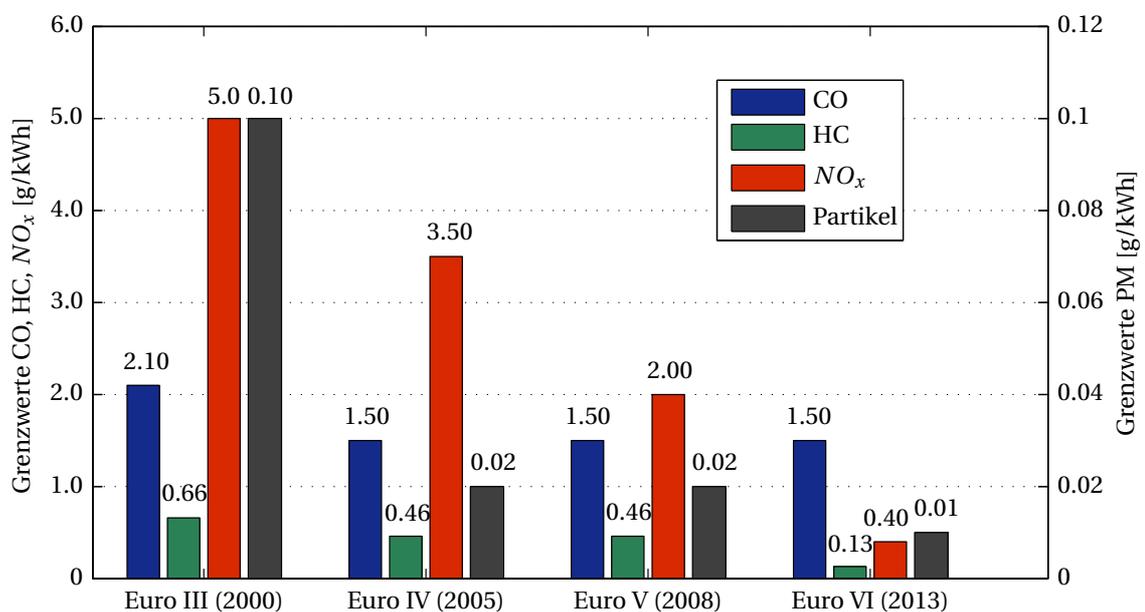


Abbildung 1.1: Emissionsgrenzwerte für Lkw und Busse [Umw09].

Die neue Euro-Norm verlangt mittlerweile eine Begrenzung der Schadstoffe über den gesamten Fahrzyklus. Dies stellt die Abgasnachbehandlungssysteme vor besondere Problematiken, da sie, um wirkungsvoll arbeiten zu können, einer Mindesttemperatur bedürfen. Diese Mindesttemperatur wird jedoch vor allem beim Kaltstart des Motors, in der Warmlaufphase und im Niedriglastbetrieb (z.B. konstante Fahrt im Stadtverkehr, geringe Steigung) nicht erreicht, was geringe Umsetzungsraten und damit erhöhte Emissionen bedeutet. Zudem steigen die Systemkomplexität und damit die Kosten für Entwicklung und Herstellung derartiger Abgasnachbehandlungssysteme, wodurch primäre Maßnahmen, also Maßnahmen zur Vermeidung der Schadstoffentstehung, grundsätzlich bevorzugt werden.

Aus diesem Grund ist weiterhin intensive Forschungsarbeit erforderlich, um gezielt durch innermotorische Maßnahmen die Entstehung von Stickoxid- und Partikelemissionen bei Dieselmotoren weiter zu reduzieren. Beim Dieselmotor besteht aufgrund der inneren Gemischbildung und der damit einhergehenden inhomogenen Kraftstoff-Luft-Verteilung weiterhin die Partikel- und Stickoxidproblematik. Besonders kritisch dabei ist die Tatsache, dass eine Optimierung des Brennverlaufs in Richtung Reduktion des Partikelaustrisses in der Regel einen Anstieg der Stickstoffoxide und umgekehrt nach sich zieht [FSL02], was als sog. Ruß- NO_x -Schere bekannt ist. Die Gesetzgebung konzentriert sich beim Dieselmotor daher vor allem auf die Reduktion der Partikel- und Stickoxidemissionen.

Während der letzten Jahre wurden die Einspritzdrücke bei Dieselmotoren kontinuierlich gesteigert, da sich gezeigt hat, dass diese Maßnahme wirkungsvoll zur Absenkung vor allem der Partikelemissionen beitrug. Im Teillastbereich erhöht eine Anhebung des Raildruckes (in Kombination mit einer optimierten Einspritzstrategie) die AGR-Verträglichkeit der Verbrennung, indem die einspritzseitige Gemischbildungsenergie gesteigert wird [Koi07]. Bei Vollast trägt eine Raildruckerhöhung zu einer weiteren Steigerung der spezifischen Leistung des Dieselmotors bei. Seine Wirksamkeit wird nochmals durch zusätzliche Anhebung der Zylinderfüllung (durch Anhebung des Ladedruckes) gesteigert.

Die Geometrie der Düsenlöcher beeinflusst in entscheidendem Maße die Sprayausbreitung und die Gemischbildung und damit das Geräuschverhalten und die Emissionen des Motors [BKK⁺03]. Mit dem Ziel der Steigerung des Impulses des austretenden Kraftstoffes, was ebenfalls die Gemischbildungsenergie erhöht, wurden konische Spritzlöcher und stärker verrundete Düsenlocheinläufe realisiert. Dies führte zu einer sukzessiven Verringerung der Spritzlochdurchmesser und damit zu geringeren Emissionen. Jedoch kann der Durchmesser aufgrund der Fertigungsgenauigkeit bekannter Fertigungsverfahren nicht beliebig verkleinert werden, da Ungenauigkeiten sich bei kleinen Löchern prozentual stärker auswirken [KST06].

Um zukünftigen Gesetzesanforderungen zu genügen, ist somit eine weitere Optimierung der dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung unabdingbar, da diese Teilprozesse direkte Auswirkung auf die Emissionsbildung

haben. Dies ist nur mit einer detaillierten Kenntnis der Ausbreitung der Kraftstoffstrahlen, des Strahl- bzw. Tropfenzerfalls sowie des Verdampfungsverhalten der Kraftstofftropfen möglich.

1.2 Aufgabenstellung und Zielsetzung der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit sollen innermotorische Potentiale hinsichtlich der Reduktion von Rohemissionen, die bei der dieselmotorischen Verbrennung entstehen, aufgezeigt werden. Hierbei werden Einspritzdrücke untersucht, welche die heute üblichen Drücke übersteigen. Zudem ist es erforderlich den Einfluss der Spritzlochgeometrie, vor allem dabei den Einfluss des Spritzlochdurchmessers, auch bei extrem hohen Einspritzdrücken zu untersuchen, da beispielsweise im realmotorischen Betrieb ein Wandaufprall des flüssigen Kraftstoffes vermieden werden muss.

Dazu sollen Experimente mit Hilfe zweier Versuchsträger durchgeführt werden. Zum einen ist die komplette Neuentwicklung einer Einspritzkammer erforderlich, die eine breite Variation des Druckes und der Temperatur in der Kammer ermöglicht, um den Einfluss der Gasdichte und der Verdampfung auf das Strahlverhalten zu untersuchen. Die Kammer wird ausschließlich mit Stickstoff befüllt, um eine Zündung und Verbrennung des Kraftstoffes zu vermeiden. Da vorwiegend Mehrlochdüsen verwendet werden, ist eine Strahlseparierung erforderlich, die es ermöglicht, nur einen Strahl zu untersuchen, während ein Eindringen der anderen Strahlen in die Kammer durch Umlenkung zu unterbinden ist.

Als zweites Versuchsaggregat steht ein Einhubtriebwerk zur Verfügung, welches Untersuchungen über das Eindringverhalten des Gesamt-Sprays erlaubt. Dazu gilt es in oxidativer Atmosphäre die Zündorte und Zündzeitpunkte bei verschiedenen Randbedingungen zu untersuchen, um Informationen über die Qualität der Verbrennung zu gewinnen. Das Einhubtriebwerk bietet den Vorteil das Temperatur-Zeit-Verhalten möglichst gut an realmotorische Bedingungen anzupassen. Da das Einhubtriebwerk am Lehrstuhl für Thermodynamik existiert und für die Abbildung von Schiffsdieselmotoren entwickelt wurde, ist für das vorliegende Projekt eine Umkonstruktion auf einen Brenn-

raumdurchmesser für Nutzfahrzeuggrößen nötig.

Um ein tieferes Verständnis der Physik zu erlangen, sind parallel zu den Experimenten numerische Arbeiten erforderlich. Dabei werden Simulationen zur Düseninnenströmung durchgeführt, um mögliche Erklärungen zu Phänomenen in der Düse zu liefern; hierbei sind vor allem die Kavitation und die Turbulenz zu nennen.

Aus den experimentellen und numerischen Untersuchungen ist es Ziel dieser Arbeit, ein Gesamtbild über die dieselmotorische Einspritzung und Gemischbildung bei extrem hohen Einspritzdrücken bis 300 MPa zu gewinnen und somit eine Abschätzung über mögliche innermotorische Potentiale zur Emissionssenkung geben zu können.

2 Stand der Technik

Der herkömmliche dieselmotorische Verbrennungsprozess zeichnet sich durch eine heterogene Gemischbildung und Verbrennung aus. In der Regel erfolgt die Einspritzung des Kraftstoffes gegen Ende der Verdichtungsphase direkt in die hochverdichtete Luft im Brennraum, wodurch eine feine Zerstäubung der Kraftstoffstrahlen in kleine Tropfen stattfindet, die aufgrund der hohen Temperatur verdampfen und sich mit der umgebenden Luft vermischen. Dadurch entsteht ein lokal zündfähiges Gemisch, das abhängig von Druck und Temperatur durch einen Selbstzündungsprozess die Verbrennung einleitet [BS07]. Die zugrundeliegenden chemischen und physikalischen Phänomene

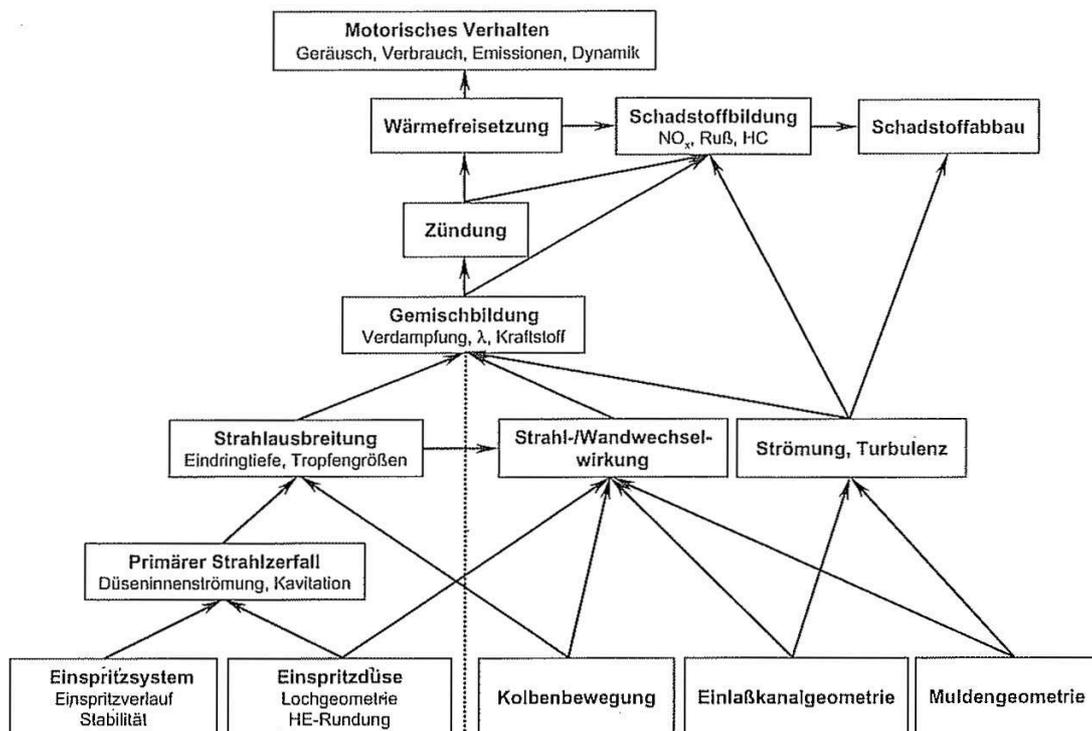


Abbildung 2.1: Auftretende Wechselwirkungen bei der dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung [RM98].

ne, welche beim dieselmotorischen Verbrennungsprozess ablaufen, sind dabei bis heute nicht vollständig geklärt [Pau01]. Gerade ein tieferes Verständnis der gesamten Wirkkette von der Einspritzung über die Gemischbildung und Verdampfung bis zur Verbrennung und Schadstoffentstehung ist von größter Bedeutung, um zukünftige Abgasgesetzgebungen zu erfüllen. Ziel ist dabei, die durch das Common-Rail-Einspritzsystem bereitgestellten Freiheitsgrade hinsichtlich der Führung des Einspritzprozesses effektiver nutzen zu können. Abbildung 2.1 verdeutlicht die Komplexität der dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung. Hierbei ist klar ersichtlich, dass die einzelnen Parameter nur im Gesamtzusammenhang betrachtet werden können. Eine Vielzahl an Parametern beeinflusst letztendlich das motorische Verhalten und damit die Entstehung der Schadstoffe sowie deren Reduktion.

Die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit konzentrieren sich besonders auf den linken Pfad in Abbildung 2.1. Die dort angegebenen Parameter beschreiben den Teil, der maßgeblich vom Einspritzsystem beeinflusst wird und massive Auswirkungen auf die Qualität der Gemischbildung hat. Im Folgenden werden die Einflüsse auf die dieselmotorische Gemischbildung genauer beleuchtet. Anschließend erfolgt eine kurze Beschreibung der dieselmotorischen Verbrennung und deren Schadstoffbildung.

2.1 Dieselmotorische Gemischbildung

Ein wichtiges Merkmal bei der dieselmotorischen Gemischbildung ist, dass die Teilprozesse Einspritzung, Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffbildung nicht nur nacheinander, sondern auch parallel ablaufen [Del06]. Für die Bildung eines zündfähigen Gemisches steht dabei nur ein verhältnismäßig kurzer Zeitraum zur Verfügung. Diese Phase der Gemischbildung hat aber großen Einfluss auf die Güte des folgenden Zündungs- und Verbrennungsprozesses. Die dabei ablaufenden Mechanismen und deren lokales Auftreten sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Ehe eine Verdampfung und anschließende Verbrennung stattfinden kann, muss der aus der Düse tretende Flüssigkeitsstrahl in feinste Tropfen zerfallen. Dabei kann der Zerfall des Flüssigkeitsstrahls in zwei Aufbruchsphasen unterteilt werden; dem düsennahen Pri-

märzerfall und dem düsenferneren Sekundärzerfall. Für den Sekundärzerfall sind zahlreiche geeignete Modelle entwickelt worden, die diesen sehr gut und detailliert beschreiben. Dagegen sind die in hohem Maße instationären Vorgänge in der Düse sowie die anschließenden Primärzerfallsprozesse noch unzureichend verstanden und nach wie vor Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten [Wal02]. Dies liegt vor allem an der unzureichenden messtechnischen Erfassung dieser Vorgänge. Dabei sind die primären Zerfallsvorgänge unweigerlich mit den Prozessen in der Düse, also der Düseninnenströmung, verknüpft. Daher sind diese beiden Mechanismen im folgenden Unterkapitel zusammengefasst.

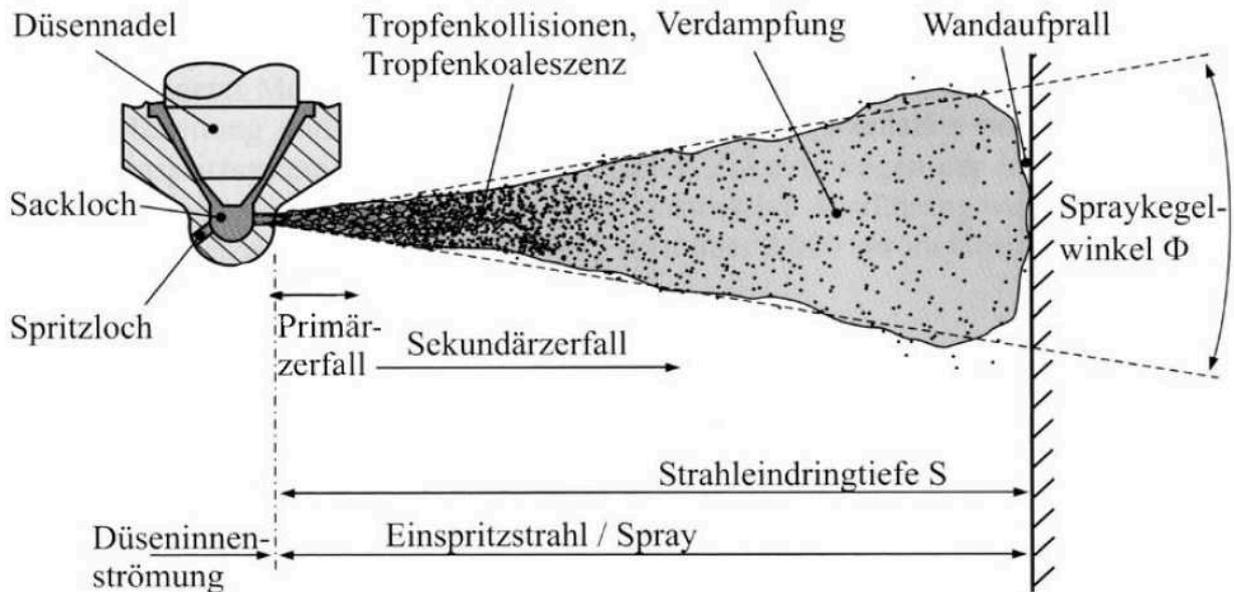


Abbildung 2.2: Darstellung der Sprayparameter des Einspritzstrahls bei der Hochdruckzerstäubung [Bau03].

2.1.1 Düseninnenströmung und Primäraufbruch

Der Einspritzbeginn erfolgt durch das Abheben der Düsennadel von ihrem Sitz. Dabei wird die aus der potentiellen Energie des unter hohem Druck stehenden Kraftstoffs in der Düse in kinetische Energie und Verluste umgewandelt [Pau01]. Die Düseninnenströmung legt den Grundstein für die

Gemischbildung und beeinflusst somit entscheidend den späteren Brennverlauf.

Düseninnenströmung

Als wichtigste Einflussfaktoren gelten die Kavitation und die Turbulenz; etwas seltener wird in der Literatur die Grenzschicht-Relaxation genannt.

Kavitation

Ein Großteil der Autoren sieht die Kavitation im Düseninneren als dominierenden Mechanismus für den anschließenden düsennahen Strahlzerfall (z.B. [SAS95, AGF97, CKK⁺95]). Fath [Fat97] sieht die Kavitation zwar nicht als alleinige Einflussgröße für den Primärzerfall, jedoch berichtet er von einem sprunghaften Anstieg des Strahlaufbruchs beim Vorhandensein von Kavitationsblasen. Miranda et al. [MCO02] beschreiben ebenfalls den verstärkenden Einfluss der Kavitation auf den Primäraufbruch. Insbesondere an der Kante des Spritzlocheintritts kann es zur Strömungsablösung und aufgrund der dadurch bedingten Druckgradienten zur Entstehung von Kavitationsblasen kommen [Hen06]. Die Implosion dieser Blasen führt im Spritzloch wiederum zu starken Druckschwankungen und damit zu erheblichen Änderungen im Geschwindigkeitsfeld am Düsenaustritt. Implodieren die Kavitationsblasen erst außerhalb der Düse, kommt es zum Impulsverlust im Strahl und damit zu einer Verschlechterung der Gemischbildung [BHH⁺03].

Die hydrodynamische Kavitation gilt als ist die wichtigste Kavitationsform, die in Dieseleinspritzdüsen vorkommt [BKK⁺03, Bus01]. Hierbei sinkt der statische Druck durch die Strömungsführung lokal ab, was im Falle der Innenströmung in Dieseleinspritzdüsen auf die Querschnittsverengung und die starke Umlenkung der Strömung bei Eintritt in das Düsenloch zurückzuführen ist [Ofn01]. Fällt der statische Druck unter den des Dampfdruckes entstehen Kavitationsblasen, wodurch es zu einer Verengung des Querschnittes kommt (Vena Contracta), was eine zusätzliche Beschleunigung der Strömung nach sich zieht [Bod91, Bad99]. Diese Kavitationsblasen werden mit der Strömung in Richtung Düsenlochaustritt mitgerissen, um anschließend zu kollabieren [BKK⁺03]. Am Düsenlocheinlauf kann während des gesamten Einspritzvorganges Kavitation auftreten [Ofn01]. Auch wenn

eine kavitationsfreie Strömung vorliegt, kommt es bei Dieseleinspritzdüsen durch die Querschnittsverengung und Umlenkung zu einer Ablösung der Strömung. Der Druckabfall führt zwar nicht zu einer Unterschreitung des Dampfdruckes, erzeugt aber dennoch Turbulenz, die den Primäraufbruch fördert [Fat97].

In Abbildung 2.3 ist die Düseninnenströmung einer kavitierenden und einer kavitationsfreien Strömung schematisch dargestellt. Kavitation entsteht in Bereichen hoher Strömungsgeschwindigkeiten, wie oben erwähnt, aufgrund der Querschnittsverengung und Strömungsumlenkung. Bei einer Dieseleinspritzdüse treten diese hohen Geschwindigkeiten zum einen am Einlass des Düsenloches und zum anderen im Nadelsitzbereich bei geringer Nadelöffnung auf [Bus01, GA09]. Während der ballistischen Phase ändern die Kavitationserscheinungen im Düsenloch ständig ihre Form und Lage [KBK⁺02, MKK⁺04]. Diese Kavitationsgebiete werden mit der Strömung vom Nadelsitz in Richtung Sackloch bzw. Düsenlochaustritt getragen oder implodieren bereits vorher im Sackloch [Bus01]. Durch die aus der Düse austretenden Kavitationsblasen wird der Primäraufbruch verstärkt, wodurch das unerwünschte Phänomen der düsennahen Entflammung die Bildung von Ruß begünstigt, da ein Teil des Kraftstoffes direkt in die Flamme gespritzt wird [KTM00, TKN05]. Während der stationären Einspritzphase bei voll geöffneter Düsennadel kann von einer stabilen Lage des Kavitationsbereiches ausgegangen werden [Bau03].

Mit Hilfe der Kavitationszahl (engl. „cavitation number“, kurz CN) kann in erster Näherung überprüft werden, ob unter bestimmten Randbedingungen mit Kavitation zu rechnen ist, oder nicht. Folgende Gleichung für die Kavitationszahl wurde erstmals von Bergwerk [Ber59] definiert:

$$CN = \frac{p_{Rail} - p_g}{p_g - p_D} \approx \frac{p_{Rail} - p_g}{p_g} \quad (2.1)$$

Sie wird aus dem Quotienten des Druckgefälles über der Düse $p_{Rail} - p_g$ und der Differenz von Gas- und Dampfdruck $p_g - p_D$ berechnet. Der Dampfdruck p_D kann in erster Näherung vernachlässigt werden, da er bei Umgebungstemperatur kleiner als 1000 Pa ist [Tot10]. In der Literatur werden verschiedene Werte für die Kavitationszahl genannt. Beispielsweise gibt Bode [Bod91] in seiner Arbeit den Wert 5 an, während Soteriou et al. [SAS95] für die Kavi-

Turbulenz

Dass eine Erhöhung der Turbulenz einen teilweise starken Einfluss auf Strahlzerfall hat, ist in zahlreichen Arbeiten dokumentiert (z.B. [HKN97, SAS⁺00, TSH01]). Für einige Autoren gelten die Kavitation und die Turbulenz als gleichermaßen entscheidende Einflussfaktoren auf das Strömungsverhalten in der Düse sowie den anschließenden düsennahen Strahlzerfall [MCO02, Wal02, Bad99]. Die Turbulenz steigt mit höherer Wandrauheit, stärkeren Strömungsumlenkungen im Inneren der Düse sowie mit einem steigenden Verhältnis von Düsenlochlänge zu Lochdurchmesser [Sch01]. Bei dem durch Turbulenz induzierten Strahlzerfall führen die radialen Geschwindigkeitskomponenten der Strömung zu starken Störungen an der Strömungsoberfläche, sobald der Kraftstoff das Spritzloch verlässt [Sch01, Rot04]. Infolge dieser Störungen kann es zu einer Abspaltung von Flüssigkeitsligamenten kommen. Somit kommt es zu einer erhöhten Interaktion zwischen Flüssig- und Gasphase, was zu einem verstärkten Strahlzerfall führt [Lei08].

Grenzschicht-Relaxation

Als dritte Einflussgröße wird die Grenzschicht-Relaxation genannt. Durch das plötzliche Fehlen der Düsenwand kommt es nach Düsenaustritt zur Relaxation des Geschwindigkeitsprofils. Durch Schubspannungen wird die langsamere Grenzschicht von der Kernströmung schlagartig beschleunigt, wodurch sich radiale Druckunterschiede ausbilden können, was zu einer Instabilität der Strömung führt [Bau06]. Yoon und Heister [YH03] stellten in ihren Untersuchungen fest, dass neben der Kavitation und der Turbulenz auch die Relaxation des Grenzschicht-Geschwindigkeitsprofils für den Strahlaufruch mitverantwortlich ist. Dabei nimmt die Dicke der Grenzschicht mit der Länge des Spritzloches zu und verstärkt somit den Strahlaufruch. Nach Baumgarten [Bau06] hingegen hat die Relaxation der Grenzschicht bei einer kavitierenden Strömung und vergleichsweise geringen l/d -Verhältnissen, wie sie bei der dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung vorkommen, einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Primäraufruch. Leick [Lei08] stellt ebenfalls den Zusammenhang zwischen Kavitation und der Grenzschicht-

Relaxation dar, bemerkt aber, dass bei einer strömungsgünstigen Führung des Kraftstoffes in der Düse (hohe Konizität, Verrundung der Einlaufkante), diese nahezu kavitationsfrei und turbulenzarm ist und somit der Mechanismus der Relaxation nicht vernachlässigt werden darf. Zudem besteht ein Zusammenhang zwischen der Relaxation des Geschwindigkeitsprofils und dem düsennahen Spraykegelwinkel.

Primärzerfall

Beim Primärzerfall zerfällt der kompakte, flüssige Strahl zunächst in große Tropfen und Ligamente, die das dichte Spray in Düsennähe bilden. Der Primärzerfall wird maßgeblich von Phänomenen in der Düse beeinflusst. Der Zerfall eines flüssigen Strahles und die damit einhergehende Tropfenbildung bedeutet aus energetischer Sicht eine Vergrößerung der freien Oberfläche [Rot04]. Dazu muss Arbeit gegen die Oberflächenspannung geleistet werden. Die dafür benötigte Energie stammt aus der potentiellen Energie des unter Hochdruck stehenden Kraftstoffs [Ste07b] und wird zum Teil in kinetische Energie, aber auch in freie Grenzflächenenergie sowie thermische Energie umgewandelt [Rot04]. Nach Baumgarten et al. [BSM02] beginnt der Tropfenzerfall im Falle der dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung bereits in der Düse. Zur Kategorisierung von Flüssigstrahlen werden im Allgemeinen folgende drei Kennzahlen herangezogen [Bau06]:

1. Die Düsen-Ohnesorge-Zahl $Oh_{dü}$ bildet eine Beziehung zwischen den physikalischen Größen (dynamische Viskosität η_f , Dichte ρ_f und Oberflächenspannung σ) des eingespritzten Fluides und des Spritzlochdurchmessers und beschreibt dadurch das Verhältnis von Zähigkeits-, Oberflächen- sowie Trägheitskraft:

$$Oh_{dü} = \frac{\eta_f}{\sqrt{\rho_f \cdot \sigma \cdot d_0}} \quad (2.2)$$

2. Die Gasphasen-Weber-Zahl We_g ist definiert als das Verhältnis der Trägheitskraft zur Oberflächenspannungskraft und dient damit zur Charakterisierung der Tropfenstabilität.

$$We_g = \frac{v_m^2 \cdot d_T \cdot \rho_g}{\sigma} \quad (2.3)$$

3. Die Düsen-Reynolds-Zahl $Re_{dü}$ dient der Charakterisierung des Strömungszustandes in der Düse. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheitskraft und Zähigkeitskraft:

$$Re_{dü} = \frac{v_m \cdot d_0 \cdot \rho_f}{\eta_f} \quad (2.4)$$

Nach Reitz und Bracco [RB79], [RB82] ermöglichen diese Kennzahlen nun die Charakterisierung unterschiedlicher Zerfallsarten:

1. Rayleigh-Zerfall (Rayleigh-Regime)
2. Erster Windinduzierter Zerfall (First-Wind-Induced Regime)
3. Zweiter Windinduzierter Zerfall (Second-Wind-Induced Regime)
4. Zerstäubung (Atomization Regime)

Abbildung 2.4 zeigt das sog. Ohnesorge-Diagramm, welches die Abgrenzung der einzelnen Regimes verdeutlicht. Diese werden im Folgenden kurz beschrieben:

Rayleigh-Zerfall

Beim Rayleigh-Zerfall regen die Oberflächenspannungskräfte den zusammenhängenden Strahl am Düsenaustritt zu stetig wachsenden, axialsymmetrischen Schwingungen an, die schließlich zum Zerfall des Strahls führen. Die Länge des intakten Strahls beträgt ein Vielfaches des Düsenlochdurchmessers und steigt mit Zunahme der Austrittsgeschwindigkeit aus der Düse [Bau03]. Die dabei entstehenden Tropfen haben einen größeren Durchmesser als der ursprüngliche, zusammenhängende Strahl [Lei08].

Erster Windinduzierter Zerfall

Durch weitere Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit beginnen zusätzlich auch aerodynamische Kräfte Einfluss auf den Strahlzerfall zu nehmen. Diese aerodynamischen Kräfte fördern zusätzlich die Entstehung von Schwingungen, wodurch die Aufbruchlänge weiter verkürzt wird. Die

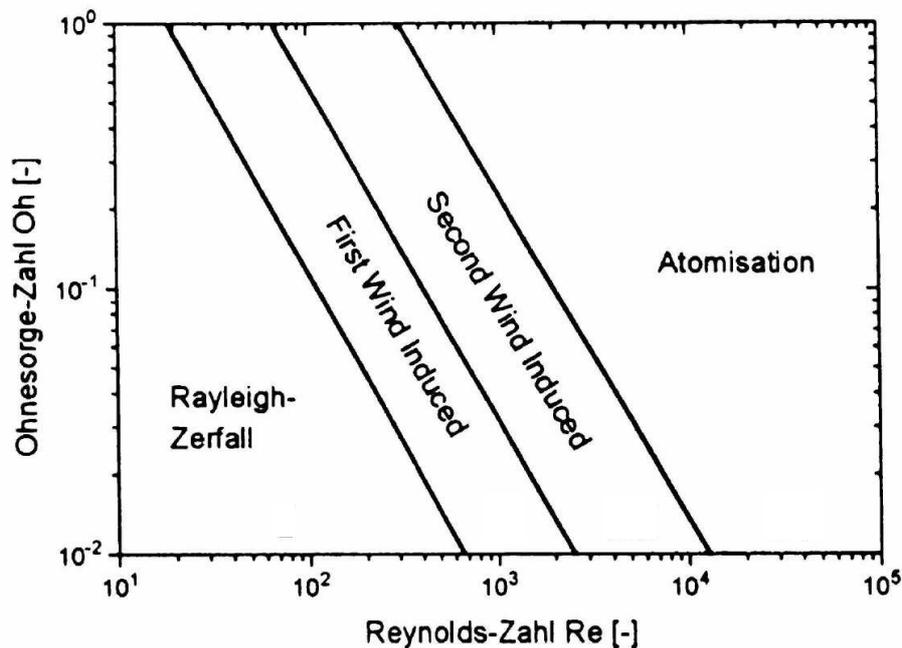


Abbildung 2.4: Abgrenzung der Zerfallsarten beim Primärzerfall nach Lefebvre [Lef89], entnommen aus [Ble04].

sich ausbildenden Tropfengrößen entsprechen in etwa dem des Spritzlochdurchmessers [Lei08].

Zweiter Windinduzierter Zerfall

Steigt die Strahlgeschwindigkeit weiter, nehmen die Störungen aufgrund der aerodynamischen Kräfte und der Oberflächenspannung zu. Die Reynoldszahl ist bereits so hoch ($Re > 2300$), dass von einer turbulenten bzw. teilturbulenten Strömung ausgegangen werden kann [Ofn01]. Der Zerfall findet nicht mehr an der Strahlspitze statt, sondern bereits vorher an der seitlichen Strahloberfläche. Durch das Anwachsen kleiner Wellen an der Strahloberfläche, sog. Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten, werden durch die Wechselwirkung von Oberflächen- und aerodynamischen Kräften Teile der Flüssigkeit als Tröpfchen und Ligamente verschiedener Größen abgetrennt [Bau03]. Die abgelösten Tropfen sind deutlich kleiner als der Spritzlochdurchmesser [Ble04].

Zerstäubung (Atomization Regime)

Bei der dieselmotorischen Einspritzung ist dieser Bereich dominierend. Bei

dieser Zerfallsart wird die Strahloberfläche aufgrund der hohen Austrittsgeschwindigkeiten bzw. Reynoldszahlen bereits direkt am Düsenaustritt aufgebrochen. Um den flüssigen Strahlkern bildet sich eine Wolke aus Tropfen, die einen deutlich kleineren Durchmesser aufweisen als das Düsenloch. Jedoch ist die Existenz dieses flüssigen Strahlkerns umstritten, wodurch die Angabe einer Strahlaufbruchlänge nicht eindeutig definiert werden kann [Sch03].

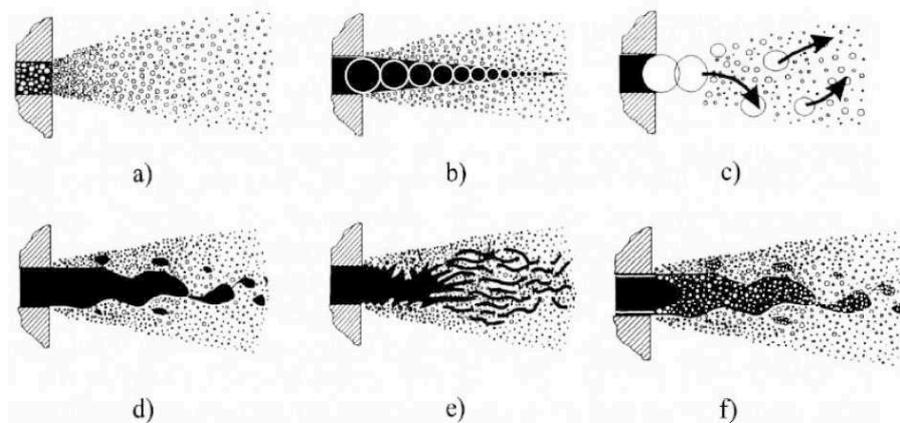


Abbildung 2.5: Strahlzerfallsmodelle aus Fath [Fat97].

Die experimentelle Untersuchung ist aufgrund der Dichte des Sprays und der hohen Geschwindigkeiten mit hohem Aufwand verbunden [Lei08]. Verschiedenste Modelle wurden entwickelt, die versuchen den Zerstäubungsmechanismus zu beschreiben. Diese wurden von Fath [Fat97] zusammengefasst (siehe Abbildung 2.5) und können wie folgt beschrieben werden. Modell a) geht von einer kavitierenden Düse aus, so dass der Kraftstoff bereits in der Düse in Tropfen zerfallen ist, die wesentlich kleiner als der Spritzlochdurchmesser sind. In Modell b) verlässt ein zusammenhängender Flüssigkeitsstrahl die Düsenöffnung, wobei sich die Tropfen aerodynamisch ablösen; das Auftreten von Kavitationseffekten wird hierbei vernachlässigt. In Modell c) zerfallen einzelne Tropfen mit einem Durchmesser von der Größe des Spritzlochdurchmessers durch Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas. Bei Modell d) weist der Strahlkern eine wellige Form auf. Von diesem Strahlkern werden Flüssigkeitselemente abgespalten, die stromab weiter zerfallen. Modell e) geht von einem Strahl aus, der aus unzähligen Flüssigkeitsfäden

besteht, wodurch sich im Kern viel Gas befindet. Die Flüssigkeitselemente zerfallen durch Interaktion mit dem umgebenden Medium weiter zu Tropfen. Das Modell f) kann als Kombination der Modelle a) und d) gesehen werden. Es wurde von Fath [Fat97] selbst vorgeschlagen und ist bis zu einem Einspritzdruckbereich von 54 MPa gültig. In diesem Modell wird von einer Zweiphasenströmung in der Düse ausgegangen. Die hydrodynamisch gebildeten Kavitationsblasen implodieren kurz hinter dem Düsenlochaustritt. Die Kavitationsblasen befinden sich am Strahlrand, wodurch Flüssigkeitselemente aus dem Strahl herausgelöst werden und Gas in den Strahl eingebracht wird. Die sich dort bildenden Gasblasen verleihen dem Kernstrahl eine schwammförmige Beschaffenheit. Stromabwärts sorgen Oberflächenwellen, hervorgerufen durch den steigenden Einfluss des umgebenden Gases, für einen weiteren Zerfall. Das Modell berücksichtigt zusätzlich den Einfluss des Einspritz- und Gasgedrucks sowie der Düsengeometrie auf die Länge des intakten Flüssigkeitsstrahls.

2.1.2 Sekundärzerfall

Im weiteren Verlauf der Strahlausbreitung zerfallen die Tropfen und Ligamente weiter in kleinere Tropfen. Dies ist auf die mit steigendem Abstand zum Düsenlochaustritt zunehmende aerodynamische Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas zurückzuführen. Zudem kann eine gegenseitige Wechselwirkung der Tropfen den Zerfall fördern.

Nach Ofner [Ofn01] und Schneider [Sch03] wird oft in einen dichten, dünnen und sehr dünnen Strahlbereich unterschieden. Im dichten Bereich ist der Flüssigkeitsanteil zwar groß, aber es findet aufgrund von Wechselwirkungen zwischen Gas und Flüssigkeit ein fortschreitender Tropfenaufbruch statt. Gleichzeitig ist aber die Tropfendichte so hoch, dass Kollisionen zwischen den Tropfen stattfinden, was zu einem erneuten Anstieg der Tropfengröße führt. Die aerodynamischen Kräfte spielen eine noch untergeordnete Rolle [Sch03]. Im dünnen Strahlbereich steigt der Lufteintrag in das Spray und die Wechselwirkungen mit dem umgebenden Gas nehmen zu. Dadurch sinkt die Wahrscheinlichkeit von Tropfenkollisionen. Die weiter stromab nachfolgende sehr dünne Strahlzone ist von geringem Flüssigkeitsanteil und stark

reduzierter Geschwindigkeit der Tropfen gekennzeichnet. Eine weitere Aufspaltung der Tropfen durch aerodynamische Kräfte findet kaum mehr statt, so dass die meisten Tropfen eine stabile Größe erreicht haben. In Abbildung

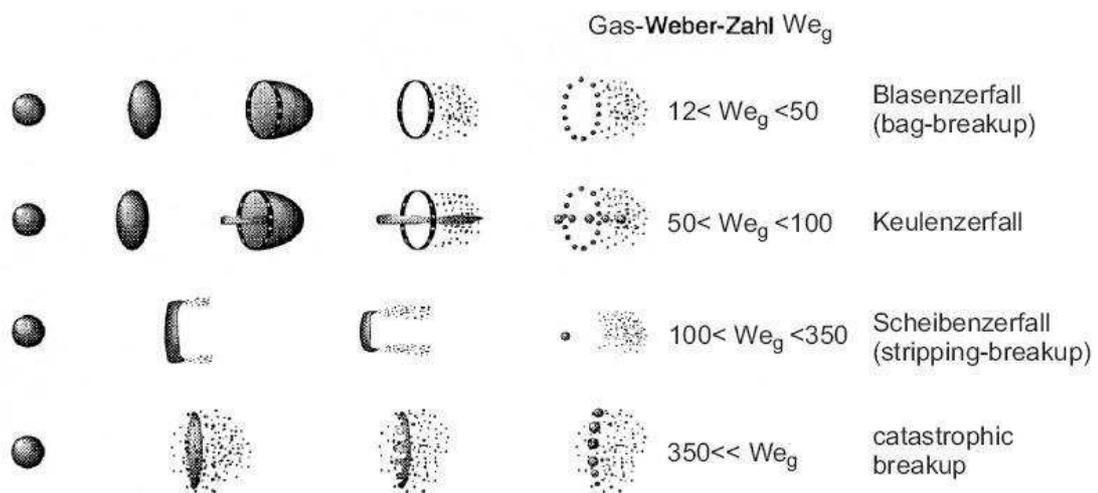


Abbildung 2.6: Aufbruchmechanismen von Tropfen, nach Pilch und Erdmann (1987), entnommen aus [Sch03].

2.6 sind die Tropfenerfallsarten dargestellt. Die jeweiligen Grenzen für die Gas-Weberzahl We_g sind gültig, solange die Viskosität keinen nennenswerten Einfluss hat, was bei einer Ohnesorge-Zahl von $Oh < 0,1$ der Fall ist [Sch03].

Steigt die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas, nimmt die Verformung des Tropfens zu und die Oberflächenspannungskräfte sind nicht mehr in der Lage den Tropfen zusammenzuhalten. Daher ist für die Beschreibung des aerodynamischen Strahlzerfalls die Weberzahl entscheidend, die, wie bereits erwähnt, diese Trägheitskräfte zu den Oberflächenspannungskräften in Beziehung setzt. Für $We_g < 12$ können die Tropfen im Allgemeinen als stabil angesehen werden. Übersteigt die Gas-Weberzahl diesen Grenzwert, zerfallen die Tropfen bis sie eine stabile Größe erreicht haben [Lei08].

Bei Weberzahlen von $12 < We_g < 50$ befindet man sich im Regime des Blasenzerfalls (engl. bag-breakup). Der Tropfen verformt sich und steigt zunächst auf den doppelten Durchmesser an. Daraus bildet sich eine Blase, die sich stromab auswölbt. Aufgrund von Instabilitäten zerfallen der Ring und die Membran schließlich in feine Tropfen.

Steigt die Weberzahl weiter an ($50 < We_g < 100$), bildet sich in der Tropfenmitte eine Keule, da für die Tropfenmasse nicht genügend Zeit zur Verfügung steht, in die Blase zu strömen. Dieser Zerfallsmechanismus wird als Keulenzерfall bezeichnet.

Bei einer weiteren Erhöhung der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Tropfen steigen die Reibungskräfte im Verhältnis zu den Druckkräften an, so dass sich keine Blase ausbilden kann. Vielmehr wird der Tropfen flachgedrückt und an seiner Oberfläche kommt es zu einer Abscherung von Sekundärtropfen. Das Regime des Scheibenzerfalls (engl. stripping-breakup) gilt für Weberzahlen von $100 < We_g < 350$. Es wird angenommen, dass der Scheibenzerfall bei der Dieseleinspritzung der vorherrschende Mechanismus ist [Ofn01].

Bei sehr großen Weberzahlen von $350 \ll We_g$ führen Instabilitäten und Störungen auf der Tropfenoberfläche zu einem schlagartigen Tropfenzerfall. Dieser Zerfallsmechanismus wird als Katastrophaler Zerfall bezeichnet.

2.1.3 Tropfenverdampfung

Bereits während des Sekundärzerfalls findet in der heißen Gasatmosphäre die Verdampfung der Kraftstofftropfen statt, die zur Bildung eines zündfähigen Gemisches erforderlich ist. Entscheidende Einflussfaktoren für die Höhe der Verdampfungsrate sind neben der Tropfengrößenverteilung und der Menge der in den Strahl eingebrachten Luft [Hen06], auch die Temperatur und der Druck des Umgebungsgases sowie die chemischen und physikalischen Eigenschaften des Kraftstoffes [Wit01]. Der vergleichsweise kalte Dieseldieselkraftstoff wird in die heiße Umgebung des Brennraums eingedüst, wodurch die Tropfen durch konduktiven und konvektiven Wärmeübergang erwärmt werden [Lef89]. Bei der Tropfenverdampfung des Dieselsprays treten Wärme- und Stofftransport simultan auf [Ste07a]. Dabei wird ein Teil des Wärmestroms zur Aufheizung des Tropfeninneren und der andere Teil zu dessen Verdampfung benötigt [Rot04]. Dabei ändern sich die Anteile mit der Zeit. Zunächst sorgt der Wärmestrom vornehmlich für einen Anstieg der Tropfentemperatur, was eine leichte Zunahme des Tropfenradius nach sich zieht (siehe Abbildung 2.7), während die Verdampfung an der Tropfenoberfläche als gering

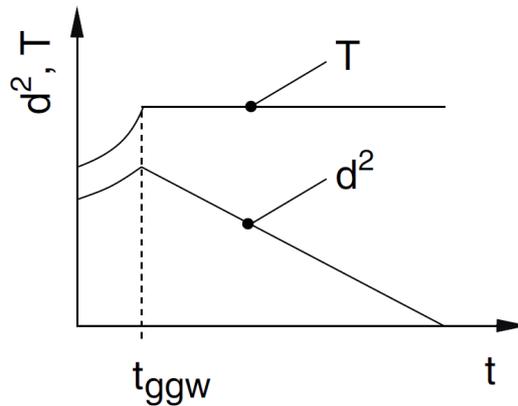


Abbildung 2.7: Vereinfachtes Schema der Tropfenverdampfung [Ste07a].

einzustufen ist [Ste07a]. Nach einer gewissen Zeit, zum Zeitpunkt t_{ggw} , stellt sich eine konstante Tropfentemperatur (Siedetemperatur) ein, was bedeutet, dass der gesamte Wärmestrom, der dem Kraftstofftropfen zugeführt wird, nun ausschließlich der Verdampfung der Flüssigkeit dient. Damit einhergehend erfolgt eine stetige Abnahme des Tropfendurchmessers. Bei einer Relativbewegung zwischen Tropfen und Umgebungsgas, wie es beim Einspritzen des Kraftstoffes der Fall ist, kommt es zu einer Intensivierung der Wärme- und Stofftransportvorgänge, was zu einer schnelleren Verdampfung führt. Es stellt sich eine Konzentrationsverteilung ein, bei der zu jeder Zeit Bereiche existieren, in denen ein zündfähiges Gemisch vorliegt.

2.2 Wichtige Kenngrößen der Strahlausbreitung

Um das Spray beschreiben zu können und den Einfluss verschiedener Randbedingungen beurteilen und vergleichen zu können, müssen geeignete Messgrößen des Sprays beschrieben werden. Diese sind erforderlich, um eine Aussage über die Gemischbildung, Grad der Zerstäubung und möglichen Wandkontakt machen zu können. Als makroskopische Spraygrößen sind die Strahleindringtiefe, die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit und der Spraykegelwinkel wichtige Parameter. Diese liefern Informationen über das Verhalten des gesamten Sprays. Die mikroskopischen Spraygrößen beschreiben das Verhal-

ten von Einzeltropfen hinsichtlich ihrer Geschwindigkeit und Größe.

2.2.1 Strahlgeschwindigkeit

Ausgehend von einer stationären, inkompressiblen Strömung, kann die Bernoulli-Gleichung mit Verlusten aufgestellt werden.

$$p_1 + \frac{1}{2} \cdot \rho_f \cdot v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \cdot \rho_f \cdot v_2^2 + \Delta p \quad (2.5)$$

Die Gleichung (2.5) kann unter folgenden Annahmen weiter vereinfacht werden: die Geschwindigkeit im Sackloch v_1 ist im Vergleich zur Geschwindigkeit im Düsenloch vernachlässigbar, der statische Druck p_2 nach Düsenaustritt entspricht dem Gasdruck in der Kammer $p_2 = p_g$, der Druck p_1 entspricht dem Einspritzdruck $p_1 = p_{Rail}$. Wenn man zudem von einer verlustfreier Strömung ausgeht und den Druckverlust Δp vernachlässigt, lässt sich die theoretische, maximale Düsenaustrittsgeschwindigkeit berechnen:

$$v_{max.theor.} = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_{Rail} - p_g)}{\rho_f}} \quad (2.6)$$

Da jedoch Druckverluste in der Düse auftreten, ist die tatsächliche Austrittsgeschwindigkeit geringer. Dies wird durch den Ausflusskoeffizienten $C_d(t)$ berücksichtigt, der als Verhältnis von tatsächlichem Massenstrom \dot{m} zu theoretischem Massenstrom $\dot{m}_{max.theor.}$ definiert ist:

$$C_d(t) = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{max.theor.}} \quad (2.7)$$

Der Ausflusskoeffizient C_d ist ein empirischer Wert und muss durch Messung des Massendurchflusses bestimmt werden [Ofn01].

Des Weiteren wird durch Ablösen der Strömung oder Entstehen von Kavitation der effektive Strömungsquerschnitt verengt. Auch dies wird in Form eines Faktors $C_a(t) \leq 1$ berücksichtigt. Dieser kann durch den Vergleich des Spray-Impulses mit einer Düse mit bekanntem C_a ermittelt werden [Sch03]. Die effektive Düsenaustrittsgeschwindigkeit v_0 kann somit berechnet werden:

$$v_0 = \frac{C_d(t)}{C_a(t)} \cdot v_{max.theor.} = C_v(t) \cdot v_{max.theor.} \quad (2.8)$$

Die Abbremsung der Sprayspitze durch das Kammergas wird mit einem weiteren Faktor K berücksichtigt. Die Strahlausbreitungsgeschwindigkeit v kann damit abgeschätzt werden [Ofn01].

$$v = C_v(t) \cdot K \cdot v_{max.theor.} \quad (2.9)$$

Ofner [Ofn01] fand heraus, dass bei Umgebungsdruck die schnellen Tropfen, die zunächst im Windschatten fliegen und durch Überholvorgänge immer wieder an die Strahlspitze gelangen, nur geringfügig abgebremst werden. Bei einem Einspritzdruck von 70 MPa konnte er eine Abnahme der Geschwindigkeit der schnellsten Tropfen von 350 m/s bei 20 mm auf etwa 325 m/s bei 40 mm messen. Erst ab einem Abstand zur Düse von 50 bis 70 mm werden auch diese schnellen Tropfen stark abgebremst, da dann der Gaseintrag in das Spray hoch genug ist.

2.2.2 Strahleindringtiefe

Die Strahleindringtiefe ist definiert als der Abstand der Sprayspitze zum Düsenloch. Es existieren zahlreiche empirische Gleichungen für die Beschreibung der Eindringtiefe. In den bekanntesten Modellen sind folgende Einflussfaktoren enthalten:

- Zeit
- Einspritzdruck bzw. Druckdifferenz zwischen Einspritzdruck und Gasgedruck Δp
- Düsenlochdurchmesser bzw. l/d -Verhältnis
- Gasdichte und Dichte der Flüssigkeit bzw. Dichteverhältnis

Dabei gehen die Einflussgrößen mit unterschiedlicher Gewichtung innerhalb einer Gleichung ein, unterscheiden sich aber auch von Modell zu Modell. In einigen empirischen Gleichungen werden auch die Gastemperatur sowie die Viskosität und Oberflächenspannung des Kraftstoffes berücksichtigt. Die Unterschiede in der Gewichtung sind auf den Einsatz unterschiedlicher Düsen

und Einspritzsysteme zurückzuführen [Fat97].

Die nachfolgende Gleichung, die sehr häufig in der Literatur zu finden ist, wurde von Hiroyasu [HA90] vorgeschlagen. Hierbei werden zwei Phasen unterschieden. Die erste Phase erstreckt sich vom Beginn der Einspritzung bei $t = 0$ s bis zum Zeitpunkt des Strahlaufbruchs t_b . Die Eindringtiefe steigt linear mit der Zeit. In der zweiten Phase ist die Eindringtiefe nur noch proportional zu $t^{0,5}$, da der Einfluss der Gasdichte aufgrund des zunehmenden Impulsaustausches mit der umgebenden Luft hinzu kommt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sinkt dabei mit zunehmendem Abstand zur Düse.

Für $0 < t < t_b$ gilt:

$$S(t) = 0,39 \cdot \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}} \cdot t \quad (2.10)$$

Für $t_b < t$ gilt:

$$S(t) = 2,95 \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_g}\right)^{0,25} \cdot \sqrt{d_0 \cdot t} \quad (2.11)$$

Hierbei ist die Aufbruchzeit t_b folgendermaßen definiert:

$$t_b = \frac{2,95}{0,39^2} \frac{d_0 \cdot \rho_f}{(\Delta p \cdot \rho_g)^{0,5}} \quad (2.12)$$

Einen umfassenden Überblick über weitere empirische Modelle geben z.B. Ofner [Ofn01] und Schneider [Sch03].

Strahleindringtiefe unter verdampfenden Bedingungen

Wird der Kraftstoff in eine heiße Gasatmosphäre eingespritzt, muss zwischen noch flüssigem und bereits verdampftem Strahlenteil unterschieden werden. Während der verdampfte Strahlenteil weiter in den Brennraum vordringt, stellt sich beim flüssigen Anteil im Verlauf der Einspritzung ein Gleichgewicht zwischen der Einspritzrate und der Verdampfungsrate im Strahl ein, wodurch sich die Länge des flüssigen Strahls auf einen maximalen Wert einpendelt. Dies wurde in zahlreichen Untersuchungen dokumentiert (z.B. [Sch07, Sch03, MWK⁺01, Ofn01, Sie98]). Es hat sich ebenfalls gezeigt, dass die maximale Länge des flüssigen Einspritzstrahles unabhängig vom Einspritzdruck ist [Sch03, Ofn01, Pau01, Wir97]. Bei geringen Eindringtiefen ist

der Einfluss der Verdampfung vernachlässigbar [NS96, Sch03]. Hiroyasu und Arai [HA90] haben zudem aufgezeigt, dass bis 320 °C der Einfluss der Temperatur vernachlässigt werden kann. Dies deckt sich mit den Untersuchungen von Koch [Koc07], der erst ab Temperaturen von 400 °C einen deutlichen Einfluss der Verdampfung auf die Eindringtiefe beobachtete.

2.2.3 Strahlkegelwinkel

Der Spraykegelwinkel ist eine wichtige Größe zur Beschreibung des Sprayverhaltens. Er liefert Informationen über die in den Strahl eingebrachte Luftmenge. Eine bessere Durchmischung zwischen Kraftstoff und der in das Spray gesaugten Luft äußert sich in einem größeren Kegelwinkel (bei gleicher Einspritzmenge). Dadurch steigt die Wechselwirkung zwischen Tropfen und Gas, wodurch die Tropfen abgebremst und in kleinere aufgebrochen werden [Sch03]. Dabei ist eine eindeutige Definition aufgrund des transienten Verhaltens des Sprays äußerst schwierig.

Eine häufig zitierte halbempirische Gleichung zur Beschreibung des Strahlkegelwinkels für die quasi-stationäre Phase wurde von Hiroyasu und Arai [HA90] formuliert:

$$\Theta = 83,5 \cdot \left(\frac{l}{d_0}\right)^{-0,22} \cdot \left(\frac{d_0}{d_s}\right)^{0,15} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,26} \quad (2.13)$$

In Gleichung 2.13 ist deutlich zu erkennen, dass das Dichteverhältnis den größten Einfluss auf den Kegelwinkel hat. Mit steigendem Gasgedruck wird die Sprayspitze stärker abgebremst und die Ausbreitung in radialer Richtung nimmt zu, was den Kegelwinkel ansteigen lässt. Weitere Modelle für die Berechnung des Strahlkegelwinkels wurden z.B. von Schneider [Sch03] und Leick [Lei08] zusammengetragen. Gleichung 2.13 zeigt ebenfalls, dass der Einspritzdruck bzw. die Strahlgeschwindigkeit keinen signifikanten Einfluss auf den Spraykegelwinkel hat, was zahlreiche Untersuchungen belegen (z.B. [Bod91, NS96, Ofn01, BYK⁺02]).

Andere Autoren berichten dagegen von einem gewissen Einfluss des Einspritzdruckes auf den Kegelwinkel. Blessing [Ble04] wies einen deutlichen Zusammenhang zwischen dem Kegelwinkel und dem Nadelhubverlauf nach.

Dieser Verlauf hängt wiederum vom Leitungs-, bzw. Raildruck ab. In der ersten Einspritzphase wird bei höheren Raildrücken ein größerer Kegelwinkel gemessen, der durch den verstärkten Strahlaufbruch während der Drosselphase im Nadelsitz bewirkt wird. Aufgrund der schnelleren Nadelöffnungsgeschwindigkeiten werden bei höheren Raildrücken kleinere Winkel beobachtet. Osswald [Oss05] beschreibt eine Vergrößerung des Strahlkegelwinkels mit steigendem Raildruck über den gesamten Einspritzverlauf. Er erklärt dies mit einer verstärkten Interaktion der Einspritzstrahlen mit der Gasphase durch ihr schnelleres Eindringen.

Der Einfluss der Gastemperatur wurde z.B. von Siebers [Sie99] untersucht. Er konnte dabei keinen signifikanten Einfluss der Gastemperatur auf den Kegelwinkel feststellen. Naber und Siebers [NS96] fanden heraus, dass verdampfende Umgebungsbedingungen eine Reduktion des Kegelwinkels bewirken, jedoch wird der Einfluss mit steigender Gasdichte geringer.

2.2.4 Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten

Neben den makroskopischen Spraygrößen, liefern auch die mikroskopischen Spraygrößen (Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten) Informationen über den Sprayaufbruch bzw. die Qualität der Zerstäubung und damit über die Verdunstungsgeschwindigkeit. Kleinere Tropfen fördern die Verdampfungsgeschwindigkeit, da eine größere Oberfläche für den Wärmeübergang des umgebenden heißen Gases auf die Tropfen zur Verfügung steht. Dies bedeutet, dass mehr Zeit für die Mischung des Kraftstoffes mit der Umgebungsluft verfügbar ist, was sich positiv auf die Verbrennung auswirkt und damit den Ausstoß von Schadstoffen reduziert [Sch03].

Tropfengrößen

Für die Beschreibung von Tropfengrößen werden am häufigsten der arithmetische Durchmesser d_{10} und der Sauterdurchmesser (SMD) d_{32} herangezogen. Der arithmetische Durchmesser ist das rechnerische Mittel der Durchmesser aller gemessenen Tropfen, während der Sauterdurchmesser das Verhältnis von Tropfenvolumen zur Oberfläche aller gemessenen Tropfen beschreibt.

Der mittlere Sauterdurchmesser eignet sich besonders zur Beschreibung von Stoff- und Wärmeübergangsprozessen. Es existieren zahlreiche Gleichungen für den mittleren Sauterdurchmesser, die in Schneider [Sch03] zusammengefasst sind. Eine der bekanntesten Gleichungen wurde von Hiroyasu und Arai [HA90] formuliert:

$$\frac{d_{32}}{d_{SL}} = 0,38 \cdot Re^{0,25} \cdot We_f^{-0,32} \cdot \left(\frac{\eta_f}{\eta_g}\right)^{0,37} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{-0,47} \quad (2.14)$$

Dabei ist d_{SL} der Spritzlochdurchmesser und η und ρ die dynamische Viskosität bzw. die Dichte der Flüssigkeit und des Gases. Der SMD steigt mit wachsendem Umgebungsdruck und größerem Spritzlochdurchmesser und sinkt bei Erhöhung des Einspritzdruckes.

Schneider [Sch03] untersuchte den Einfluss einer Einspritzdrucksteigerung auf den mittleren Tropfendurchmesser d_{10} in nicht-verdampfender Umgebung. Eines seiner Ergebnisse war eine deutliche Reduktion des mittleren Tropfendurchmessers bei einer Erhöhung des Einspritzdruckes von 50 MPa auf 90 MPa. Jedoch zeigten Messungen bei 130 MPa keine weitere Absenkung des mittleren Tropfendurchmessers. Schneider schloss daraus, dass sich ein gewisser Sättigungszustand einstellt, was bedeutet, dass eine weitere Drucksteigerung keinen Einfluss auf den mittleren Tropfendurchmesser d_{10} haben wird. Zudem war in seinen Untersuchungen weder in nicht-verdampfender noch in verdampfender Atmosphäre ein erkennbarer Einfluss der Gasdichte nachzuweisen. Er stellte fest, dass die Tropfengrößen in der verdampfenden Atmosphäre mit steigendem Abstand von der Strahlachse abnehmen, aber im Verlauf der Einspritzung konstant bleiben.

Tropfengeschwindigkeiten

Eine Vielzahl von Autoren hat nachgewiesen, dass die maximalen Tropfengeschwindigkeiten, aufgrund der vergleichsweise geringen Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas, in der Spraymitte zu finden sind (z.B. [Ofn01, Sch03]). Aufgrund des sog. Windschatteneffekts treten die höchsten Tropfengeschwindigkeiten hinter der Sprayspitze auf [Ofn01, Lei08]. Dies kann mit der Tatsache begründet werden, dass die Tropfen an der Sprayspitze aufgrund des Impulsaustausches mit der umgebenden Luft abgebremst werden. Nachfolgende Tropfen hinter der Sprayspitze erfahren dieses Abbremsen durch die Luft

nicht in diesem Maße, wodurch sie, sozusagen im Windschatten, eine höhere Geschwindigkeit aufweisen.

Ofner [Ofn01] befasste sich zudem mit dem Einfluss des Nadelhubes auf Tropfengeschwindigkeiten. Hierbei konnte er eine konstante mittlere Tropfengeschwindigkeit bei konstantem Nadelhub (und Raildruck) feststellen. Die Geschwindigkeit wurde dabei im Wesentlichen vom treibenden Druckgefälle vor und nach der Düse und vom Druckverlust innerhalb der Düse bestimmt. Während der Öffnungs- bzw. Schließphase waren geringere Tropfengrößen und -geschwindigkeiten zu verzeichnen. Aufgrund der höheren Druckverluste in der Düse wurden geringere Strahl- bzw. Tropfengeschwindigkeiten aber auch etwas geringere Tropfendurchmesser als bei vollem Nadelhub gemessen.

2.3 Dieselmotorische Zündung und Verbrennung

Kennzeichnend für den dieselmotorischen Verbrennungsprozess ist die Selbstzündung. Der Kraftstoff wird, in der Regel gegen Ende des Kompressionsstaktes, unter hohem Druck in die verdichtete Luft eingespritzt, wodurch eine Durchmischung mit der umgebenden Luft stattfindet. Durch die Kompression wird die Zylinderladung so erhitzt, dass ihre Verdichtungsendtemperatur die Selbstzündungstemperatur des Dieselkraftstoffes übersteigt und es so zur Zündung kommt [Reu89]. Dabei lässt sich der dieselmotorische Verbrennungsverlauf in folgende drei Phasen einteilen [Wen06, See04]:

1. Vorgemischte Verbrennung und Zündverzug
2. Hauptverbrennung - Diffusionsverbrennung (mischungskontrolliert)
3. Nachverbrennung - Diffusionsverbrennung (reaktionskinetisch kontrolliert)

In der **vorgemischten Verbrennung** zündet das während Zündverzugszeit, also der Zeitspanne zwischen Einspritzbeginn und Zündung, aufbereitete Kraftstoff-Luft-Gemisch. Die Wärmefreisetzungsrate ist in dieser Phase durch

die Geschwindigkeit der chemischen Reaktionen sowie durch die Menge des aufbereiteten Gemisches kontrolliert [MSS004]. Die Vormischverbrennung zeichnet sich durch hohe Reaktionsgeschwindigkeiten und Verbrennungstemperaturen und dem damit verbundenen stark ansteigenden Druckgradienten aus [Ble04], wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist.

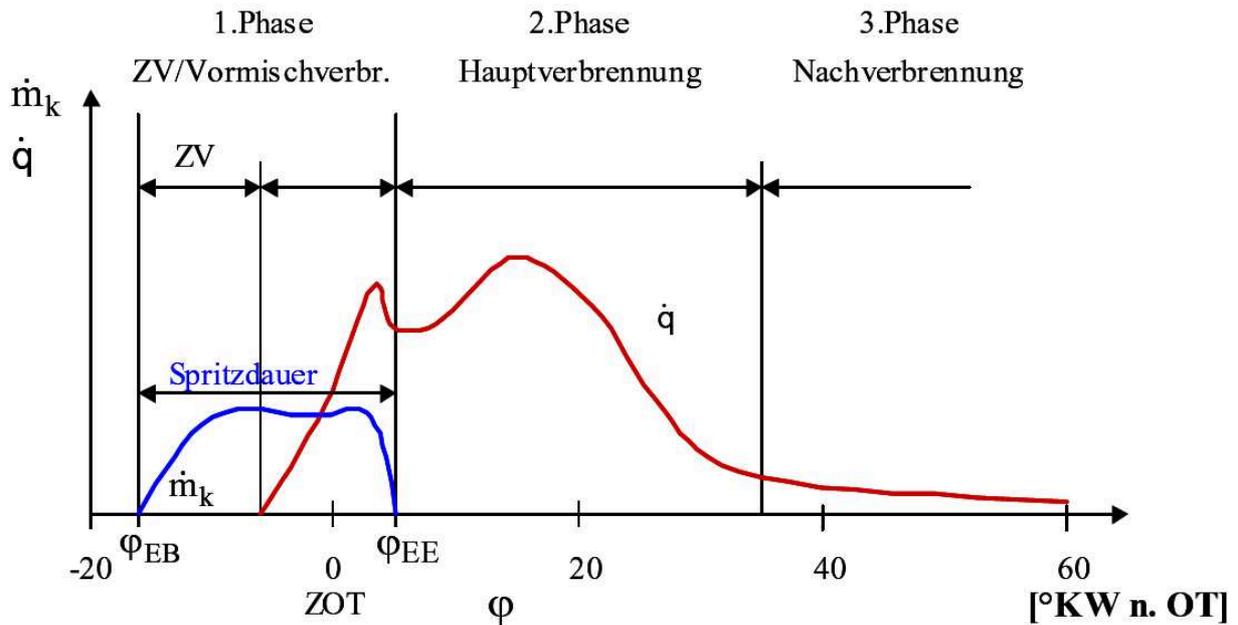


Abbildung 2.8: Verbrennungsphasen des dieselmotorischen Verbrennungsprozesses [MK99].

Die entscheidende Phase ist die **Hauptverbrennung (mischungskontrollierte Diffusionsverbrennung)**, da hierbei ein Großteil des Kraftstoffes umgesetzt, die größte Wärmemenge freigesetzt, aber auch der größte Anteil schädlicher Emissionskomponenten produziert wird. Verursacht durch die vorge-mischte Verbrennung und dem damit einhergehenden Temperaturanstieg, ist die chemische Reaktionsgeschwindigkeit stark angestiegen. Zeitgleich dazu findet eine intensive Durchmischung von Kraftstoff und Luft statt. Jedoch ist diese Durchmischung langsam gegenüber den chemischen Vorgängen, wodurch diese Phase als Mischungskontrolliert bezeichnet wird. Bei der Diffusionsverbrennung reicht die Reaktionszone bis in die fetten Bereiche des Strahls, in denen Ruß gebildet wird [MK99, Bau03, Ble04].

Erreichen die Temperaturen während der diffusiven Verbrennung ihren Maximalwert, beginnt die Phase der **Nachverbrennung**, in der noch unverbrannte Kraftstoffkomponenten sowie die Produkte aus der Hauptverbrennung wei-

ter oxidiert werden. In dieser Verbrennungsphase sinken Brennraumtemperatur und der Brennraumdruck kontinuierlich ab. Dies führt dazu, dass die chemischen Reaktionen wieder langsamer ablaufen als die Diffusionsvorgänge, wodurch der Verbrennungsverlauf zunehmend reaktionskinetisch kontrolliert wird [Hen06]. In dieser Phase werden bis zu 90 % der zuvor entstandenen Rußpartikel wieder abgebaut [MK99].

2.4 Dieselmotorische Schadstoffbildung

Neben den beim Verbrennungsvorgang entstehenden Produkten, die eine vollständige Verbrennung CO_2 und H_2O kennzeichnen, sind im Abgas auch unerwünschte Produkte zu finden, die aus unvollständigen Verbrennungsreaktionen resultieren. Diese Produkte sind im Wesentlichen das Stickstoffmonoxid NO und das Stickstoffdioxid NO_2 sowie das Kohlenmonoxid CO und die unverbrannten Kohlenwasserstoffe HC . Zusätzlich entstehen partikelförmige Schadstoffe, wobei Ruß den Hauptanteil stellt. Zusätzlich entstehen Partikel aus kondensierten Restkohlenwasserstoffen, kraftstoffgebundenem Schwefel, sowie Abrieb und Aschen. Aufgrund des bei Luftüberschuss ablaufenden dieselmotorischen Verbrennungsprozesses, sind die Anteile des Kohlenmonoxids und unverbrannten Kohlenwasserstoffe im Abgas gering. Zudem werden diese Komponenten mittels Oxidationskatalysatoren nahezu vollständig nachoxidiert [See04]. Bedeutend problematischer stellt sich die Sachlage bei Partikel- und Stickoxidemission dar, so dass im Folgenden auf diese Schadstoffe näher eingegangen wird.

2.4.1 Partikelemissionen - Ruß

Partikelemissionen umfassen die Komponenten Ruß, flüchtige aromatische Kohlenwasserstoffe, anorganische Aschen, Schmieröl und Motorabrieb [Hen06]. Ruß hat dabei mit ca. 71 % den größten Anteil an Partikeln [MSSO04]. Generell entstehen Rußemissionen aufgrund von unvollständiger Verbrennung unter extremem Luftmangel. Dieser Luftmangel herrscht beim dieselmotorischen

motorischen Verbrennungsprozess aufgrund der parallel ablaufenden Einspritzung, Gemischbildung und Verbrennung. Dadurch entstehen, trotz eines globalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses von $\lambda > 1$, lokal unterstöchiometrische Gemischzusammensetzungen, was eine Sauerstoffunterversorgung nach sich zieht.

Die extrem komplexen Reaktionsmechanismen, die für die Rußbildung verantwortlich sind, konnten bis heute nicht vollständig geklärt werden [PKS09]. Allerdings gibt es Hypothesen, welche die Rußentstehung beschreiben. Die bekannteste ist die sog. Polyzyklen-Hypothese, die in kraftstoffreicher Umgebung mit der Pyrolyse unter Wasserstoffabspaltung der Kraftstoffmoleküle beginnt [Hen06]. Infolgedessen kommt es zur Bildung von Acetylen (C_2H_2), das mit CH und CH_2 reagiert. Dadurch bildet sich Propargyl (C_3H_3) und infolge von Rekombination und Umlagerung ein Ring. Durch Kondensation von Acetylen lagern sich weitere Ringe an [PKS09]. Diese Vorgänge führen zur Entstehung von hochmolekularen, zyklischen Verbindungen, wodurch es zur Bildung von polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAK) kommt. Durch weitere Anlagerung von Acetylen entstehen schließlich die graffitähnlichen Rußnuklei [Hen06]. Neben dem Luft-Kraftstoff-Verhältnis spielt die Temperatur bei der Produktion, aber auch der Oxidation von Ruß, eine entscheidende Rolle, wobei der Temperaturbereich auf ca. 1000 K bis ca. 2300 K begrenzt ist [PKS09]. Unterhalb von etwa 1000 K findet keine Rußbildung statt, da die Vorläufersubstanzen wie Acetylen nicht in ausreichender Menge gebildet werden. Bei hohen Temperaturen ab etwa 2300 K existiert eine so hohe Anzahl von OH-Radikalen, dass aufgrund der damit einhergehenden extrem hohen Oxidationsgeschwindigkeit die Rußvorläufer oxidiert werden [WMD01] bzw. es generell zu einem verstärkten Rußabbrand kommt [MSSO04]. Als kritisches Temperaturfenster für die Bildung von Ruß ist der Bereich von 1500 - 1900 K anzusehen [MSSO04].

2.4.2 Stickoxide

Unter der Kurzform NO_x werden das Stickstoffmonoxid NO und das Stickstoffdioxid NO_2 zusammengefasst, die bei motorischen Verbrennungsprozessen entstehen. Dabei macht das NO etwa 90 % und NO_2 10 % der gesamten

NO_x -Emissionen aus.

Bei der NO_x -Bildung wird zwischen folgenden Mechanismen unterschieden:

1. Thermisches NO
2. Prompt-NO
3. NO aus Lachgas
4. Brennstoff-NO

Thermisches NO wird aus Luftsauerstoff gebildet und stellt den wichtigsten Mechanismus bei der Entstehung von Stickoxiden bei der dieselmotorischen Verbrennung dar, da hierdurch etwa 80 - 95 % der Stickoxide gebildet werden [MK99]. Der dabei ablaufende Mechanismus, der sogenannte Zeldovich-Mechanismus, besteht aus den folgenden drei chemischen Reaktionen (entnommen aus [MSSO04])



Dabei sind die Geschwindigkeitskonstanten k_1 , k_2 und k_3 nicht genau bekannt und müssen experimentell bestimmt werden, wodurch in der Literatur abweichende Werte genannt werden [MSSO04]. Bekannt ist jedoch die Tatsache, dass die einleitende Aufspaltung von elementarem Stickstoff mithilfe der Sauerstoffradikale in Gleichung 2.15 vergleichsweise langsam abläuft, wodurch diese Reaktion die geschwindigkeitsbestimmende Gleichung für die Bildung von thermischem NO ist [WMD01]. Das ist mit der Tatsache zu begründen, dass die in Gleichung 2.15 angegebene Elementarreaktion, aufgrund der stabilen Dreifachbindung des Stickstoffmoleküls N_2 , eine sehr hohe Aktivierungsenergie aufweist. Aus diesem Grund ist die erste Reaktion zudem stark temperaturabhängig, weshalb Thermisches NO in nennenswerter Form

bei höheren Temperaturen (oberhalb 1850 K) gebildet wird und dabei mit steigender Temperatur exponentiell zunimmt [HL01].

Die Prompt-NO-Bildung läuft bereits bei niedrigen Temperaturen um die 1000 K ab und findet daher deutlich früher als die thermische NO-Bildung statt. Die Entstehung von Prompt-NO ist mit dem CH-Radikal, das als Vorläufer Acetylen hat. Da Acetylen ausschließlich in kraftstoffreichen Gebieten der Flamme gebildet wird, erfolgt die Bildung von Prompt-NO ebenfalls unter diesen Bedingungen [WMD01, PKS09].

Der Reaktionsmechanismus über Lachgas zu Stickstoff gewinnt erst bei niedrigeren Temperaturen an Bedeutung, da hier die thermischen Stickoxid-Bildungsraten nicht mehr dominieren. Jedoch müssen hohe Drücke vorliegen, da N_2O nur durch eine Dreierstoß-Reaktion gebildet werden kann, welche erst bei hohen Gasdichten genügend häufig stattfindet [MSSO04].

Die oxidative Auslösung des Stickstoffs aus dem Kraftstoff, das über NH_3 und HCN zu NO und N_2 umgewandelt wird, kann vernachlässigt werden, weil heutzutage Dieselmotoren kaum Stickstoff mehr enthalten.

Da, wie oben beschrieben, das thermische NO den Großteil der Stickstoffoxidemissionen ausmacht, ist ein tieferes Verständnis über die Bildung dieses Abgasbestandteils von besonderem Interesse. Folgende vereinfachte Gleichung zur Abschätzung der NO-Bildung, die sich aus Gleichung 2.15 bis 2.17 und unter diversen Annahmen ergibt, verdeutlicht die möglichen Maßnahmen zur Stickoxid-Reduktion (eine genaue Herleitung findet sich z.B. in [PKS09]).

$$\frac{d(NO)}{dt} = 2 \cdot k_1 \cdot (O) \cdot (N_2) \quad (2.18)$$

mit folgender empirischer Gleichung (entnommen aus [MSSO04]).

$$k_1 = 0,76 \cdot 10^{14} \cdot \exp\left(-\frac{38.000}{T}\right) \quad (2.19)$$

Hieraus wird ersichtlich, dass die wirksamste Methode zur Reduktion von NO_x im Abgas, die Absenkung der Prozesstemperatur ist.

Die gekühlte Abgasrückführung (AGR) gilt als effektivste innermotorische Maßnahme zur Reduktion von Stickoxidemissionen. Bei der AGR wird ein Teil des Abgasstromes zum Frischluftstrom zugeführt. Der Hauptgrund für die Effizienz der gekühlten Abgasrückführung ist der verringerte Sauerstoffgehalt

der Ladung. Vor allem dieser Effekt begrenzt die maximal erreichbare Spitztemperatur. Des Weiteren weisen die im Abgas enthaltenen Komponenten Wasser und Kohlendioxid eine höhere Wärmekapazität als die Frischluft auf, was ebenfalls eine geringere Spitztemperatur zur Folge hat.

3 Beschreibung der Versuchsanlagen

3.1 Einspritzkammer

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Einspritzkammer entwickelt, mit der sowohl Schattenaufnahmen mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera als auch Messungen mit der Phasen Doppler Anemometrie durchgeführt werden können. Die Messtechniken erfordern dabei unterschiedliche Anforderungen an die optische Zugänglichkeit. Um diesen Anforderungen zu genügen, wurden drei optische Zugänge realisiert. Der erste Zugang, der für beide Messtechniken erforderlich ist, befindet sich parallel zur Injektorachse bzw. zur Strahlachse des zu untersuchenden Spraykegels. Bei den PDA Messungen ermöglicht dieser Zugang den aus der Sendeeinheit austretenden Teilstrahlen den Eintritt in die Kammer. Die beiden anderen Fenster dienen ausschließlich der optischen Zugänglichkeit für die Empfangseinheit des PDA Systems, die wahlweise hinter einem dieser Fenster positioniert wird. Die Literaturrecherche hat gezeigt, dass die höchste Signalqualität des Streulichtes der durch das Messvolumen fliegenden Kraftstofftropfen dann zu erwarten ist, wenn sich die Empfangsoptik in einem Streuwinkel von $\varphi = 30^\circ$ bzw. 70° zur Achse der Sendeoptik befindet [Dan, Ofn01, Sch03]. Für die Messungen mit dem Schattenverfahren wurde zusätzlich hinter dem zu untersuchenden Spraykegel parallel zur Strahlachse eine spiegelnde Platte platziert, um das einfallende Licht zu reflektieren. Abbildung 3.1 zeigt die Einspritzkammer mit dem Aufbau für die Messungen mittels Phasen Doppler Anemometrie.

Da in der Einspritzkammer nur ein Strahl untersucht wurde, aber vorwiegend Mehrlochdüsen zum Einsatz kamen, wurde eine Strahlseparierung konstruiert, die dafür sorgte, dass die anderen Strahlen während der Einspritzung vom Eintritt in den Brennraum weitestgehend ferngehalten wurden. Über Edelstahlleitungen wird der ein Großteil des Kraftstoffes in Richtung Boden

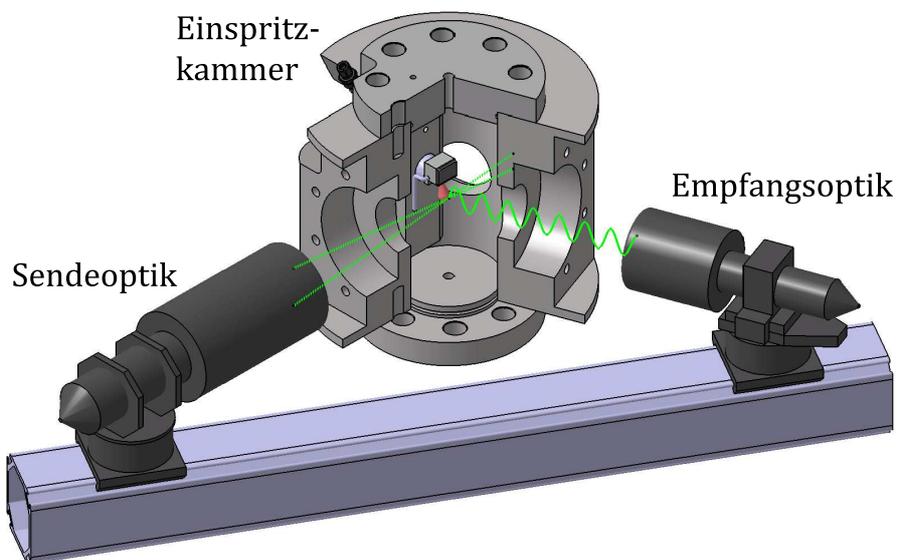


Abbildung 3.1: Einspritzkammer mit Messaufbau Phasen Doppler Anemometrie.

der Kammer geleitet, gesammelt und über ein Drosselventil nach außen geführt. Bei der aufwendigen Konstruktion der Strahlseparierung musste ein Kompromiss eingegangen werden. Zum einen galt es ausreichend Freiraum für den zu untersuchenden Strahl zu schaffen, damit dieser beim Austreten aus dem Düsenloch nicht behindert wird. Zum anderen musste die Strahlseparierung neben allen anderen Strahlen auch die benachbarten Spraykegel des zu untersuchenden Strahles vom Eintritt in die Kammer weitestgehend fernzuhalten, was sich bei den eingesetzten 8- und 10-Loch-Düsen als äußerst schwierig erwies. Um diese Kriterien zu erfüllen, musste in Kauf genommen werden, dass die ersten 1,5 mm des Strahles nach Verlassen des Spritzloches von der Strahlseparierung verdeckt wurden und somit nicht analysiert werden konnten. Die Aufnahmen für die Quarzglasfenster wurden als Komplettmodule ausgelegt. Diese Auslegung ermöglicht einen einfachen Zusammenbau außerhalb der Brennkammer mit anschließendem Einbau des Komplettmoduls. Die Durchmesser der Quarzglasfenster wurden so gewählt, dass Tropfenmessungen in einem Abstand zum Düsenlochaustritt von mehr als 40 mm bzw. Strahleindringtiefen bis 55 mm Länge gemessen werden können. Bei der Auslegung der Fensterdurchmesser war zu beachten, dass nach Druckbehälterverordnung [AD02] größere Durchmesser auch dickere Fenster bedingen. Im Rahmen dieses Projekts wurden Düsen mit unterschiedlicher Düsen-

lochzahl untersucht, wobei die relativen Winkellagen der Düsenlochachsen zur Hochdruckzufuhr, die über einen 200 mm langen Druckrohrstutzen erfolgt, unterschiedlich ausfallen können. Für die Messungen in der Kammer muss jedoch sicherstellt werden, dass immer eine Spritzloch- bzw. Strahlachse parallel zur spiegelnden Hintergrundplatte ausgerichtet ist. Daher musste eine gewisse Drehbarkeit um die Injektordrehachse ermöglicht werden. Aus diesem Grund war eine ausreichend große Aussparung an der Kammer erforderlich, um die Drehung des Injektors samt Druckrohrstutzen und dessen Aufnahme zu gewährleisten. Die Injektoraufnahme wurde ebenfalls als Kompletmodul ausgelegt, wobei auch hier ein Zusammenbau außerhalb der Zelle möglich war.

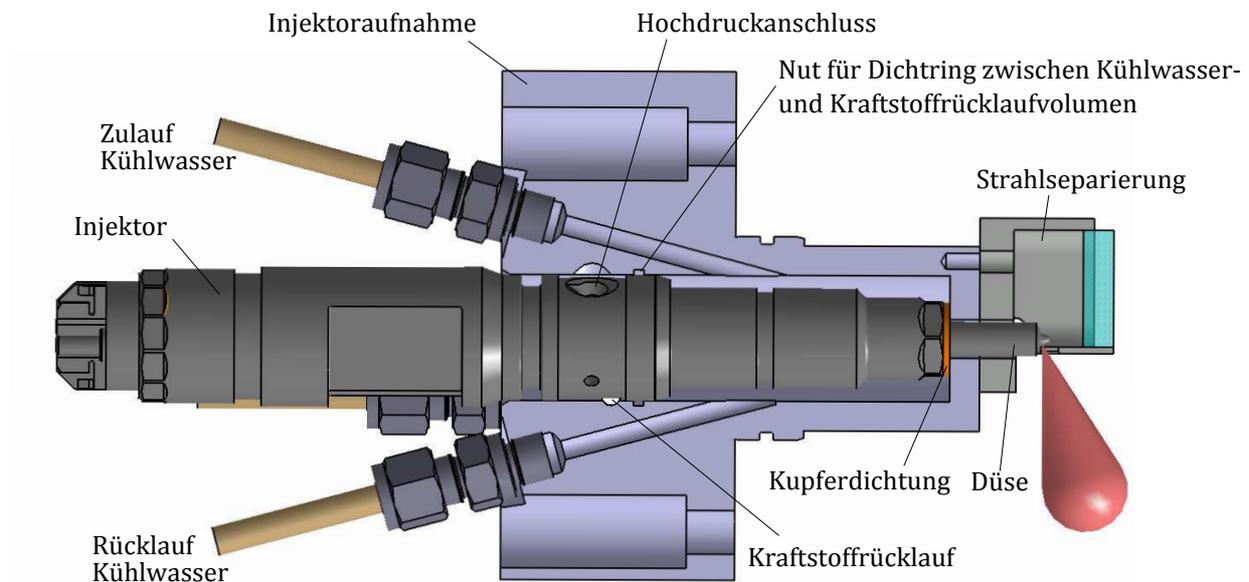


Abbildung 3.2: Schnitt durch die Injektoraufnahme mit Injektor und Strahlseparierung (Im Bild ist nur der zu untersuchende Spraykegel dargestellt).

Für die Versuche unter verdampfenden Bedingungen erfolgte die Vorerwärmung des Kammergases mittels einer Heizspirale im Inneren der Einspritzkammer. Ein Isoliermaterial zwischen Heizspirale und den umgebenden Metallwänden sorgte für eine geringe thermische Belastung der Zelle. Da der Injektor während der Versuche permanent hohen Temperaturen ausgesetzt war, wurde dieser wassergekühlt, um möglichen Bauteilschäden vorzubeugen. In Abbildung 3.2 ist die Injektoraufnahme im Schnitt inklusive der Strahlseparierung und den Zu- und Rücklaufanschlüssen für das Kühlwasser dargestellt.

Um ein mögliches Zünden des Kraftstoffes zu unterbinden, wurde die Zelle ausschließlich mit Stickstoff beladen.

Die Einspritzkammer wurde auf einen Druck von bis zu 30 MPa ausgelegt, um auch bei realmotorischen Temperaturen und gleichzeitig hohen Gasdichten Sprayuntersuchungen bei Einspritzdrücken bis 300 MPa durchzuführen zu können. Allerdings stellte sich heraus, dass das zunächst favorisierte Isolierungskonzept nicht umsetzbar war, wodurch auf ein neues Isolierungsmaterial zurückgegriffen werden musste, mit dem Nachteil, dass Temperaturen nur bis ca. 600 K eingestellt werden konnten.

3.2 Einhubtriebwerk

Das Einhubtriebwerk (EHT) bietet die Möglichkeit, neben der Untersuchung des Gemischbildungsverhaltens auch einen Eindruck über Zündort und Zündzeitpunkt sowie über die rußbildenden Gebiete relativ zum Kraftstoffspray unter motornahen Bedingungen zu gewinnen. Die Entwicklung des EHT geht auf die Arbeiten von Dorer [Dor00] und Prechtl [Pre00] zurück und wurde zur Abbildung eines mittelschnelllaufenden Wasserstoff-Großdieselmotors konzipiert.

Die Kompressionsmaschine ist in der Lage, den realmotorischen Temperatur- und Druckverlauf gut nachzubilden. Durch den Entfall des Kurbeltriebes ist ein direkter optischer Zugang vom Kolbenboden aus möglich, wodurch das Eindringverhalten des Gesamtsprays und dessen Verdampfung, Zündung und Verbrennung sichtbar gemacht werden kann. Zusätzlich ermöglicht ein flexibles Zylinderkopfdesign einen radialen optischen Zugang. Das Verdichtungsverhältnis lässt sich durch die geeignete Wahl der Kolbenposition zu Kompressionsbeginn leicht variieren.

Kurzbeschreibung und Funktionsweise

Der Antriebskolben wird mit komprimierter Luft (1,5 - 5 MPa) beaufschlagt, wodurch der Kompressionsvorgang ausgelöst wird. Durch Öffnen des Bypassventils wird eine hydraulische Verbindung mit dem Arbeitskolben hergestellt. Durch den Bypass wird das Hydrauliköl in die Arbeitskolbenkam-

mer gedrückt, wodurch dieser ebenfalls in Bewegung versetzt wird. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt, bewegen sich die Kolben in gegenläufiger Richtung, so dass ein vollständiger Massenausgleich einen vibrationsarmen Lauf der Maschine gewährleistet. Dadurch ist während der Versuchsdurchführung ein ruhiger Stand der Anlage gewährleistet, was für den Einsatz von optischen Messverfahren erforderlich ist. Da die hydraulische Verbindung zwischen Antriebs- und Arbeitskolben nur über den Bypass besteht, sorgt der geringe Massenstrom auch für eine geringe Anfahrgeschwindigkeit des Arbeitskolbens. Währenddessen werden nach und nach Durchströmöffnungen freigegeben, die einen höheren Massenstrom des Koppelöls und damit eine stärkere Beschleunigung des Arbeitskolbens ermöglichen. Der Arbeitskolben wird in Richtung Zylinderkopf beschleunigt und komprimiert die Luft in der Brennkammer. Mit fortschreitender Kolbenfahrt steigt der Druck in der

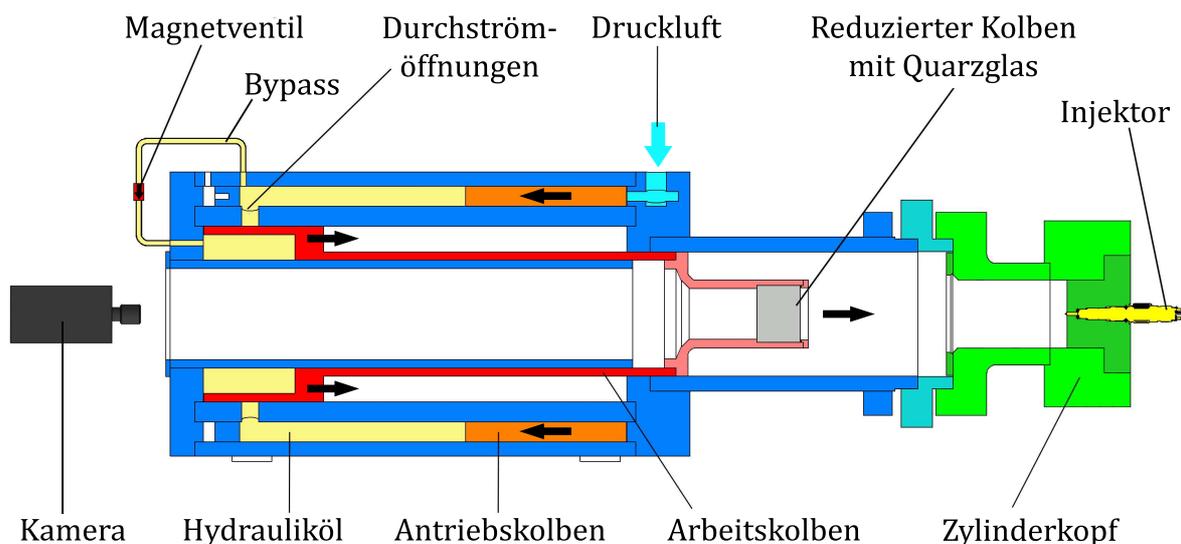


Abbildung 3.3: Einhubtriebwerk mit reduziertem Kolbendurchmesser.

Brennkammer, wodurch sich eine Kraft aufbaut, die der Bewegungsrichtung des Arbeitskolbens entgegenwirkt. Dadurch wird der Kolben abgebremst und kommt zum Stillstand, sobald die Gegenkraft der Antriebskraft entspricht und somit ein Kräftegleichgewicht herrscht.

Kurz vor dem oberen Totpunkt erfolgt eine definierte Einspritzung des Dieselkraftstoffs und es kommt schließlich zur Zündung. Ein induktives

Messsystem erfasst den zurückgelegten Kolbenweg und dient als Trigger für die Einspritzung und Auslösung der Kameraaufzeichnung. Neben dem Hubverlauf wird durch einen dynamischen Druckaufnehmer der jeweilige Druckverlauf aufgezeichnet.

Die Ermittlung der zugehörigen Kompressionstemperatur erfolgt nach der polytropen Zustandsänderung. Bei den Versuchen wurden Kompressionstemperaturen im Bereich von 600 K erreicht.

Konstruktive Anpassung auf Nfz-Größe

Da die Kompressionsmaschine für die Abbildung von Schiffsdieselmotoren entwickelt wurde, ist für das vorliegende Projekt eine Umkonstruktion auf einen Brennraumdurchmesser von 120 mm nötig gewesen, was zudem ein neues Zylinderkopfdesign erforderte. Ziel der teilweisen Neukonzeption war eine möglichst realitätsnahe Abbildung motorischer Randbedingungen, wie Kolbenbewegung, Zylinderdruck und Verdichtungstemperatur bei gleichzeitigem Erhalt des ursprünglichen Massenausgleichs zwischen Antriebs- und Arbeitskolben. Die hinsichtlich des Kolbendurchmessers und Zylinderkopfes erforderlichen Anpassungsarbeiten sind angelehnt an das Konzept von Stegemann [Ste04], der ebenfalls ein neues Design des Einhubtriebwerks zur Abbildung von Nutzfahrzeugmotoren vorgenommen hat. Abbildung 3.4 zeigt den vorderen Teil des EHT, wobei bis auf das Laufrohr und den Injektor mit Druckrohrstutzen sämtliche dargestellten Komponenten neu konzipiert wurden.

Die Masse des auf einen Durchmesser von 120 mm reduzierten Kompressionskolbens entspricht dabei der Masse des ursprünglichen Kolbens, um das Massenverhältnis zwischen dem Antriebskolben und dem neuen reduzierten Arbeitskolben zu erhalten. Der dadurch vibrationsarme Betrieb des Einhubtriebwerks ist zum einen, wie oben erwähnt, für den Einsatz optischer Messtechniken erforderlich, zum anderen aber auch für einen sicheren Betrieb unabdingbar, da der Durchmesser des Kolbens im Durchmesser lediglich um 1 mm geringer ausgeführt wurde als der Innendurchmesser der Zylinderkrone, in die der Kolben mit hoher Geschwindigkeit einfährt. Da das neue Design des Kolbens gegenüber dem des ursprünglichen Großkolbens eine Volumenvergrößerung nach sich zog, wurde als Werkstoff eine Alumi-

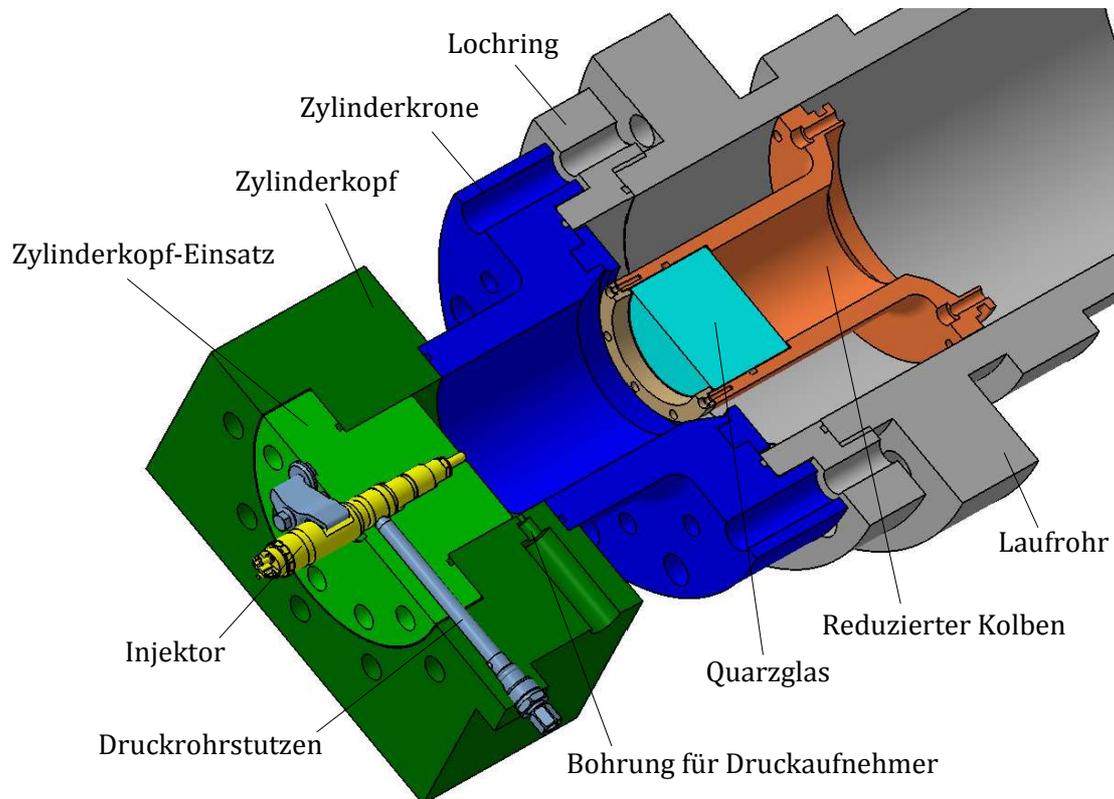


Abbildung 3.4: Schnittansicht des neuen Kolben- und Zylinderkopf-Designs.

niumlegierung mit ausreichend guten Festigkeitseigenschaften gewählt. Das Hubvolumen setzt sich zusammen aus dem reduzierten Brennraumvolumen (Durchmesser 120 mm) und dem hinteren Kolbenraum (Durchmesser 220 mm), was bedeutet, dass die Kraft, die der Bewegungsrichtung des Arbeitskolbens entgegenwirkt, gleichzeitig auf die vordere Kolben- bzw. Quarzglasfläche aber auch auf die Kolbenfläche des hinteren Kolbenraums wirkt. Die Abdichtung des Brennraumes gegenüber der Umgebung erfolgte größtenteils über O-Ringe, die für höhere Drücke geeignet sind. Da der Versuchsbetrieb am Einhubtriebwerk intermittierend ist, erwärmen sich die Oberflächen in der Brennkammer nur geringfügig [Eis03], wodurch von einer geringen Temperaturbelastung der Dichtringe ausgegangen werden konnte. Die Abdichtung zwischen Quarzglas und Kolben erfolgte über eine Graphitdichtung.

Es hat sich gezeigt, dass trotz vergleichbarer Anfangsrandbedingungen die Position des oberen Totpunktes von Messung zu Messung geringfügig variieren kann, wodurch bei der Auslegung einen Sicherheitsabstand von 3 mm

zwischen Kolbenendposition und Zylinderkopf-Einsatz eingeplant wurde. Die variierende Kolbenendposition am oberen Totpunkt wirkt sich direkt auf den erreichten Kompressionsdruck bei Einspritzbeginn aus, was konkret bedeutete, dass sich die Kompressionsenddrücke trotz vergleichbarer Randbedingungen zu Beginn der Messungen um ca. 5% unterschieden.

3.3 Einspritzanlage

Hochdruckpumpe

Im Rahmen dieser Arbeit kamen extrem hohe Einspritzdrücke bis 300 MPa zum Einsatz, die gegenwärtige, im Serieneinsatz befindliche Drücke, deutlich übersteigen. Aus diesem Grund konnte auf eine Serienhochdruckpumpe nicht zurückgegriffen werden. Nach intensiver Recherche hinsichtlich Alternativen fiel die Wahl auf eine handelsübliche, druckluftbetriebene Hochdruckpumpe der Firma Maximator (Modell: G400-2), welche die erforderlichen Drücke bis 300 MPa bereitzustellen vermochte. Mittels eines Stellventils wird die Antriebsdruckluft so eingestellt, dass der Kraftstoff auf den gewünschten Druck verdichtet wird. Die Hochdruckpumpe arbeitet nach dem Prinzip der Druckübersetzung, was bedeutet, dass sich der resultierende Betriebsdruck durch das Flächenverhältnis von Antriebs- und Arbeitskolben einstellt. Nach jedem Druckhub saugt die Pumpe durch den Rückhub des Kolbens wieder neuen Kraftstoff an, was mittels eines impuls gesteuerten 4/2-Wege-Ventils geregelt wird. Ist der eingestellte Betriebsdruck erreicht und es erfolgt kein Druckabfall (keine Einspritzung), stellt sich ein statisches Kräftegleichgewicht ein. Dieser Zustand wird so lange beibehalten, bis der Druck auf der Hochdruckseite abfällt, d. h. eine Einspritzung erfolgt, wodurch die Hochdruckpumpe nachfördern muss [MAX].

Aufgrund der Tatsache, dass nur ein Injektor zum Einsatz kam, wurde ebenfalls auf ein Speicher-Rail verzichtet. Als Kraftstoff wurde handelsüblicher Dieselkraftstoff verwendet.

Injektoren

Für die Versuche wurde ein Solenoid-Injektor der Firma Bosch CRIN2 verwendet. Der Solenoid-Injektor, der im unbestromten Zustand geschlossen ist, wurde im Betrieb entsprechend der Serienapplikation mit einem Anzugsstrom von 20 A für eine Dauer von 100 μs und einem anschließenden Haltestrom von 15 A für den Rest der Einspritzdauer versorgt. Für den Anzugs- und Haltestrom, deren Dauer frei wählbar ist, wurden zwei getrennte Stromversorgungen verwendet. Die Koordination im Betrieb erfolgte von einer zentralen Steuerungseinheit.

Bei den Messungen in der Einspritzkammer wurde vor allem bei sehr hohen Einspritzdrücken eine konstante Gesamtansteuerdauer 2,0 ms gewählt, um über den gesamten Einspritzdruckbereich eine ausreichend lange quasi-stationäre Phase der Einspritzung zu garantieren. Grund ist, dass sich während der einzelnen Messkampagnen herausgestellt hat, dass bei zu geringeren Ansteuerdauern ab einem Einspritzdruck 200 MPa kein nennenswerter Einfluss des Einspritzdruckes auf die Strahleindringtiefe und Strahlspitzengeschwindigkeit zu verzeichnen war. Nachdem diese Ergebnisse feststanden, wurden bei allen weiteren Untersuchungen im höheren Einspritzdruckbereich längere Einspritzdauern gewählt, um das volle Potenzial des Einspritzdruckes zu nutzen.

Einspritzdruck [MPa]	Ansteuerdauer [ms]
80	3,3
120	3,0
160	2,8
200	2,4
240	2,1
260	2,0
280	1,9
300	1,8

Tabelle 3.1: Eingestellte Ansteuerzeiten in Abhängigkeit vom Einspritzdruck für die Messungen im EHT.

Für die Versuche im Einhubtriebwerk wurde die Gesamtansteuerdauer variiert abhängig vom Einspritzdruck, um einen konstanten Kraftstoffdurchsatz zu erhalten, was für die Untersuchung der Verbrennung erforderlich war. Tabelle 3.1 zeigt die eingestellten Ansteuerzeiten für die Messungen im Einhubtriebwerk.

Definition des Einspritzbeginns

Der zeitliche Verlauf der makroskopischen Strahlgrößen wird über die Zeit nach Einspritzbeginn, der gegenüber dem Ansteuerbeginn um einen sog. hydraulischen Einspritzverzug (EV) abweicht, aufgetragen. Für die exakte Bestimmung des Spritzbeginns ist im Allgemeinen ein Pumpenprüfstand erforderlich [Bar01]; ein derartiger Prüfstand stand für die vorliegende Studie jedoch nicht zur Verfügung. Zur Bestimmung des Spritzbeginns bzw. des Einspritzverzugs wurde der Eintritt des Kraftstoffes in den Brennraum bei verschiedenen Einspritzdrücken bis 300 MPa mit einer sehr hohen Bildfrequenz (100.000 Bilder pro Sekunde) aufgezeichnet. Dazu wurde die Strahlseparierung entfernt. Die Messergebnisse wurden mit entsprechenden Daten aus einer vom Projektpartner zur Verfügung gestellten 1-D Simulation verglichen [Lum08]. Es zeigte sich, dass über einen Einspritzdruckbereich von 160 MPa mit einem EV von 0,33 ms bis 300 MPa mit einem EV von 0,31 ms der Einspritzverzug nur geringfügig variierte. Bei 30 MPa wurde ein EV von 0,43 ms ermittelt. Die simulierten Werte lagen mit einem maximalen Unterschied von 0,025 ms meist leicht unter den gemessenen Werten.

Für die Darstellung der Verläufe der makroskopischen Strahlgrößen ab der Zeit nach Spritzbeginn wurden die gemessenen Werte für den Einspritzverzug zugrunde gelegt.

Düsen

Im Rahmen des vorliegenden Projekts wurden drei Mini-Sackloch-Düsen mit acht bzw. zehn Einspritzlöchern eingesetzt. Zusätzlich wurden Messungen mit einer Einlochdüse (D165-1) durchgeführt, wobei das Spritzloch wie bei den Mehrlochdüsen schräg angeordnet ist. Tabelle 3.2 gibt die Eigenschaften der untersuchten Düsen wieder. Daraus ist zu entnehmen, dass sich die Düsen vor allem in ihrem Spritzlochdurchmesser unterscheiden, was auch für

die Namensgebung der Düsen entscheidend war. Der Spritzlochdurchmesser d_{SL} wird am Austritt der Düse gemessen. Der Konizitätsfaktor (K-Faktor) setzt

Düse	d_{SL} [μm]	K [-]	r_o [μm]	r_u [μm]	n_{SL} [-]	Q_{hyd} [ml/min @10MPa]
D200	198	0	100	30	8	2030
D175	175	2	60	45	8	1660
D150	150	2	40	35	10	1460
D165-1	165	2	60	35	1	235

Tabelle 3.2: Spezifikationen der verwendeten Einspritzdüsen.

den Durchmesser des Düsenlocheintritts mit dem des Düsenlochaustritts in Beziehung und ist folgendermaßen definiert:

$$K = \frac{d_{SL,innen} [\mu\text{m}] - d_{SL} [\mu\text{m}]}{10} \quad (3.1)$$

Das bedeutet, dass ein K-Faktor von $K = 0$ ein zylindrisches Düsenloch beschreibt, wie dies bei Düse D200 der Fall ist. Hingegen deutet ein positiver K-Faktor auf ein konisch ausgeführtes Spritzloch mit einem stromab sich verjüngenden Durchmesser hin. Die Einlaufkanten aller Düsenlöcher wurden hydroerosiv (HE) verrundet. Bei diesem Verfahren werden die Spritzlöcher mit einer mit einem abrasiven Medium durchsetzten Flüssigkeit durchströmt. Durch das Abrunden der zunächst scharfen Kanten am Düsenlocheintritt erhöht sich im Vergleich zur nicht-verrundeten Düse die Durchflussmenge.

Die Einlaufradien geben die Kantenverrundungen am Übergang vom Sackloch in das Spritzloch an. Der obere Radius r_o befindet sich auf der Seite des Nadelsitzes, der untere Radius r_u auf der Sacklochseite.

3.4 Optische Messtechnik

3.4.1 Schattenmesstechnik

Die Schattenmesstechnik basiert auf der Ablenkung von Licht, die durch eine Änderung des räumlichen Brechungsindex hervorgerufen wird (Abbildung

3.5). Diese Änderung des Brechungsindex kann durch ein Partikel oder einen Tropfen in einer Gasatmosphäre oder durch Gasblasen in einer Flüssigkeit hervorgerufen werden. Trifft nun das einfallende Licht auf einen Einzeltropfen, wird an dessen Phasengrenzen ein Teil des einfallenden Lichtes reflektiert, während ein gewisser Anteil gebrochen bzw. auch transmittiert wird. Bei der Anwendung der Schattenmesstechnik zur Untersuchung von Dieseleinspritzstrahlen wird das Licht durch eine Vielzahl kleiner Tropfen gestreut, sodass nur sehr wenig Licht den Strahl durchdringt, wodurch sich die Konturen der Einspritzstrahlen meist klar von der Umgebung abheben. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass Informationen, die in Richtung des einfallenden Lichtes enthalten sind, nicht erfasst werden können, da die Vorgänge in Achsrichtung der Lichtquelle aufintegriert werden [Ste07b].

Das Schattenverfahren ermöglicht die Untersuchung der makroskopischen Spraygrößen Strahleindringtiefe, Strahlgeschwindigkeit und Strahlkegelwinkel bei verschiedenen Randbedingungen. Abbildung 3.6 illustriert den Ver-

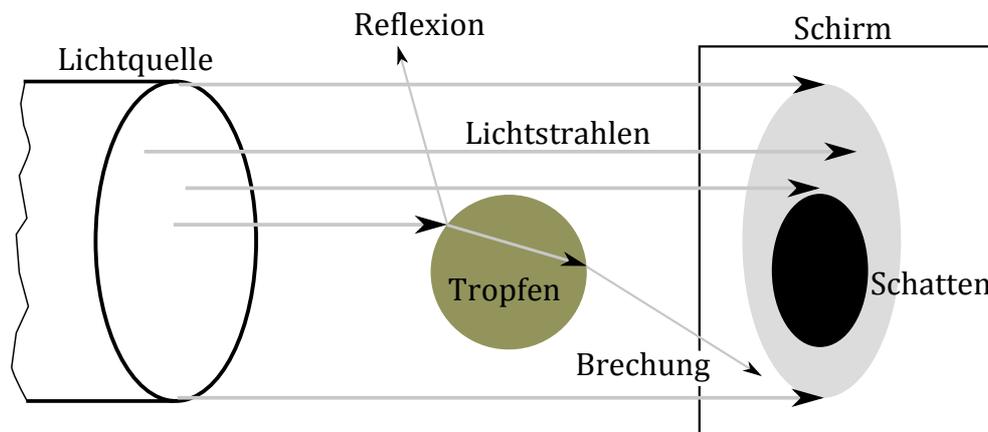


Abbildung 3.5: Skizze der Schattenmesstechnik mit Darstellung der Reflexion und Brechung am Einzeltropfen (nach [Ste07b]).

suchsaufbau für die Schattenmessungen in der Einspritzkammer. Der prinzipielle Aufbau gilt gleichermaßen auch für das Einhubtriebwerk.

Die punktförmige Lichtquelle des Lasers wird mittels einer Strahlaufweitung auf den gewünschten Durchmesser gebracht und parallelisiert, wodurch eine gleichmäßige Ausleuchtung des Brennraums gewährleistet ist. Der aufgeweitete Lichtstrahl passiert einen halbtransparenten Spiegel, tritt durch eine Quarzglasscheibe in den Brennraum ein und wird an einer spiegelnden Me-

taloberfläche hinter der Düse reflektiert. Der reflektierte Strahl wird anschließend von dem halbdurchlässigen Spiegel zur Kamera umgelenkt. In Bereichen im Messvolumen, in denen sich Kraftstofftropfen befinden, wird das einfallende Licht je nach Tropfendichte mehr oder weniger stark gestreut, wodurch diese Stellen bzw. die Silhouette der Einspritzstrahlen als dunkle Pixel auf dem Kamerabild erscheinen.

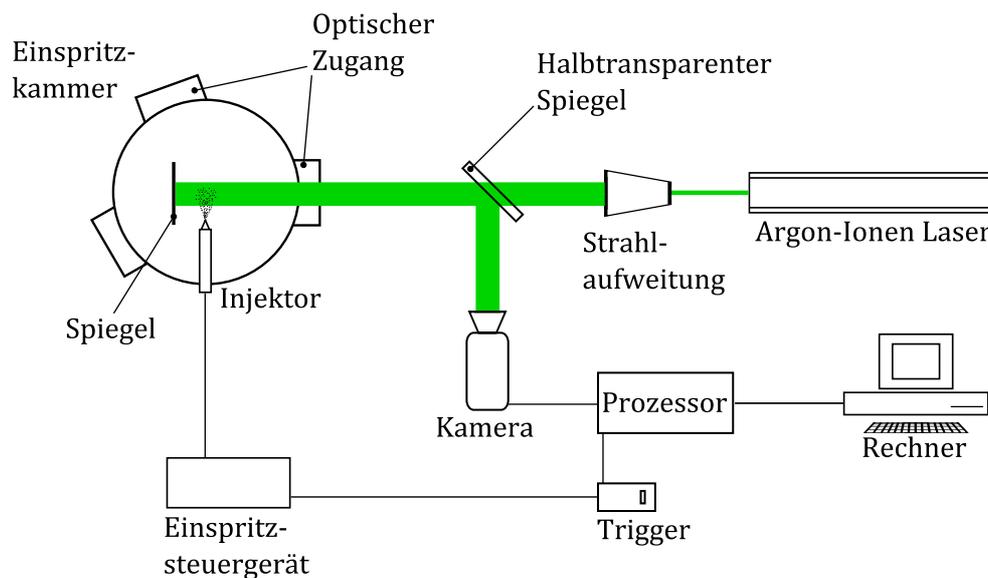


Abbildung 3.6: Versuchsaufbau für Messungen mit der Schattenmesstechnik.

Um eine Unterscheidung des flüssigen und dampfförmigen Bereichs des Fern-Kegelwinkels vornehmen zu können, wurde ein Grau-Schwellenwert definiert, der für alle zu vergleichenden Schattenbilder gleichermaßen galt. Dieses Vorgehen war vertretbar, da die Grund-Helligkeit für alle Messungen vergleichbar war. Weder die Intensität der Lichtquelle zur Beleuchtung des Brennraums noch die Verschmutzung des Glasfensters variierte signifikant. Zur Aufnahme der Schattenbilder in beiden Versuchsträgern kam eine Hochgeschwindigkeitskamera (APX Fastcam der Firma Photron) zum Einsatz. Für die Versuche in der Kammer wurde eine Bildwiederholrate von 50.000 Bildern pro Sekunde mit einer Auflösung von 128 x 64 Pixeln gewählt. So konnte eine Bewegungsunschärfe an der Strahlspitze auch bei hohen Einspritzdrücken bei gleichzeitig guter Brennraumausleuchtung gewährleistet werden. In der Einhubmaschine musste zur Aufzeichnung aller acht bzw. zehn Strahlen ein größerer Bereich abgedeckt werden. Daher wurden die Bilder im Einhubtrieb-

werk mit einer Bildrate von 15.000 Bildern pro Sekunde bei einer Auflösung von 256 x 256 Pixeln aufgenommen. Mittels eines Triggers wurde der Einspritzbeginn mit dem Beginn der Kameraaufzeichnung synchronisiert.

3.4.2 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) hat sich als sehr effektive optische Messtechnik zur Erfassung von Diesel-Einzeltropfen hinsichtlich ihrer Geschwindigkeit und Größe an unterschiedlichen Positionen im Spray etabliert. Sie liefert Informationen zur Tropfenverteilung im Spray und damit zum Strahlaufbruch und ergänzt sehr gut die Ergebnisse der Schattenaufnahmen. Das Messprinzip wurde in zahlreichen wissenschaftlichen Abhandlungen (z.B. [Ofn01, Sch03, Kro04, Lei08]) sehr detailliert beschrieben, so dass hier nur ein grober Überblick gegeben wird.

Messprinzip der Geschwindigkeitsmessung (LDA-Prinzip)

Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) ist eine Erweiterung der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) mit der zusätzlichen Option der Tropfengrößensmessung. Bei der Geschwindigkeitsmessung besteht demnach kein Unterschied. Die LDA- bzw. PDA-Technik ist eine Streulichtmethode. Hierbei macht man sich zu Nutze, dass ein von einem Teilchen im Messvolumen sich kreuzender und interferierender Laserstrahlen erzeugtes Streulicht, Informationen über dessen Bewegungszustand enthält.

In Abbildung 3.7 ist das Messprinzip eines 1-D LDA- bzw. PDA-Systems dargestellt. Zwei kohärente Laserstrahlen mit gleicher Leistung und Wellenlänge λ werden über ein Spiegel- und Linsensystem (innerhalb der Sendeeinheit) unter einem definierten Winkel (2θ) zum Schnitt gebracht und erzeugen im Schnittpunkt ein Interferenzmuster. Dieser Schnittpunkt bildet das Messvolumen. Durchquert nun ein Partikel oder Tropfen das Messvolumen, wird das Licht an den Phasengrenzen des Tropfens in alle Raumrichtungen gestreut. Um das gestreute Licht aufzuzeichnen, wird eine Empfangseinheit in einem Winkel φ um die x-Achse in der Streuebene (gleiche Ebene wie die Sendeoptik) positioniert. In der Sendeoptik befinden sich die Detektoren 1 und 2, die

das gestreute Licht empfangen. Die Sendeoptik bzw. die Detektoren schließen mit der Streuebene den Azimutwinkel ψ ein, der den Winkel zwischen den austretenden Lichtstrahlen und der YZ-Ebene beschreibt.

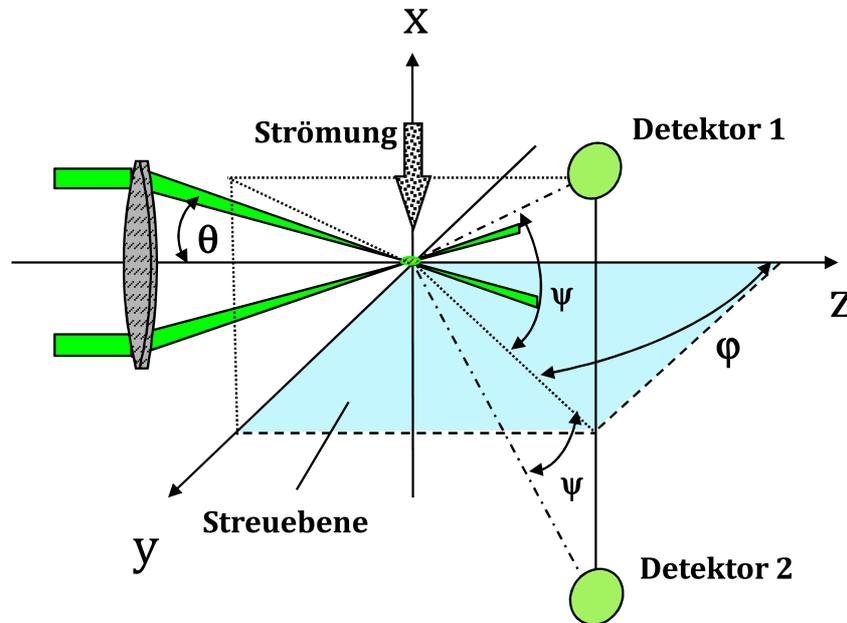


Abbildung 3.7: Prinzipieller Aufbau eines 1D-PDA Systems [Dan09].

Aufgrund der Tatsache, dass der Geschwindigkeitsvektor des Tropfens unterschiedliche Winkel mit den einfallenden Laserstrahlen einschließt, kommt es zu einer Frequenzverschiebung zwischen den beiden Streulichtsignalen nach dem Doppler-Effekt. Diese Streulichtsignale werden überlagert und es entsteht eine im Vergleich zur Lichtfrequenz deutlich geringere Schwebungsfrequenz, die mittels Detektoren in der Empfangseinheit aufgenommen werden kann. Die Geschwindigkeitskomponente des senkrecht durch das Messvolumen fliegenden Tropfens, kann durch die folgende Gleichung ermittelt werden.

$$v = f_D \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\theta)} \quad (3.2)$$

Hierin ist f_D die Schwebungsfrequenz, auch Dopplerfrequenz genannt, λ die Wellenlänge der einfallenden Laserstrahlen und θ der Halbwinkel zwischen den Laserstrahlen.

Um die Richtung der Tropfen zu ermitteln, erfährt einer der beiden La-

serstrahlen eine Frequenzerhöhung um 40 MHz. Dies geschieht mit Hilfe einer Bragg-Zelle die, anschaulich ausgedrückt, eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters hervorruft. Folglich entsteht eine Frequenz von über 40 MHz bei Bewegung des Tropfens in Richtung der Bewegung des Interferenzstreifenmusters, während eine Bewegung entgegen der Bewegung des Interferenzstreifenmusters eine Frequenz von geringer als 40 MHz erzeugt. Bei einem ruhenden Tropfen entsteht demnach eine Frequenz von 40 MHz.

Messprinzip der Durchmessermessung

Zur Bestimmung der Tropfengröße werden die Phasenverschiebungen der Streulichtimpulse zwischen mindestens zwei oder drei Detektoren verglichen. Die Detektoren sind in unterschiedlichen Azimutwinkeln zur y-z-Ebene (siehe Abbildung 3.7) angeordnet. Die Phasenverschiebungen resultieren somit aus den unterschiedlichen Weglängen, die das Streulicht zu den Detektoren zurücklegt. Dabei ergibt sich mit zunehmender Phasendifferenz ein größerer Tropfendurchmesser, wie Gleichung 3.3 zeigt.

$$\Phi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d}{\lambda} \beta \quad (3.3)$$

Der Faktor β ist für den Fall der Reflexion abhängig vom Schnittwinkel der Laserstrahlen θ , dem Streuwinkel φ und dem Azimutwinkel ψ und ist nach folgender Gleichung definiert:

$$\beta = \frac{\sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1 - \cos \theta \cos \varphi \cos \psi)}} \quad (3.4)$$

Für die Detektion von Dieseltropfen in Luft bzw. Stickstoff erwies sich in den meisten Fällen die Brechung erster Ordnung als sinnvollster Streumechanismus. Hier ist neben den für die Reflexion wichtigen Winkeln noch die Kenntnis des relativen Brechungsindex n_{rel} erforderlich, der aus dem Quotienten der Brechungsindizes des umgebenden Mediums und des Tropfens besteht. Gleichung 3.5 stellt den Zusammenhang dar:

$$\beta = \frac{-n_{rel} \sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1 - \cos \theta \cos \varphi \cos \psi) \left(1 + n_{rel}^2 - n_{rel} \sqrt{2(1 - \cos \theta \cos \varphi \cos \psi)}\right)}} \quad (3.5)$$

Versuchsaufbau in der Einspritzkammer

Abbildung 3.8 zeigt das verwendete Messsystem der Firma Dantec Dynamics A/S an der Einspritzkammer. Der Laserstrahl wird erzeugt von einem Argon-

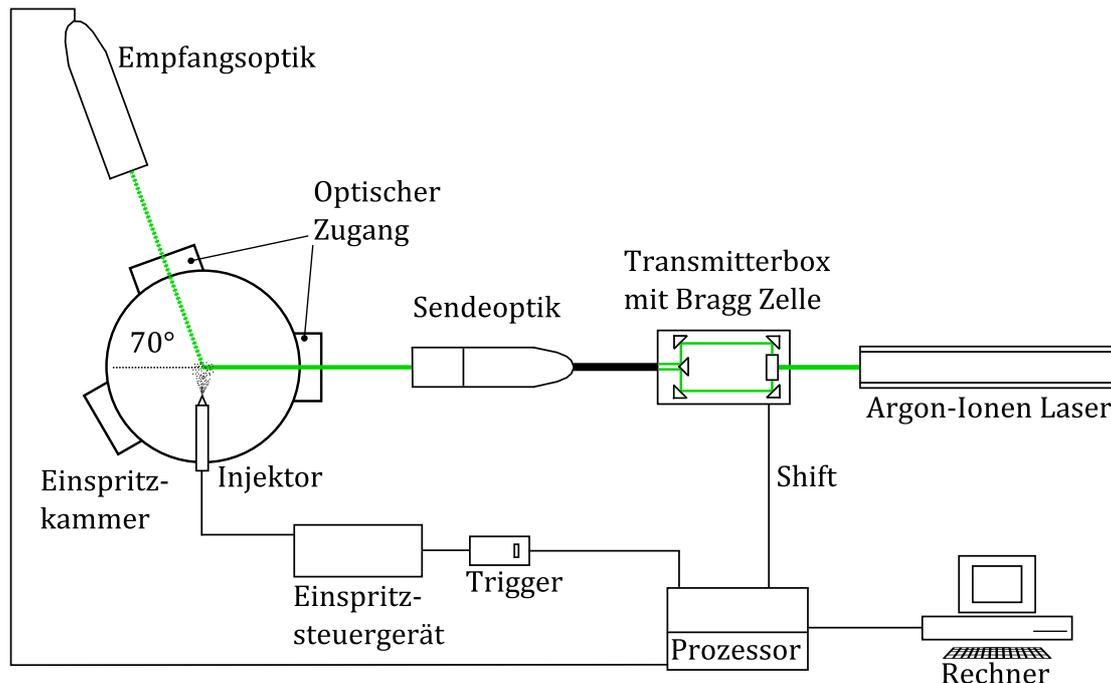


Abbildung 3.8: Versuchsaufbau für Messungen mit der PDA-Technik.

Ionen Laser der Firma Spectra Physics (Modell 2060) mit einer maximalen Leistung von 5 W. Der Laserstrahl tritt in die Transmitterbox ein und wird dort in zwei Teilstrahlen geteilt, die über ein Glasfaserkabel zur Sendeoptik geleitet werden. Ein Linsensystem in der Sendeoptik fokussiert die beiden Strahlen in einem Fokus von 310 mm und erzeugt damit das Messvolumen. Die Sendeoptik ist auf einer Traverse angebracht, wodurch eine schnelle Positionierung des Messvolumens im Spray möglich ist. Die Empfangsoptik verfügt ebenfalls über eine Frontlinse mit einer Brennweite von 310 mm, um das Streulicht auf die drei Detektoren zu fokussieren. Die Empfangsoptik wurde in einem Winkel von 70° zur Achse der einfallenden Laserstrahlen positioniert.

Die Positionierung der Empfangsoptik hängt dabei mit der Wahl des Streuwinkels bzw. des Streumechanismus' zusammen. Um bei den PDA Messungen eine möglichst hohe Datenrate zu erzielen, ist die Kenntnis über die

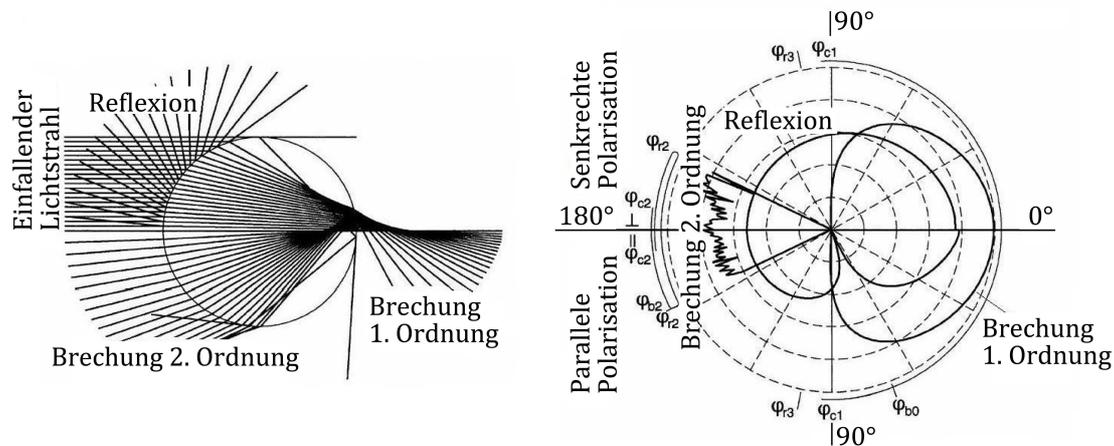


Abbildung 3.9: Streumechanismen am Dieseltropfen (links) und zugehörige Intensitäten (rechts) [BSA03].

Intensität des jeweiligen Streumechanismus erforderlich, die in Abbildung 3.9 rechts auf einer logarithmischen Skala aufgetragen ist. Die Intensität des Streulichts ist neben dem Streumechanismus und dem Streuwinkel auch von der Polarisation des Laserlichts abhängig. Bei paralleler Polarisation (untere Hälfte in Abbildung 3.9 rechts) tritt bei einem bestimmten Winkel ausschließlich Brechung erster Ordnung auf. Dieser als Brewster-Winkel bezeichnete Winkel ist für einen Dieseltropfen in Luft $\varphi_{b0} = 68,8^\circ$ [BSA03]. Anschließend werden die detektierten Lichtsignale mittels Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt, um abschließend von der Software weiterverarbeitet werden zu können.

Wie auch bei den Schattenmessungen, erfolgt die Synchronisation mittels eines TTL-Signalgebers; in diesem Fall zwischen Einspritzsystem und dem PDA-Prozessor.

Erfahrungen und Grenzen der PDA-Messtechnik im Dieselstrahl

In zahlreichen Abhandlungen wurden die Schwierigkeiten und Grenzen der PDA-Messtechnik bei der Anwendung im Dieseleinspritzstrahl diskutiert (ausführlich z.B. in [Ofn01, Sch03]). Die Herausforderung für die Messtechnik besteht dabei, dass bei der dieselmotorischen Einspritzung Tropfen mit Durchmessern von wenigen μm bei gleichzeitig hohen Tropfengeschwindigkeiten von mehreren hundert Metern pro Sekunde erfasst werden

müssen [KL07, PASS08, DM07]. Die Tropfendichte ist in bestimmten Bereichen im Spray (v.a. im Düsennahbereich und in der Spraymitte) sehr hoch, da der Atomisierungsprozess teilweise noch nicht abgeschlossen ist und gleichzeitig Kollisions- und Koaleszenzeffekte auftreten. Beides führt dazu, dass eine zu geringe Anzahl an sphärischen Tropfen detektiert werden kann und dementsprechend geringe Datenraten erzielt werden [LCHG03, KK03]. Die hohe Tropfenkonzentration erschwert zudem Messungen in der Spraymitte, da die Laserstrahlen und damit auch die Streulichtsignale durch die umliegenden Tropfen zu stark abgeschwächt werden [ASPS06]. In der vorliegenden Arbeit konnten bei einem Großteil der Messungen in der Spraymitte erst ab 20 mm hinter dem Düsenlochaustritt zufriedenstellende Datenraten erzielt werden. Befinden sich mehrere Tropfen gleichzeitig im Messvolumen, kommt es zu Mehrfachstreuungen, die vom Prozessor nicht verarbeitet werden können [PSGM08, STB98]. Um dieses Risiko zu minimieren, wurde das Messvolumen kleinstmöglich gewählt (hier: 46 μm).

Die wichtigsten Einstellparameter zur Verbesserung der Validierungsrate beinhalten die Laserleistung, die Photomultiplier-Spannung, das Signal-Rausch-Verhältnis und die Signalverstärkung. Kapulla und Najera [KN05] führten umfassende Messkampagnen an Wassertropfen durch, um die jeweiligen Einflüsse der Parameter auf den mittleren Tropfendurchmesser d_{10} zu untersuchen. Sie fanden u.a. heraus, dass eine Erhöhung der drei erstgenannten Parameter zu einem Abfall von d_{10} bis zu einem bestimmten konstanten Wert führt. Die Arbeiten von Payri et al. [PSGM08] zeigten, dass bei den PDA-Messungen schon geringe Änderungen der o.g. Parameter einen starken Einfluss auf die Datenrate hatten, während bei reinen Geschwindigkeitsmessungen im LDA-Modus eine Parametervariation die Qualität der Ergebnisse kaum beeinflusste. Dies hat sich auch in der vorliegenden Arbeit bestätigt.

Vor den eigentlichen Messungen wurden daher Voruntersuchungen durchgeführt, um den Einfluss der Einstellparameter auf die Tropfendurchmesser zu bewerten. In Abbildung 3.10 ist exemplarisch der Einfluss der Verstärkerspannung auf den mittleren Durchmesser d_{10} , den Sauterdurchmesser d_{32} und die Datenrate in Abhängigkeit von der Photomultiplier-Spannung aufgetragen. Nach Kapulla und Najera [ASPS06] ist das PDA-System dann

optimal eingestellt, wenn geringe Durchmesserwerte bei gleichzeitig hoher Validierungsrate gemessen werden. Bei einer zu geringen Photomultiplier-Spannung werden kleinere Tropfen aufgrund ihres zu schwachen Streusignals nicht detektiert. Eine zu große Spannung hingegen verstärkt neben den eigentlichen Streulichtsignalen auch die Rauschsignale, was sich in einem starken Anstieg des mittleren Sauterdurchmessers äußert. In den vorliegenden Untersuchungen hat sich eine Verstärkerspannung von 1000 V als bestmöglicher Kompromiss erwiesen.

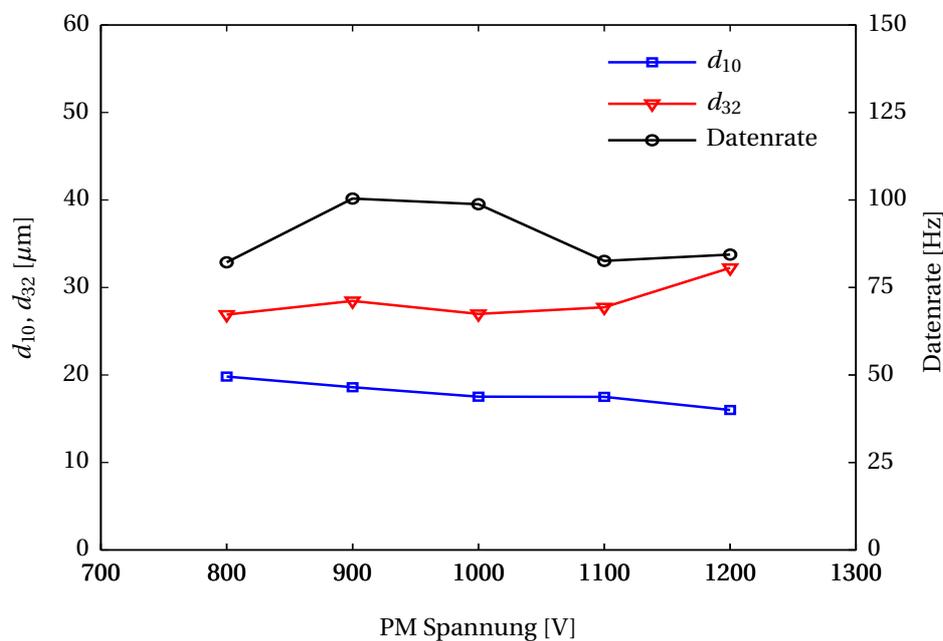


Abbildung 3.10: Abhängigkeit von d_{10} , d_{32} und der validierten Datenrate von der Photomultiplier-Spannung [Klo10].

Trotz bestmöglicher Justage der PDA-Messtechnik, waren auch in der vorliegenden Arbeit die Grenzen des Systems bei Tropfenmessungen im Dieselstrahl offensichtlich.

Mit dem zur Verfügung stehenden PDA-System waren maximale Tropfengeschwindigkeiten in einem Bereich von etwa 450 m/s messbar. Diese Geschwindigkeiten wurden bereits mit einem Einspritzdruck von 160 MPa erreicht. Dieser Einspritzdruck stellte in dieser Arbeit die Grenze nach oben dar, was die reproduzierbare Messung von Einzeltropfen mittels PDA angeht.

Bei erhöhtem Gasgegendruck konnte eine stark abfallende Datenrate mit zunehmender Anzahl der Einzeleinspritzungen festgestellt werden, da sich nach und nach Dieseltropfen auf den Scheiben absetzten.¹ Dadurch sank die Intensität der einfallenden Laserstrahlen. Bereits nach wenigen Einspritzungen musste die Zelle mit Stickstoff gespült werden. Durch die starke Abschwächung der Laserstrahlen bei erhöhter Gasdichte konnten bei weitem nicht so hohe Tropfengeschwindigkeiten gemessen werden wie bei Umgebungsbedingungen. Als Folge davon wurden zwar ebenfalls Messungen bei 160 MPa Einspritzdruck durchgeführt, allerdings waren diese bei erhöhtem Kammerdruck nur mit 0,7 ms Ansteuerdauer erfolgreich, da die maximalen Tropfengeschwindigkeiten signifikant geringer sind als bei längeren Einspritzzeiten (vgl. Kapitel 5.4). Zudem war die kurze Ansteuerdauer dahingehend von Vorteil, dass dadurch die eingespritzte Kraftstoffmasse vergleichsweise gering war, was sich positiv auf die Verschmutzung der Fenster auswirkte. In den Fällen, in denen keine zufriedenstellenden Ergebnisse bei beispielsweise zu hohen Tropfengeschwindigkeiten auftraten, wurden wenige Tropfen aus der Sprayspitze und ein größerer Tropfenanteil gegen Ende des Nadelschließens gemessen; über einen weiten Bereich konnte das PDA-System jedoch keine Tropfen erfassen.

3.4.3 Visualisierung der Zünd- und Verbrennungsvorgänge

Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen wird Strahlung ausgesendet, die sich zusammensetzt aus der Chemilumineszenz von Radikalen und Reaktionszwischenprodukten sowie der Festkörperstrahlung heißer Partikel [Pau01]. Mit Hilfe der für die Schattenmessungen verwendeten Hochgeschwindigkeitskamera, können Zünd-, Entflammungs- und Verbrennungsprozesse visualisiert werden. Dies wurde in dieser Arbeit durch Aufzeichnung der Chemilumineszenz des OH-Radikals und der Rußstrahlung realisiert. Der Mechanismus der Chemilumineszenz beruht auf der Emission von Licht während oder nach einer chemischen Reaktion. Dabei strahlt jedes Molekül

¹ Die allmähliche Verschmutzung der Fenster mit Kraftstofftropfen wirkte sich bei den PDA-Messungen deutlich stärker aus, da zahlreiche Einzeleinspritzungen für ein Messergebnis erforderlich waren, während bei den Schattenmessungen schon eine Einspritzung ein Messergebnis bedeutete.

oder Atom beim Zurückkehren aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand Licht ab. Dieses Licht besitzt eine dem jeweiligen Energieniveau entsprechende Wellenlänge und kann somit zur Identifikation des Moleküls verwendet werden. Besondere Bedeutung kommt dabei dem OH-Radikal zu, das Strahlung im UV-Bereich bei 308 nm aussendet und im vorgemischten Teil der Verbrennung charakteristisch ist [Sch05].

Kennzeichnend für dieselmotorische Verbrennung ist die unerwünschte Produktion von Rußpartikeln. Diese senden auch im sichtbaren Bereich Strahlung aus, auch Rußeigenleuchten genannt. Diese thermische Strahlung kann dann mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera detektiert werden.

In der Literatur herrscht Uneinigkeit hinsichtlich der Definition des Zündbeginns. In einigen Arbeiten gilt die Chemilumineszenz des OH-Radikals als Zündmarker [KNK⁺96, Ber99, Ste07b], da sie bereits in der vorgemischten Verbrennung vor dem Rußleuchten auftritt. Andere Autoren berichten von einem fehlenden OH-Signal während der vorgemischten Verbrennung und einer völligen Überstrahlung durch die Temperaturstrahlung [DE98, DC96, Pau01]. Aufgrund dieser Uneinigkeit in der Literatur, wurden diesbezüglich Voruntersuchungen durchgeführt. Die zugehörigen Ergebnisse sind in Kapitel 5.7.1 beschrieben.

Bekannt ist jedoch, dass jeweils nennenswerte Konzentrationen von Ruß und OH-Radikalen in unterschiedlichen Bereichen des Kraftstoffstrahls auftreten. Während die Rußbildung vorwiegend in der kraftstoffreichen Strahlmitte stattfindet, liegt der Schwerpunkt der OH-Konzentration in der Flammenfront, d.h. in der Hauptreaktionszone, wo infolge der chemischen Umsetzung mit einer hohen Anzahl von OH-Radikalen zu rechnen ist [Gre07]. In der Flammenfront herrschen abgesehen von der frühen Verbrennungsphase hinsichtlich der Luftzahl stöchiometrische bis leicht magere Bedingungen [WMD01, Ber99]. Die starke Abhängigkeit des OH-Radikals von der Luftzahl haben u.a. Dec und Coy [DC96] aufgezeigt: eine Reduktion von $\lambda = 1,3$ auf 0,5 bewirkte eine Absenkung der OH-Konzentration um den Faktor 100. Für eine hohe Bildungsrate von OH sind zusätzlich ausreichend hohe Drücke und Temperaturen (> 1500 K) in der Brennkammer erforderlich [Ber99].

4 Numerik

Um ein tieferes Verständnis der Physik zu erlangen, wurden parallel zu den Experimenten numerische Arbeiten durchgeführt. Hierbei kam das Software-Tool STAR-CCM+ V5.04 der Firma CD-Adapco zum Einsatz, um Simulationen zum Strömungsverhalten innerhalb der Düse durchzuführen. Ziel war es, mit Hilfe der Simulation der Düseninnenströmung mögliche Erklärungen für das experimentell untersuchte Sprayverhalten außerhalb der Düse zu liefern. Hierzu sind vor allem die bei der dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung auftretenden Effekte Kavitation und Turbulenz zu nennen, die extremen Einfluss auf den düsennahen Strahlaufbruch haben (vgl.: Kapitel 2.1.1). Ein entscheidender Punkt ist dabei die realitätsnahe Abbildung der Nadelbewegung während der Öffnungs- bzw. Schließphase.

Die Berechnungen wurden auf Basis der Methode der sog. Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) durchgeführt. Bei der RANS-Gleichung wird die Geschwindigkeit in eine zeitlich gemittelte und eine fluktuierende Komponente zerlegt. Das durch die Mittelung entstandene Schließungsproblem der Gleichungen wird durch die Einführung der turbulenten kinetischen Energie k , der turbulenten Dissipationsrate ϵ , der turbulenten Viskosität μ_t ; der zugehörige Ansatz ist in Gleichung 4.1 beschrieben.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.1)$$

Die Schwankungen werden mit Hilfe des k - ϵ Turbulenzmodells abgebildet, welches das am weitesten verbreitete Zweigleichungsmodell ist. Hierbei werden die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ϵ gelöst. STAR-CCM+ bietet sieben verschiedene k - ϵ Turbulenzmodelle an. Für sämtliche Simulationen wurde das Realizable k - ϵ Turbulenzmodell in Kombination mit einem zugehörigen Wandmodell (Two-Layer All y^+ Wall Treatment) verwendet. Das Realizable k - ϵ Turbulenzmodell gilt als Verbesserung des Standard k - ϵ Modells, da zum einen die Gleichung für

die Dissipationsrate geändert wurde und zum anderen die Größe C_μ in Gleichung 4.1 keine Konstante mehr darstellt ($C_\mu = 0,09$ beim Standard k-epsilon Turbulenzmodell). C_μ ist eine Variable, die die Nicht-Isotropie der Turbulenz berücksichtigt und damit die Realität besser widerspiegelt [CDA11].

Zur Simulation der Strömung in der Düse wurde die Eulersche Methode eingesetzt, in der sowohl die Gas- als auch die Flüssigphase als kontinuierliches Fluid berechnet wird. Beide Phasen werden separat behandelt und somit zwei Erhaltungsgleichungen gelöst. Das Euler-Euler Modell basiert auf dem Transport von Volumenanteilen und einem Quellterm, welcher den Phasenübergang repräsentiert, bestimmt durch den Unterschied zwischen lokalem Druck und Dampfdruck [EBPB09, SAEHL10].

4.1 Vernetzung

Das Netz wurde aus etwa 80.000 polyhedralen Zellen aufgebaut. Dabei wurde eine Basis-Zellgröße (Base size), d.h. die maximale Zellgröße, auf einen Wert von 0,04 mm gewählt. Im Nadelsitz und im Spritzloch, wo hauptsächlich Kavitation zu erwarten ist, erfolgte eine Netzverfeinerung. Hier wurde eine Zellgröße von 25% der Basis-Zellgröße, also 0,01 mm gesetzt. In der Literatur sind diese Größenordnungen angegeben [Mic08, Suz09]. An der Wand wurden orthogonale prismatische Zellen, sog. Prism Layer, erstellt. Die Prism Layer dienen der Simulation der Turbulenz in der Wandgrenzschicht. Da deren Dicke, Anzahl und Verteilung vom gewählten Turbulenzmodell abhängen und hier das Realizable k- ϵ Modell mit dem Two-Layer All y^+ Wall Treatment zum Einsatz kam, wurden zwei Schichten gewählt. Die Wandfunktion wird in der ersten Schicht, d.h. den wandnächsten Zellen, angenähert. Die turbulente Wandschicht ist für einen dimensionslosen Wandabstand von $y^+ > 30$ gegeben. Dafür muss die Schicht abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit eine gewisse Dicke aufweisen, wie Gleichung (4.2) zeigt:

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (4.2)$$

Hierbei ist y der Wandabstand, u^* die Referenzgeschwindigkeit und ν die kinematische Viskosität. Die zweite Schicht Prism Layer erleichtert den Über-

gang zum polyhedralen Netz [CDA11].

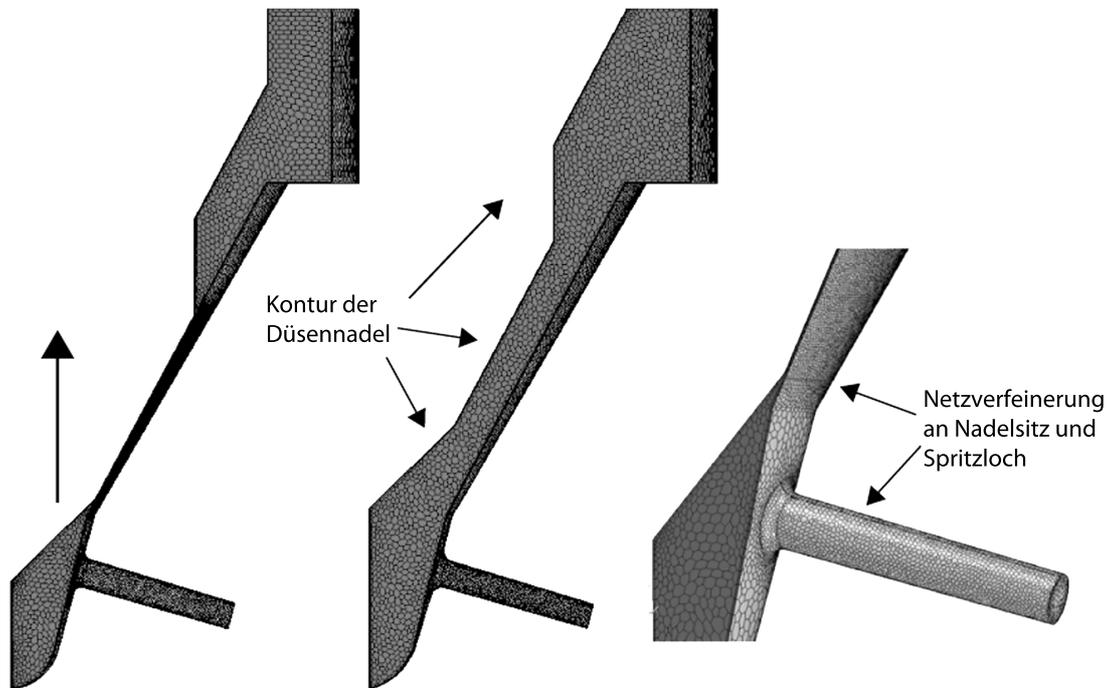


Abbildung 4.1: Vernetzte Geometrie der nahezu geschlossenen und vollständig geöffneten Düsennadel; das vergrößerte Bild zeigt die feiner vernetzten Bereiche im Nadelsitz- und Spritzlochbereich.

4.2 Simulation des Öffnens und Schließens der Düsennadel

In zahlreichen Arbeiten wurde die Wichtigkeit des Nadelöffnens und Nadelschließens sowie deren Auswirkungen auf das instationäre Verhalten der Düseninnenströmung dokumentiert [MGFP10, MHFP10, DLH09]. Das Öffnen und Schließen der Nadel führt dabei zu turbulenten Bedingungen in der Düse und hat großen Einfluss auf die Intensität der Kavitation.

Um die Öffnungs- und Schließphase während der Einspritzung zu simulieren, wurde mittels der Programmiersprache Java ein Makro erstellt. Darin sind neben dem Einspritzdruck und dem Gegendruck am Düsenlochaustritt die folgenden Parameter der Nadelbewegung enthalten: Nadelhub, Öffnungsdauer und -geschwindigkeit, Dauer der Stationärphase, Schließdauer und

-geschwindigkeit. Zudem enthält das Makro die Vorgabe, nach definierten Zeitschritten eine Neuvernetzung durchzuführen, um unerwünschte Verzerrungen der Zellen zu vermeiden.

Die Kavitationszahl hat starken Einfluss auf den Massendurchfluss. Daher wurde die Kavitationszahl so angepasst, dass der Massenstromverlauf dem aus einer vom Projektpartner zur Verfügung gestellten 1-D Simulation entspricht [Lum09]. In Abbildung 4.2 sind die Verläufe aus der 1-D Simulation und der 3-D Simulation gegenübergestellt. Dabei simuliert der Verlauf für den Fall der 1-D Rechnung eine Ansteuerdauer von 2 ms, während die 3-D Simulation einer Ansteuerdauer von 1,2 ms entspricht, was bedeutet, dass sich die Verläufe hauptsächlich in der Dauer der Stationärphase unterscheiden. Es stellte sich heraus, dass sich bei der 3-D Simulation schnell ein stationärer Zustand einstellte, wodurch die Stationärphase gegenüber der 1-D Simulation reduziert wurde, was sich positiv auf die Rechenzeit auswirkte.

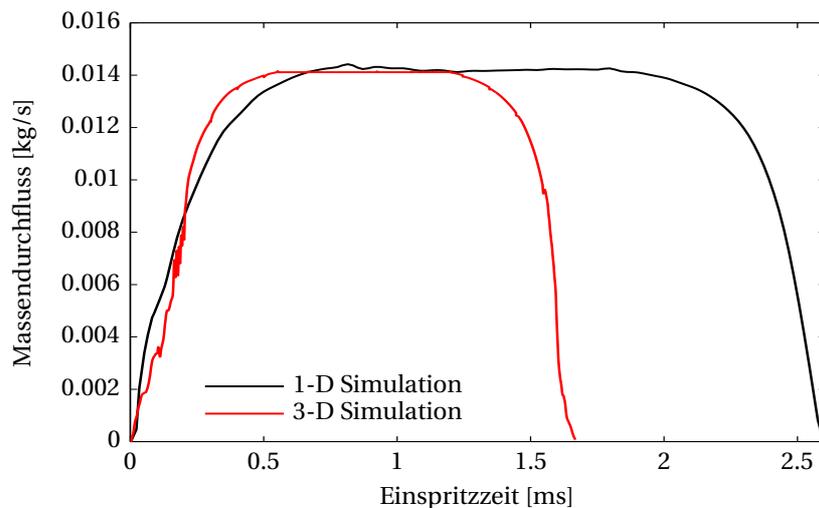


Abbildung 4.2: Vergleich der Massendurchflüsse aus der 1-D Simulation und der 3-D Simulation.

4.3 Modellierung der Kavitation - Kavitationsmodell

Bei Unterschreitung des Dampfdruckes kommt es zur Bildung von Dampfblasen, die anwachsen aber auch wieder zusammenfallen können. STAR-CCM+

löst dies durch Wachstumsrelationen aus der Blasendynamik, wobei zusätzlich Annahmen über die Blasenverteilung erforderlich sind. Dabei wird zum einen ein Anfangsradius der im Kontrollvolumen homogen verteilten Kavitationsblasen R_0 angenommen. Als zweite Annahme ist die Anzahl der Kavitationskeime pro Einheitsvolumen n_0 definiert [CDA09]. Mit Hilfe der angenommenen Parameter Blasenradius R und Keimdichte n_0 ist es möglich, den Dampfvolumenteil α_v im Kontrollvolumen zu beschreiben, der folgendermaßen definiert ist:

$$\alpha_v = \frac{n_0 \frac{4}{3} \pi R^3}{1 + n_0 \frac{4}{3} \pi R^3} \quad (4.3)$$

Zur Untersuchung der Kavitation bzw. deren Einfluss auf die Strömung in der Düse wurde das sog. Rayleigh-Plesset-Modell verwendet. Das Modell beschreibt das Wachstum und das Zusammenfallen von sphärischen Blasen in Abhängigkeit von der Differenz zwischen dem Druck in der Blase und dem Umgebungsdruck sowie der Trägheit der umgebenden Flüssigkeit. Es basiert dabei auf der Annahme eines mechanischen Gleichgewichts zwischen Blase und umgebender Flüssigkeit. Die Rayleigh-Plesset-Gleichung ist folgendermaßen definiert:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p_b - p_f}{\rho_f} - \frac{2\sigma}{\rho_f R} - 4 \frac{\eta_f}{\rho_f R} \frac{dR}{dt} \quad (4.4)$$

Hierbei beschreiben R den Blasenradius, p_f , ρ_f und η_f den Druck, die Dichte und die Viskosität der umgebenden Flüssigkeit und σ die Oberflächenspannung. p_b ist der Innendruck der Blase, wobei angenommen wird, dass dieser gleich dem Sättigungsdampfdruck p_D ist, was vertretbar ist, da in Realität p_b nur geringfügig höher ist als der Dampfdruck p_D [Bod91]. Bei der Suche nach analytischen Beziehungen zur Beschreibung des Blasenwachstums, stellte sich heraus, dass folgender Ausdruck, der die Trägheits-, Zähigkeit- und Oberflächenspannungsterme vernachlässigt, den Rechenaufwand deutlich minimiert, ohne dass sich die Qualität der Ergebnisse signifikant ändert [Sau00]:

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)_{Ray}^2 = \frac{2}{3} \frac{p_D - p_f}{\rho_f} \quad (4.5)$$

4.4 Stoffgrößen des Kraftstoffes

Die Dichte und Viskosität sind neben dem Sättigungsdampfdruck die signifikanten Stoffgrößen zur Beschreibung eines Kraftstoffes. Für das in dieser Arbeit verwendete Dieseläquivalent Dodekan sind in der Literatur unterschiedliche Werte, in Abhängigkeit von Kraftstofftemperatur und -druck angegeben [Sch01, LH04, CTVW04]. Bei den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Einspritzdrücken bis 300 MPa ist eine Vernachlässigung der Kompressibilität des flüssigen Kraftstoffs nicht mehr zulässig. In Ofner [Ofn01] wird die Abhängigkeit der Kraftstoffdichte vom Raildruck mit einer Polynomfunktion für 15°C beschrieben. Für abweichende Temperaturen wird der Temperatureinfluss durch eine weitere Formel berücksichtigt.

Som et al. [SAEHL10] haben in ihren Untersuchungen die Kraftstoffe Diesel und Dodekan verglichen, die sich vor allem in ihrer Dichte, Viskosität und Sättigungsdampfdruck von einander unterscheiden. Sie konnten dabei Unterschiede im Strömungs- und Kavitationsverhalten nachweisen. Die Turbulenzgrade und Anteile an dampfförmigem Kraftstoff in der Düse unterscheiden sich im Vergleich zu Diesel dagegen nur wenig. Sie zeigten zudem auf, dass es beim Dodekan zu einem geringeren düsennahen Strahlzerfall kommt, was nach Som et al. [SAEHL10] dem geringeren Dampfdruck des Dieseläquivalents zuzuschreiben ist.

4.5 Bewertung der Simulationsergebnisse

4.5.1 Bewertung des transienten Verhaltens der Strömung

Der dieselmotorische Einspritzvorgang ist in hohem Maße instationär, da der Einspritzdruck bzw. der Druck vor dem Düsenloch von der Position der Düsenadel abhängt. Abbildung 4.3 zeigt das transiente Verhalten der Kavitation während des gesamten Einspritzvorgangs, exemplarisch für Düse D200, bei einem Einspritzdruck von 200 MPa. In Abbildung 4.4 sind die zu den entsprechenden Zeiten zugehörigen Strömungsgeschwindigkeiten dargestellt. Zunächst zeigen die Simulationsergebnisse, dass während der gesamten Ein-

spritzung gasförmiges Dodekan gebildet wird und dementsprechend mit Kavitation zu rechnen ist. Dies war bei allen Düsen der Fall (vgl. Kapitel 5.2.3). Allerdings ändert sich in Abhängigkeit von der Position der Düsennadel das Kavitationsverhalten deutlich, wie Abbildung 4.3 zeigt. Es ist aber dennoch ein leichtes Zurückbilden des Kavitationsgebietes bei voll geöffneter Nadel zu erkennen. Anhand der Simulationsergebnisse lässt sich ableiten, dass die starke Beschleunigung der Strömung im Nadelsitz während der ballistischen Phasen in stärkerem Maße Kavitation hervorruft, als die durch die scharfe Umlenkung der Strömung vom Nadelsitzbereich in das Düsenloch erzeugte Kavitation während der quasi-stationären Phase. Dieses Phänomen der Zurückbildung ist in ähnlicher Weise auch in der Arbeit von Margot et al. [MGFP10] dokumentiert. Sie führen dieses Verhalten auf simultane Druckfluktuationen am Einlass und Auslass des Spritzloches zurück.

Zu Beginn der Einspritzung bei geringem Nadelhub befindet sich das Kavitationsgebiet im Nadelsitzbereich (Abbildung 4.3 a), da in dieser Phase aufgrund des engen Querschnittes die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten vorherrschen, wie Bild a in Abbildung 4.4 zeigt. In dieser Phase ist die Strömung am Einlass des Düsenloches zu gering, um Kavitation hervorzurufen. Ferner ist zu erkennen, dass der Kavitationsfilm mit der Strömung in Richtung Düsenloch mitgerissen wird (Abbildung 4.3 a und b). Dies wurde auch in früheren Untersuchungen beobachtet [Bus01, KBK⁺02, MKK⁺04].

Die Bilder b und c in Abbildung 4.3 dokumentieren, dass sich mit fortschreitendem Öffnen der Nadel das Kavitationsgebiet nach und nach in den Einlass des Düsenloches verlagert, da am Düsenlocheintritt nun die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen (Bilder b und c in Abbildung 4.4) und nun das Düsenloch die engste Querschnittsstelle bildet.

Im weiteren Verlauf (Abbildungen 4.3 d-f) ändert sich das Kavitationsverhalten kaum, was auch die entsprechenden Bilder der Strömungsgeschwindigkeiten bestätigen. Dieses quasi-stationäre Verhalten wurde auch in den PDA Messungen deutlich (vgl. Kapitel 5.1.2). Während der quasi-stationären Phase hat sich das Kavitationsgebiet in radialer Richtung bis zur Hälfte des Düsenlochdurchmessers zurückgebildet, da sich der statische Druck vor dem Düsenlocheintritt nach und nach erhöht hat, wodurch der Druck ansteigt und sich die Grenze, in der der statische Druck unter dem Dampfdruck ist, in ra-

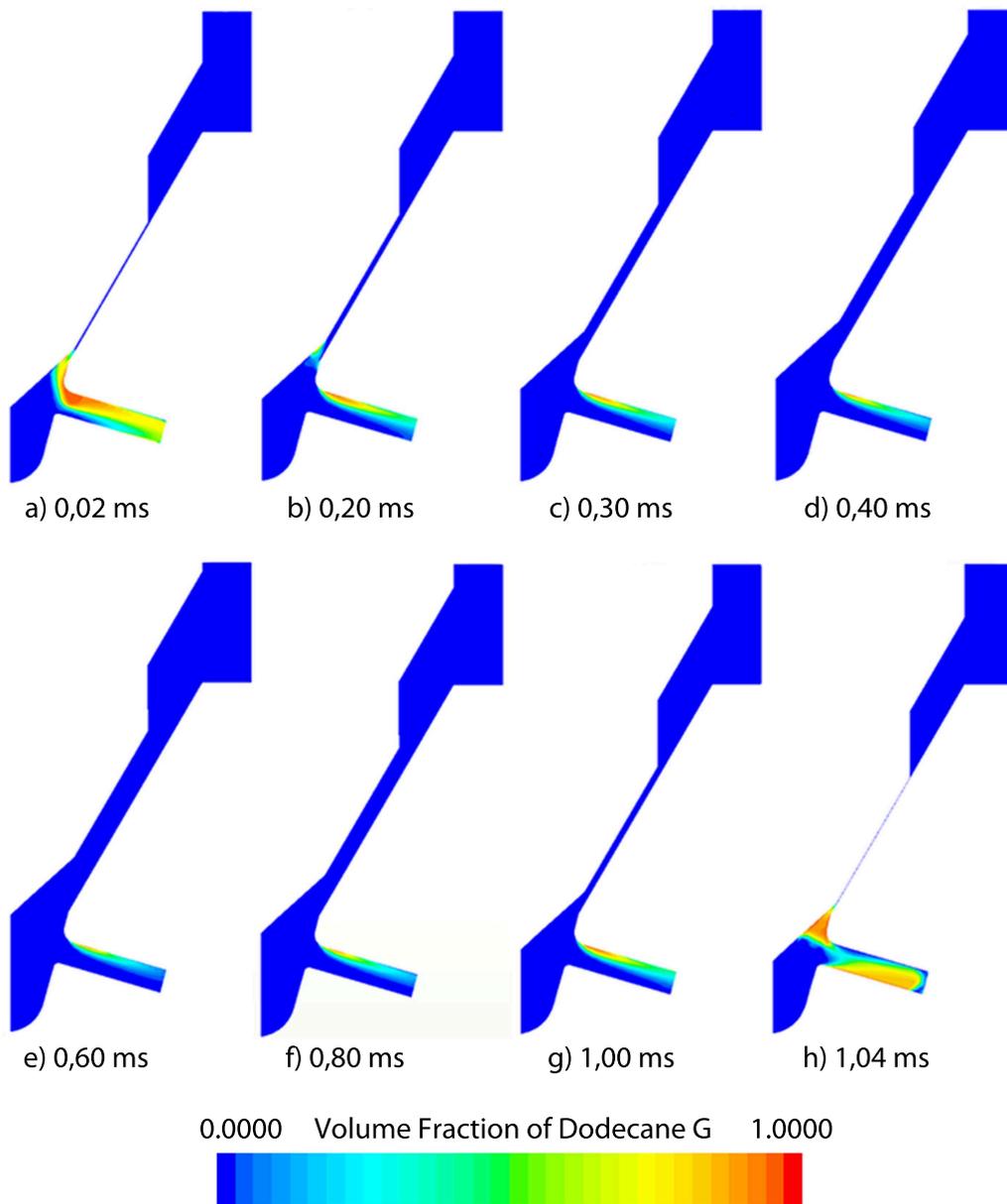


Abbildung 4.3: Entwicklung der Kavitation während der Einspritzung; zum Zeitpunkt 0,6 ms ist die Düse voll geöffnet; Düse D200.

dialer Richtung nach oben verschoben hat. Auch beschreiben die entsprechenden Bilder d-f in Abbildung 4.4 ein quasi-stationäres Verhalten der Strömungsgeschwindigkeit.

Während der Schließphase erhöht sich der Anteil des Kavitationsgebietes über den Querschnitt, da der statische Druck vor dem Düsenloch sukzessive wieder

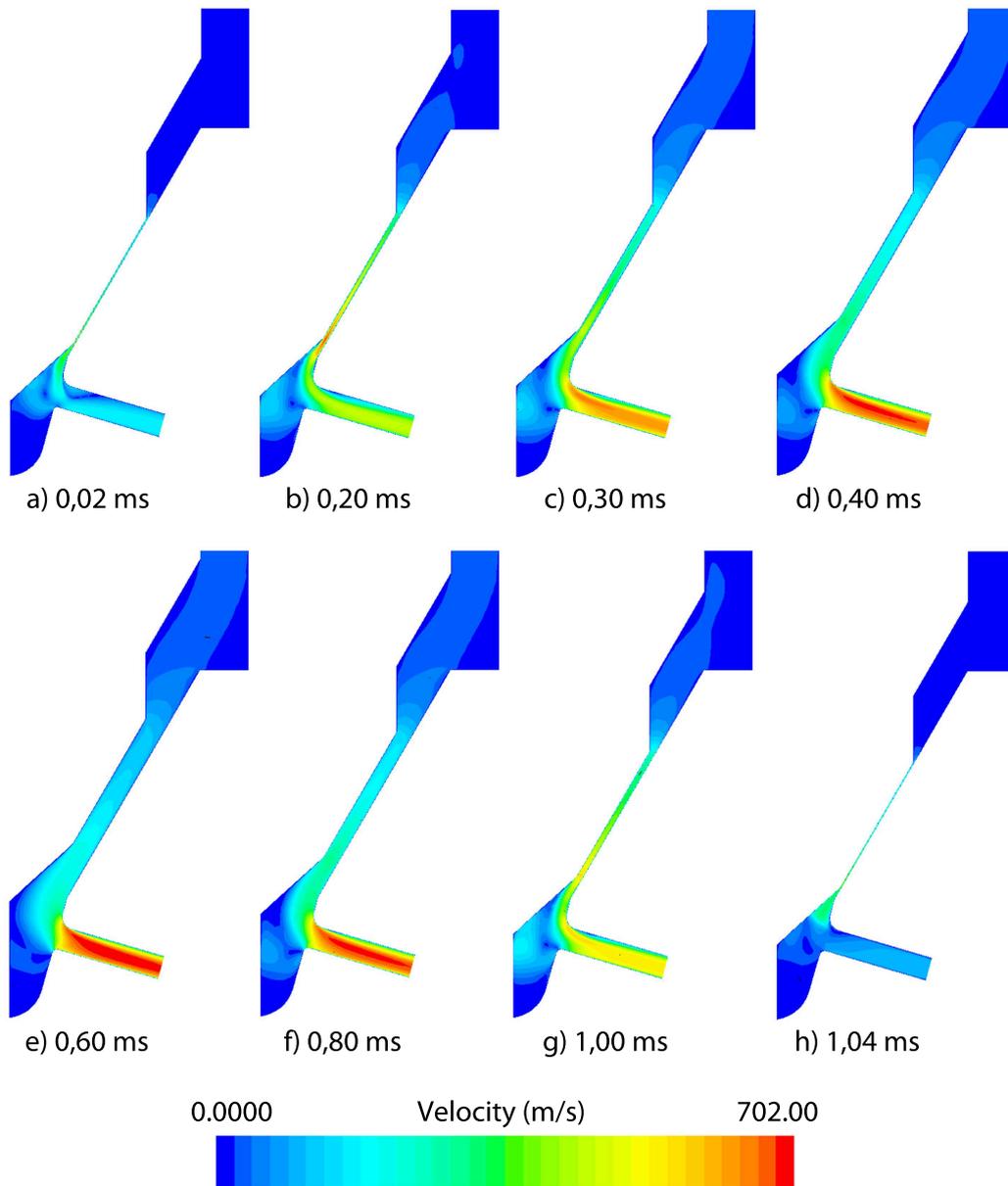


Abbildung 4.4: Verhalten der Strömungsgeschwindigkeit während der Einspritzung; zum Zeitpunkt 0,6 ms ist die Düse voll geöffnet; Düse D200.

abfällt. Zunächst ist Kavitation nur im Spritzloch (Abbildungen 4.3 f und g) zu beobachten, mit weiterem Absenken der Düsennadel bildet sich ein Kavitationsgebiet auch wieder im Bereich des Nadelsitzes (Abbildung 4.3 h). Dieser Anstieg der Volumen Fraktion der Gasphase respektive der Kavitation im Vergleich zur voll geöffneten Nadel, wurde in ähnlicher Form auch von Margot

et al. [MGFP10] beobachtet. Allerdings schreiben die Autoren auch, dass eine stärkere Dampfbildung beim Nadelschließen als beim Nadelöffnen vorliegt. Dies konnte in der vorliegenden Untersuchung nicht bestätigt werden. Durch das fortwährende Absenken der Düsennadel kommt es im Vergleich zur voll geöffneten Nadel zu einem erneuten Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit im Nadelsitzbereich (Abbildungen 4.4 f und g). Bei fast geschlossener Nadel (Abbildung 4.4 h) ist der Nadelsitz-Querschnitt mittlerweile so gering, dass die Geschwindigkeit wieder abfällt. Dennoch liegt nach Abbildung 4.3 h Kavitation vor.

Das bisher beschriebene zeitliche Verhalten der Düseninnenströmung bzw. der Kavitation korreliert gut mit den Untersuchungen von Margot et al. [MGFP10]. In ihren Untersuchungen verglichen sie u. a. das Verhalten der Gasphase bei kontinuierlicher Nadelbewegung mit jenem bei definierten Positionen der Düsennadel. Dabei zeigten sie auf, dass nur bei kontinuierlicher Nadelbewegung das leichte Zurückgehen des Gasphasengebietes bei maximaler Nadelposition aufgelöst werden kann. Da dies, wie oben erwähnt, in der vorliegenden Untersuchung ebenfalls ermittelt wurde, kann es als positives Indiz für die Rechnungen mit bewegten Netzen gewertet werden.

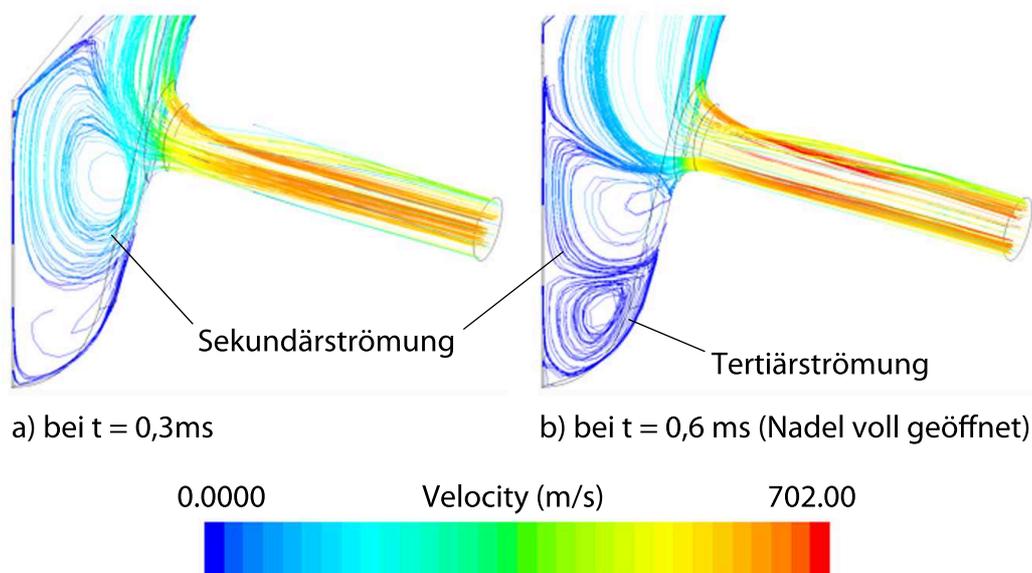


Abbildung 4.5: Vergleich der Geschwindigkeitsstromlinien während der Nadelöffnung (links) und bei voll geöffneter Nadel (rechts); Düse D200.

Die Geschwindigkeitsstromlinien in Abbildung 4.5 zeigen zusätzlich Folgendes auf: Sowohl bei Teilhub nach 0,3 ms als auch bei voll geöffneter Nadel ist zusätzlich zur Hauptzuströmung in das Düsenloch eine Sekundärzuströmung aus dem unteren Bereich des Sackloches vorhanden. Bei voll geöffneter Nadel entsteht im Sackloch zusätzlich eine Tertiärströmung, die gemeinsam mit der Sekundärströmung als eine Art Puffer für die Hauptzuströmung dient. Durch diesen Puffer strömt der nachfolgende Kraftstoff über direktem Weg, also nicht über das Sackloch, in das Düsenloch ein. Daher ist von impulsverstärkteren Zuströmbedingungen vor Eintritt in das Spritzloch bei voll geöffneter Düsennadel auszugehen, was aus den Bildern in Abbildung 4.3 eindeutig hervorgeht.

4.5.2 Bewertung der Strömungsgeschwindigkeit

In zahlreichen Arbeiten wurde die Geschwindigkeit der Düseninnenströmung zur verlustfreien Geschwindigkeit nach Bernoulli in Bezug gesetzt (vgl. Gleichung 2.5). Bei den Untersuchungen von Araneo et al. [ACCB99] wurden maximale Geschwindigkeiten ermittelt, die annähernd die Geschwindigkeit nach Bernoulli erreichen. Auch die Arbeiten von Leick et al. [LBT04] zum düsennahen Strahlzerfall dokumentieren, dass während der quasistationären Phase die Strömungsgeschwindigkeit fast die theoretische, verlustfreie Geschwindigkeit nach Bernoulli erreicht. Walther [Wal02] hat Geschwindigkeitsmessungen am Spritzlochaustritt mittels PIV durchgeführt. Seine Ergebnisse zeigten eine maximale Geschwindigkeit von ca. 90% der Bernoulli-Geschwindigkeit.

In den vorliegenden CFD-Rechnungen wurden ebenfalls hohe Geschwindigkeiten ermittelt, die annähernd die Bernoulli-Geschwindigkeit erreichen. Anhand der Bilder c-f in Abbildung 4.4 liegen diese maximalen Geschwindigkeiten bereits vor, bevor die Düsennadel ihre maximale Position erreicht hat.

5 Diskussion der Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse diskutiert. Die zugehörigen Messungen wurden an den zwei in Kapitel 3 beschriebenen Versuchsträgern durchgeführt. In der Einspritzkammer wurden die Strahlggeschwindigkeit und Strahleindringtiefe sowie der Strahlkegelwinkel im düsen-nahen und düsenfernen Bereich der Dieseleinspritzstrahlen in verdampfender und nicht-verdampfender Atmosphäre untersucht. Dabei kam die Schattenmesstechnik in Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera zum Einsatz. Um zusätzlich Rückschlüsse auf den Tropfen- bzw. Strahlaufbruch sowie das Verdampfungsverhalten des Kraftstoffstrahls bei verschiedenen Randbedingungen zu gewinnen, erwies sich die Phasen-Doppler Anemometrie (PDA) als geeignete Messtechnik. Mit Hilfe der PDA war es möglich, die zeitliche Entwicklung der Tropfengrößen und -geschwindigkeiten an verschiedenen Positionen im Spray zu ermitteln.

Ergänzend dazu wurden am Einhubtriebwerk die makroskopischen Spraygrößen des Gesamtsprays aufgezeichnet. Zudem wurden in oxidativer Atmosphäre bei verschiedenen Randbedingungen das zeitliche Einsetzen der Zündung, und damit der Zündverzug ermittelt sowie die Zündorte untersucht. Dabei wurde zum einen das gesamte Flammenleuchten, d.h. die Strahlung aller Radikale im sichtbaren Bereich sowie die Festkörperstrahlung des Rußes mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Zum anderen wurde ein optischer Filter, der nur für Strahlung im Wellenlängenbereich um 308 nm durchlässig ist, vor das Kameraobjektiv platziert, um dadurch die Chemilumineszenz des Hydroxyl (OH) Radikals detektieren zu können.

Am Einspritzsystem wurden Einspritzdrücke bis 300 MPa sowie unterschiedliche Einspritzzeiten bzw. Einspritzmengen eingestellt. Durch den Einsatz mehrerer Einspritzdüsen war der Düsenlochdurchmesser ebenfalls ein Variationsparameter. Zusätzlich konnten in beiden Versuchsträgern der Druck und die Temperatur der Gasatmosphäre variiert werden. Die Einflüsse der genann-

ten Parameter auf das zeitliche und örtliche Verhalten der makroskopischen und mikroskopischen Spraygrößen werden im Folgenden diskutiert.

Um mögliche Erklärungen zu Beobachtungen, die außerhalb der Düse gemacht wurden, liefern zu können, werden in einigen Unterkapiteln die Ergebnisse aus den numerischen Arbeiten herangezogen.

5.1 Analyse des Strahlverhaltens

5.1.1 Makroskopische Strahlgrößen

Bei der Bewertung der makroskopischen Strahlgrößen werden die Messungen in nicht-verdampfender und verdampfender Atmosphäre herangezogen. Abbildung 5.1 zeigt eine typische Einspritzsequenz aus den Messungen am Einhubtriebwerk in verdampfender Atmosphäre. Anhand der Bilder ist deutlich der Verdampfungsprozess zu erkennen, der zunächst am Strahlrand einsetzt (nach ca. 0,58 ms nach Spritzbeginn) und dann auch hauptsächlich in der

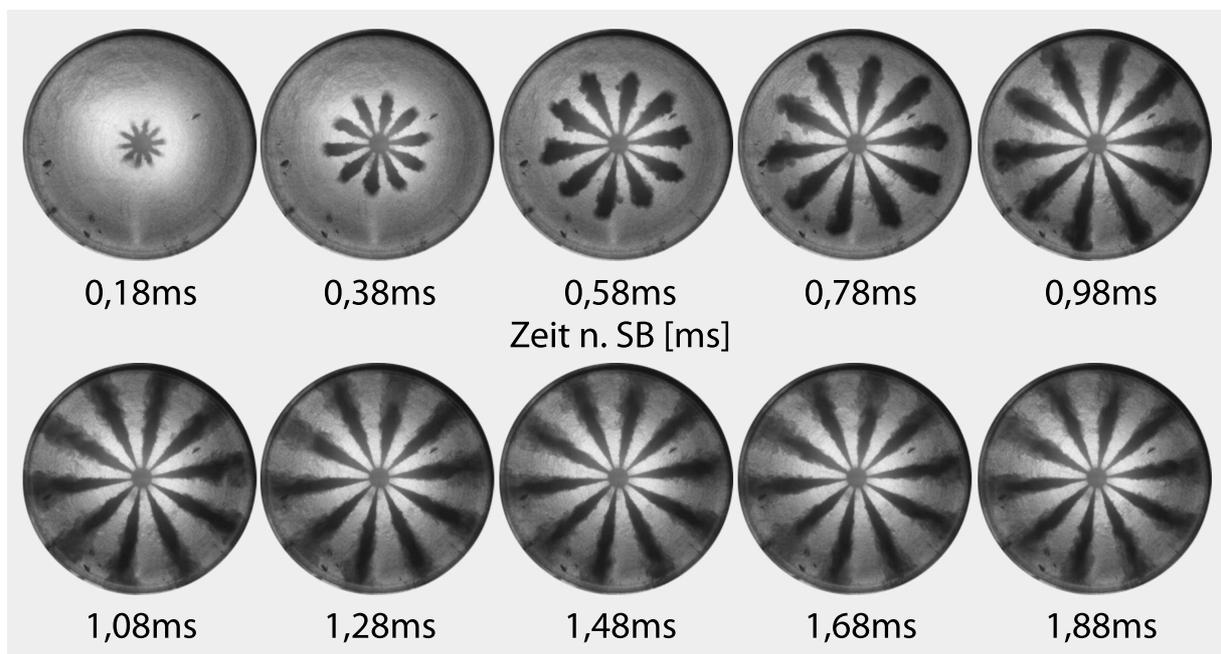


Abbildung 5.1: Typische Einspritzsequenz im Einhubtriebwerk bei einem Einspritzdruck von 200 MPa und einer Gasdichte von ca. $50 \frac{kg}{m^3}$; Düse D150.

Sprayspitze stattfindet. Bei der Bewertung der Eindringtiefe ist zu erkennen, dass lediglich der verdampfte Anteil des Sprays die Brennraumwand erreicht, während der noch flüssige Teil nicht weiter einzudringen scheint (Näheres dazu in Kapitel 5.2.1). Der Strahlkegelwinkel beschreibt grundsätzlich den Winkel zwischen zwei an den Strahlrändern anliegenden Geraden. In der Literatur sind unterschiedliche Positionen für das Anlegen der Geraden an den Strahl angegeben. Lefebvre [Lef89] und Ofner [Ofn01] ermitteln den Kegelwinkel bei einem konstanten Abstand des sechzigfachen des Düsenlochdurchmessers, während bei Naber und Siebers [NS96] der Abstand mit der Hälfte der jeweils aktuell gemessenen Strahllänge variiert wurde. Andere Autoren unterscheiden zwischen einem düsennahen und einem düsenfernen Kegelwinkel [Bod91, BKK⁺03]. Stegemann [Ste04] definiert neben einem Nah-Kegelwinkel zusätzlich zwei Fern-Kegelwinkel, die den düsenfernen Kegelwinkel des flüssigen Anteils und den des Gemischanteils unterscheiden.

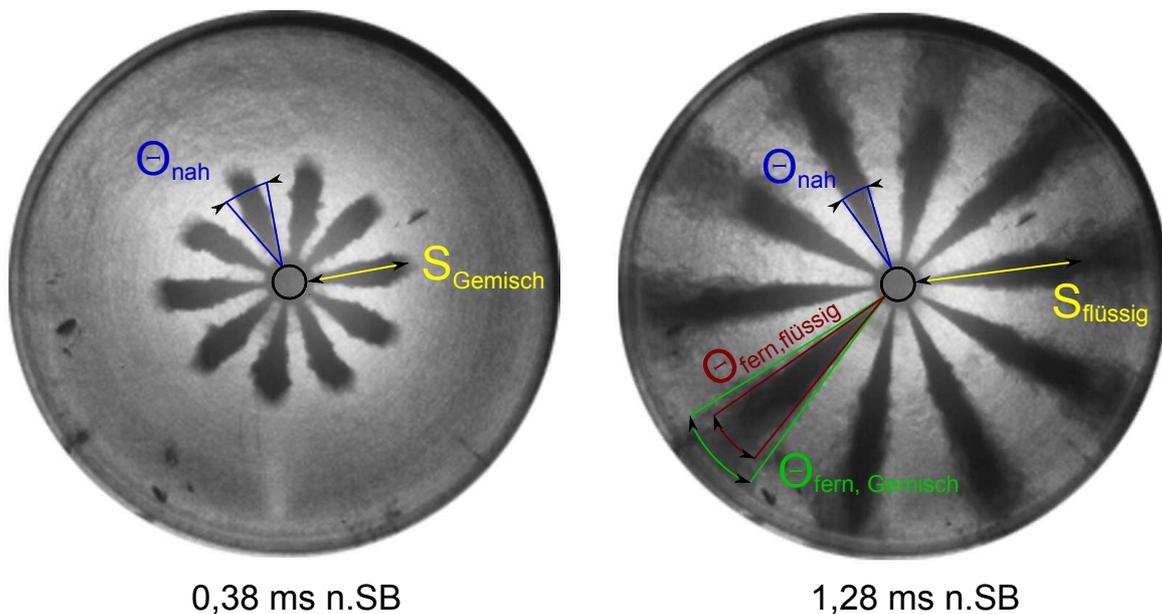


Abbildung 5.2: Geometrische Bestimmung der Eindringtiefe und der Kegelwinkel.

Wie aus Abbildung 5.2 ersichtlich, werden in der vorliegenden Arbeit ebenfalls ein Nah-Kegelwinkel und zwei Fern-Kegelwinkel definiert.

Der Nah-Kegelwinkel Θ_{nah} wird in einem Abstand von etwa 10 mm zum Düsenloch gemessen. Er liefert Informationen über den düsennahen Strahlzer-

fall und wird stark von den Vorgängen in der Düse beeinflusst, was an den deutlich unterschiedlichen Nah-Kegelwinkeln in den beiden Bildern zu erkennen ist. Die Verdampfung spielt beim düsennahen Kegelwinkel eine untergeordnete Rolle. Ein Anstieg des Nah-Kegelwinkels findet dann statt, wenn der Nadelsitz die Hauptdrosselstelle, also während der Öffnungs- und Schließphase, ist [SSB⁺02]. Zurückzuführen ist dieser Anstieg des Nah-Kegelwinkels während der Nadelöffnens und -schließens nach Schwarz et al. [SKBB01] auf Fluktuationen des Kavitationsgebietes in der Düse. Ferner führen zu Beginn der Einspritzung Drosselverluste am Nadelsitz zu einem reduzierten Druck im Sackloch, gleichzeitig aber auch zu einer Anhebung der turbulenten kinetischen Energie, was mit einer Erhöhung der Kavitation im Spritzloch verbunden ist. Schwarz et al. [SKBB01] zeigten ferner, dass es bei voll geöffneter Nadel hingegen zu einer Stabilisierung der Strömung und damit der Kavitationszone kommt, was sich nach Düsenaustritt in einem reduzierten Strahlkegelwinkel äußert. Dieses stabile Verhalten des Kavitationsgebietes konnten auch die Simulationsergebnisse in Kapitel 4.5.1 eindeutig bestätigen. Aus diesen Betrachtungen lässt sich die für den Nah-Kegelwinkel typische Wannenförmigkeit ableiten, wie sie beispielhaft in Abbildung 5.3 links zu sehen ist.

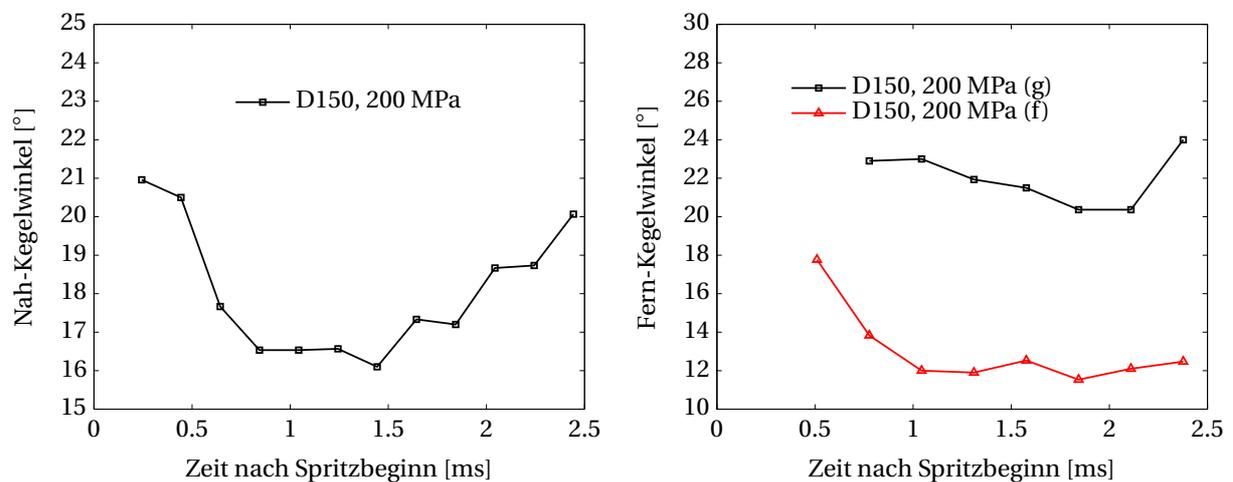


Abbildung 5.3: Typischer Verlauf des Nah-Kegelwinkels (links) und der Fern-Kegelwinkel (rechts).

Der Fern-Kegelwinkel Θ_{fern} , ist der Winkel des voll entwickelten Strahles und gibt Aufschluss über die Zerstäubung und die Mischung mit der Brennraumluft. Wie aus dem rechten Bild in Abbildung 5.2 ersichtlich, lassen die Schat-

tenaufnahmen in einem gewissen Maß eine Unterscheidung zwischen flüssigem und dampfförmigem Bereich des Fern-Kegelwinkels zu (vgl.: Kapitel 3.4.1). Grundsätzlich zeigen alle Versuche, dass der Strahlwinkel im Fernfeld der Düse für den zunächst ausschließlich flüssigen Strahl zu Beginn der Messung stark absinkt. Das Gemisch ist in dieser Phase am seitlichen Strahlrand noch nicht zu erkennen. Mit fortschreitender Einspritzung findet auch in diesen Bereichen intensive Gemischbildung statt und der flüssige Strahl wird schmaler (Abbildung 5.3 rechts).

Der Anstieg des Fern-Kegelwinkels des Gemisches ist auf ein Aufstauen des Gemisches in Wandnähe zurückzuführen.

5.1.2 Mikroskopische Strahlgrößen

Auch bei den Messungen mit dem Phasen-Doppler Anemometer wurden verschiedenste Parameter variiert und deren Einfluss auf Tropfengeschwindigkeiten und -größen analysiert. Die Parameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Tropfengeschwindigkeiten und -größen wurden an verschiedenen axialen und radialen Positionen im Spray erfasst, wobei Messungen im Abstand von kleiner 10 mm unter der Düse nur bei sehr geringen Einspritzdrücken zufriedenstellende Datenraten lieferten, da bei höheren Einspritzdrücken die sehr hohe Tropfendichte zu geringen Validierungsraten führte. Ein Großteil der Messungen wurde bei offener Zelle, d.h. Umgebungsbedingungen durchgeführt, wodurch eine kontinuierliche Spülung der Kammer möglich war, was sich positiv auf die Datenrate auswirkte. Die Messungen bei erhöhtem Kammerdruck und bei erhöhter Kammertemperatur wurden bei geschlossener Kammer durchgeführt, wodurch ein kontinuierliches Absaugen der zuvor eingespritzten Tropfen nicht möglich war, was einen deutlich größeren Aufwand bedeutete. Der Einspritzdruck wurde so weit erhöht, bis die Grenze des Messbereiches erreicht war.

Das Messvolumen wurde kleinstmöglich gewählt, damit sich ein möglichst großer Geschwindigkeitsmessbereich einstellen konnte. Zudem wurde damit das Risiko von mehreren Tropfen gleichzeitig im Messvolumen minimiert [PASS08]. Ein typischer Verlauf der Geschwindigkeiten und Durchmesser der eingespritzten Dieseltropfen ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Zeitählung

Randbedingung	Untersuchte Größen	Einheit
Einspritzdruck	30; 50; 70; 80; 100; 120; 160	MPa
Druck in der Kammer	0,1; 2,5	MPa
Temperatur in der Kammer	ca. 293; ca. 500	K
Ansteuerdauer	0,7; 1,2; 2	ms
Messpunkte axial	5; 10; 20; 40	mm
Messpunkte radial	0; 0,5; 1; 1,5; 2; 4; 6	mm

Tabelle 5.1: Parameter der PDA-Messungen.

bei allen PDA-Messungen beginnt dabei mit dem Auslösen des Triggersignals. Der Verzug ist die Zeit zwischen dem Ansteuern der Düsennadel und dem Zeitpunkt, bei dem die ersten Tropfen das Messvolumen durchlaufen. Er setzt sich zusammen aus der voreingestellten, konzeptbedingten Verzugszeit von 0,1 ms am Einspritzsteuergerät, der Zeit, die die Nadel aus Trägheitsgründen zum Öffnen benötigt sowie der Flugzeit der Tropfen vom Düsenlochaustritt zum Erreichen des Messvolumens.

Der Verlauf der Tropfengeschwindigkeiten ist gekennzeichnet durch den Anstieg, der die Nadelöffnungsphase beschreibt, den anschließenden quasistationären Bereich bei voll geöffneter Düsennadel und abschließend durch den Geschwindigkeitsabfall aufgrund des Schließens der Nadel. Die erste Phase beschreibt die **Nadelöffnungsphase**. Hier sind die mittleren Geschwindigkeiten der Kraftstofftropfen zunächst vergleichsweise niedrig und steigen während der Nadelöffnung kontinuierlich an. Daher sind während der Nadelöffnungsphase Tropfen in einem weiten Geschwindigkeitsbereich von wenigen m/s bis etwa 350 m/s anzutreffen. Die anfangs geringen Geschwindigkeiten sind zum einen auf Drosseleffekte im Nadelsitzbereich während des Nadelöffnens zurückzuführen [DFPM05]. Zum anderen werden die Tropfen in der Spitze des Sprays aufgrund der aerodynamischen Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas stark abgebremst [ACCB99]. Dabei wird seinerseits das Gas beschleunigt, was gleichzeitig mit einem weiter voranschreitenden Nadelöffnen zu einem kontinuierlichen Anstieg der Geschwindigkeiten der nachfolgenden Tropfen führt [Ofn01, Dou05]. Die Tropfen hinter der Sprayfront wei-

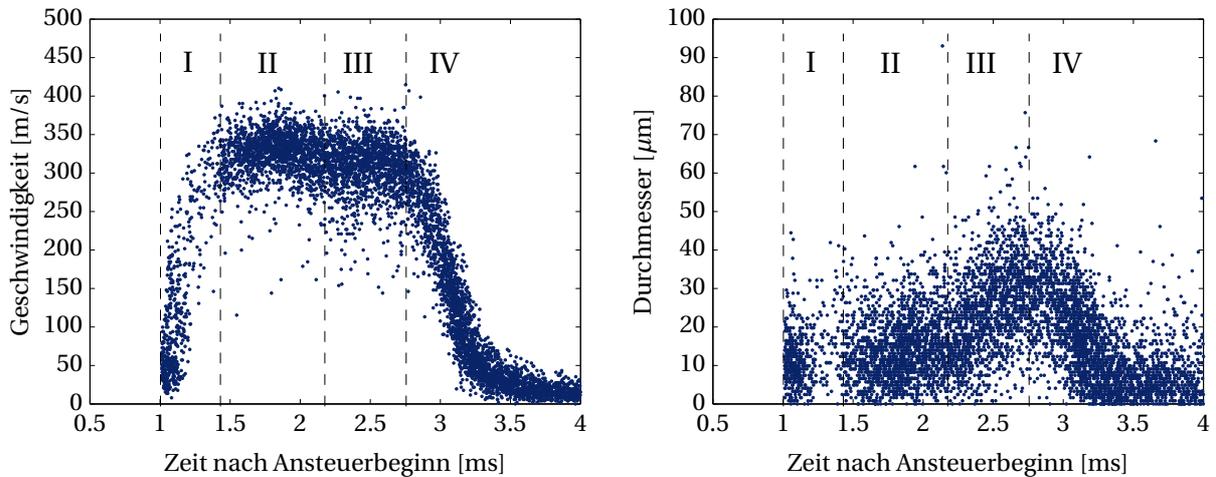


Abbildung 5.4: Tropfengeschwindigkeits- und Tropfendurchmesserverteilung bei einem Einspritzdruck von 80 MPa, einer Ansteuerdauer von 2,0 ms und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D200.

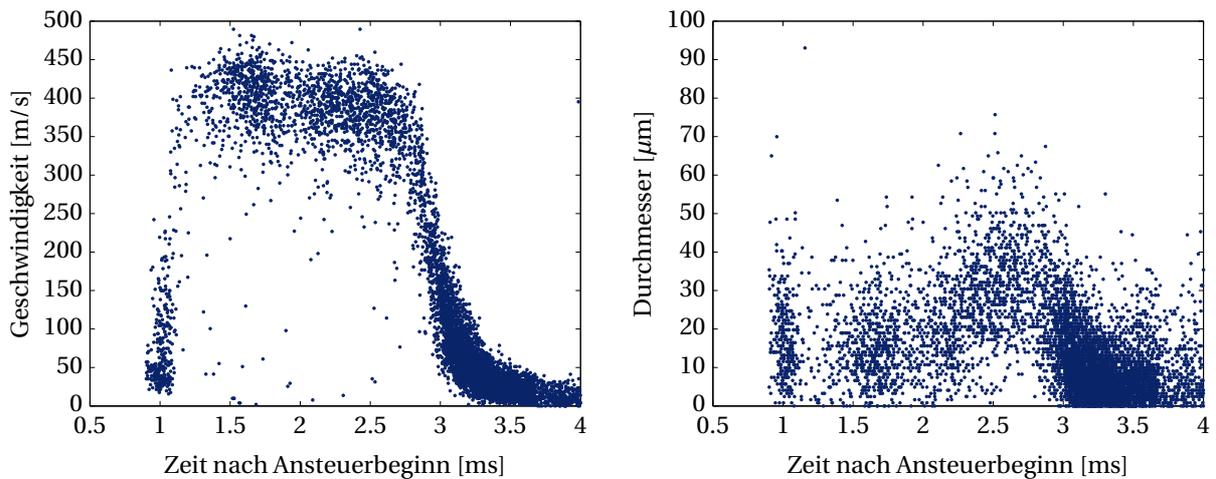


Abbildung 5.5: Tropfengeschwindigkeits- und Tropfendurchmesserverteilung bei einem Einspritzdruck von 120 MPa, einer Ansteuerdauer von 2,0 ms und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D200.

sen aufgrund einer geringeren aerodynamischen Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas eine höhere Geschwindigkeit auf. Diese schnelleren Tropfen überholen diejenigen in der Sprayspitze, wodurch es zu Kollisions- und Koaleszenzeffekten kommt [Ofn01]. Das führt zu einer Beschleunigung der langsameren Tropfen bei einer gleichzeitigen Verlangsamung der schnel-

leren Tropfen. Die Tropfenkoaleszenz führt auch zu einem Anstieg nicht-sphärischer Tropfen [OM98, HMK97, DM07], was sich in einer geringeren Datenrate gegen Ende der Öffnungsphase äußert, wie jeweils die Lücke zwischen ca. 1,1 und 1,3 ms nach Ansteuerbeginn in Abbildung 5.4 und noch deutlicher in Abbildung 5.5 zeigt. Der weitere Anstieg der Tropfengeschwindigkeiten ist auf das weiter fortschreitende Öffnen der Düsennadel zurückzuführen. Zudem sinkt der aerodynamische Widerstand des Umgebungsgases, da dieses durch das Einsaugen in das Spray (englisch: *entrainment*) mit beschleunigt wird.

Die anschließende **quasistationäre Phase** beschreibt die Phase, in der die maximalen Tropfengeschwindigkeiten gemessen werden. Dieser Bereich zeichnet sich zudem durch die nahezu konstante Geschwindigkeit aus. Man kann davon ausgehen, dass dieser Bereich erreicht wird, sobald die Düsenlöcher die Hauptdrosselstelle in der Düse bilden, was schon vor der vollständigen Öffnung der Düsennadel der Fall sein kann [Ble04]. Gegen Ende der quasistationären Phase ist ein deutliches Ansteigen der mittleren Tropfendurchmesser zu verzeichnen, was nicht auf Tropfenkoaleszenz zurückgeführt werden kann, da die Datenrate weiterhin hoch ist. Folgende Erklärung scheint dagegen wahrscheinlicher. Durch den Impulsaustausch zwischen den Tropfen in der Sprayspitze und dem umgebenden Gas wird dieses beschleunigt. Dadurch verringert sich die Relativgeschwindigkeit zwischen den nachfolgenden Tropfen und dem Umgebungsgas. Dies führt zu einem geringeren Tropfenaufbruch und damit zu einem größeren mittleren Tropfendurchmesser.

Während der nachfolgenden **Nadelschließphase** steigt die Drosselwirkung im Nadeldichtsitz wieder kontinuierlich an, wodurch der Sacklochdruck nach und nach sinkt. Dies äußert sich in einem stetigen Absinken nicht nur der Tropfengeschwindigkeiten, sondern auch der Tropfendurchmesser. Bei Betrachtung der Tropfengeschwindigkeiten in Abbildung 5.4 zum Zeitpunkt 3 ms nach Ansteuerbeginn, sind im Mittel Geschwindigkeiten von etwa 200 m/s zu verzeichnen (vgl. dazu auch Abbildung 5.10, links). Bei Vernachlässigung der Tropfen-Tropfen-Interaktion und unter Annahme konstanter Geschwindigkeit, würden diese Tropfen die Entfernung von 40 mm zwischen Düsenlochaustritt und Messvolumen in maximal 0,2 ms zurücklegen. Das bedeutet ferner, dass diese Tropfen das Düsenloch etwa 2,8 ms nach Ansteuerbeginn

bzw. 0,8 ms nach Beginn des Nadelschließens verlassen haben. Diese Tropfen wurden also in einer sehr späten Phase, in der die Düsennadel sich fast wieder im Nadelsitz befindet und die Düsenlöcher wieder fast verschlossen hat, eingespritzt. Dies kann als Indiz gewertet werden, dass durch die starke Drosselung im Nadelsitz trotz der geringeren Druckdifferenz über das Düsenloch kleinere Tropfen produziert werden. Allerdings kann diese mögliche Erklärung nicht für den weiteren Abfall der Tropfendurchmesser dienen, da die Geschwindigkeiten im weiteren Verlauf auf deutlich unter 50 m/s abfallen. Diese Tropfen könnten also gleich zu Beginn eingespritzt worden sein, wodurch sie durch die starke Wechselwirkung mit dem ruhenden Gas in kleinere Tropfen zerfallen und erst gegen Ende der Einspritzung das Messvolumen erreichen. Ein ähnliches Tropfenverhalten wurde ebenfalls in den Arbeiten von Lacoste et al. [LCHG03] beobachtet. Allerdings muss betont werden, dass diese Annahmen nur als Teil einer möglichen Erklärung für die geringeren Tropfendurchmesser gesehen werden können, da während des gesamten Einspritzverlaufs Wechselwirkungen zwischen Tropfen und Gas sowie zwischen den Tropfen untereinander und somit gleichzeitig Tropfenzerfalls- und Tropfenwachstumsprozesse stattfinden.

Die Nadelöffnungsgeschwindigkeit ist dabei sehr stark vom Einspritzdruck abhängig [Sch05]. Beim Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe in Abbildung 5.5 und Abbildung 5.4 ist der deutlich steilere Anstieg der Tropfengeschwindigkeiten bei 120 MPa zu erkennen. Bei 120 MPa erreichen die ersten Tropfen das Messvolumen früher. Zudem stellen sich die maximalen Geschwindigkeiten früher ein. Folglich bestätigen die Messungen das schnellere Nadelöffnen bei höherem Einspritzdruck.

Allerdings sinkt die Datenrate mit steigendem Einspritzdruck erheblich, was zu einer Lückenbildung hinter der Sprayfront führt. Dieses Phänomen wurde auch in zahlreichen früheren Untersuchungen beobachtet (z.B. [Sch03, Ofn01, OM98, HMK97]). Erklärt werden kann dies durch die Zunahme nicht-sphärischer Tropfen, die vom PDA-System nicht erfasst werden können, wodurch in dieser Sprayregion die Anzahl der validierten Signale stark verringert ist [Ofn01, OM98]. Ofner [Ofn01] führt dies auf einen Anstieg von Tropfenkollisionen zurück, die vor allem hinter der Sprayspitze stattfinden. Hierbei kollidieren Tropfen mit hoher Geschwindigkeit aus dem Windschatten kommend

mit verlangsamteten Tropfen aus der Sprayfront. Nach Lacoste et al. [LCHG03] kann zudem von einem Anstieg der Tropfendichte mit zunehmendem Raildruck ausgegangen werden, da das Spray aufgrund der steigenden Relativgeschwindigkeit zwischen Kraftstoff und Gas besser zerstäubt wird.

Durch Messungen ohne Erfassung der Durchmesser konnten Hung et al. [HMK97] beweisen, dass die Sphärizität nicht ausschlaggebend für die geringe Datenvalidierung ist, da die Lücke auch bei den reinen Geschwindigkeitsmessungen vorhanden war. Dies konnte mit den Experimenten im Rahmen dieser Arbeit bestätigt werden.

5.2 Einfluss des Einspritzdruckes

5.2.1 Einfluss des Einspritzdruckes auf die makroskopischen Strahlgrößen

Der Einspritzdruck beeinflusst maßgeblich die Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffes und damit den resultierenden Massenstrom sowie den Strahlimpuls [Ofn01]. Die theoretische Maximalgeschwindigkeit $v_{max.theor.}$ kann aus der Bernoulli-Gleichung bestimmt werden:

$$v_{max.theor.} = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_{Rail} - p_g)}{\rho_f}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_f}} \quad (5.1)$$

Wie aus Gleichung 5.1 ersichtlich, bedeutet eine Erhöhung des Einspritzdruckes einen Anstieg der Austrittsgeschwindigkeit. Abweichend von diesem idealisierten Fall, sorgen Strömungsverluste in Nadelsitz, Sackloch und Düsenloch für eine effektive Austrittsgeschwindigkeit, die deutlich unter der Maximalgeschwindigkeit liegt. Sie berechnet sich folgendermaßen:

$$v_{eff} = v_{max.theor.} \cdot C_v \quad \text{mit: } C_v = \frac{C_d}{C_a} \quad (5.2)$$

Dabei ist C_v der Geschwindigkeitskoeffizient, C_d der Ausflusskoeffizient und C_a der Flächen-Kontraktionskoeffizient. Die Werte dieser Koeffizienten werden meist experimentell oder mithilfe aufwändiger numerischer Untersuchungen bestimmt [Sch03, Ofn01].

In Abbildung 5.6 ist der zeitliche Verlauf der Eindringtiefe bei verschiedenen Kraftstoffdrücken, exemplarisch für die Düse D175 bei einem Gegendruck von 7,5 MPa, dargestellt. Die Ansteuerdauer wurde bei allen Einspritzdrücken mit 2,0 ms relativ lang gewählt. Grund war, dass dadurch eine ausreichend lange Stationärphase gewährleistet wurde und nur dadurch ein erkennbarer Einfluss des Einspritzdruckes auf die Eindringtiefe und Strahlgeschwindigkeit festgestellt werden konnte. Voruntersuchungen mit unterschiedlichen Ansteuerdauern, die teilweise so kurz gewählt wurden, dass sich keine Stationärphase einstellen konnte, zeigten dies deutlich. In Kapitel 5.4 wird der Einfluss der Ansteuer- bzw. Einspritzdauer detailliert behandelt. Als Folge ergeben sich für die verschiedenen Drücke auch unterschiedliche Einspritzmengen. An den Verläufen ist erkennbar, dass die Strahlen bei allen Einspritzdrücken während der Stationärphase (bzw. deutlich vor Beginn des Nadelschließens) den optisch zugänglichen Bereich verlassen. Somit ist die Gesamteinspritzmenge in diesem Fall nicht entscheidend.

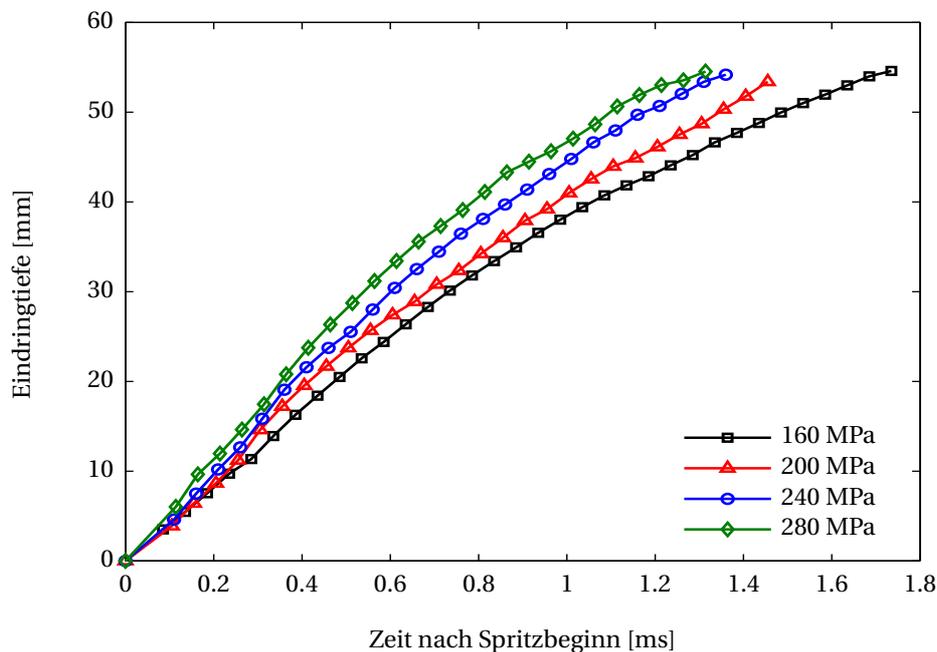


Abbildung 5.6: Strahleindringtiefe bei verschiedenen Einspritzdrücken und einem Gasgegendruck von 7,5 MPa; Düse D175.

Deutlich zu erkennen ist der erwartete Einfluss des Einspritzdruckes. Mit steigendem Einspritzdruck ist ein Anstieg der Strahlspitzengeschwindigkeit und

der Eindringtiefe zu verzeichnen, was schon in zahlreichen früheren Untersuchungen bei - aus heutiger Sicht moderaten - Einspritzdrücken von 30 bis 140 MPa dokumentiert wurde (z.B. [Sie98, SSPR89, WB95, Ofn01, Sch03, Sch07]). Zudem ist bis ca. 0,45 ms nach Spritzbeginn ein linearer Verlauf bzw. eine konstante Strahlspitzengeschwindigkeit zu beobachten. Blessing [Ble04] untersuchte den Einfluss des Raildruckes bis 120 MPa auf die Eindringtiefen bei nichtverdampfenden Bedingungen und 2,15 MPa Gegendruck. Die nahezu lineare Zunahme der Eindringgeschwindigkeiten bei höheren Raildrücken führte er auf die größeren Sacklochdrücke und die daraus resultierenden steigenden Strömungsgeschwindigkeiten im Spritzloch zurück. Mit steigendem Einspritzdruck ergibt sich ebenfalls ein steilerer Anstieg der Eindringtiefe zu Beginn der Einspritzung, was auf eine höhere Kraft auf die Druckschulter der Düsennadel schließen lässt und somit zu einer höheren Öffnungsgeschwindigkeit der Nadel führt (vgl. u.a. Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5).

In Abbildung 5.7 sind die Strahleindringtiefen aus den Messungen mit der Mehrlochdüse D175 und der Einlochdüse D165-1 bei zwei Einspritzdrücken gegenübergestellt. Zusätzlich sind die entsprechenden theoretischen Verläufe dargestellt, die nach der empirischen Gleichung (vor und nach der Aufbruchzeit) von Hiroyasu und Arai [HA90] ermittelt wurden (vgl. Gleichungen 2.10 und 2.11). Um für die Berechnung die Kompressibilität des Kraftstoffes sowie die Temperaturerhöhung aufgrund des Verdichtens zu berücksichtigen, wurde die Dichte mittels folgenden Formeln ermittelt (entnommen aus Ofner [Ofn01]):

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \gamma \cdot (T - T_0)} \quad (5.3)$$

$$\rho(T) = \rho_0 + 0,04919215 \cdot p_{Rail} - 0,00000649062 \cdot p_{Rail}^2 \quad (5.4)$$

Dazu wurden die Werte für die Volumenausdehnungskoeffizienten γ in Abhängigkeit vom Einspritzdruck aus der entsprechenden Tabelle in Ofner [Ofn01] entnommen. Für die Referenzwerte für die Temperatur T_0 und die Dichte ρ_0 wurden 288 K bzw. $825 \frac{kg}{m^3}$ eingesetzt. Für die Kraftstofftemperatur T wurde 353 K angenommen.

Wie zu sehen, folgt der Verlauf der Strahleindringtiefe mit der Einlochdüse D165-1 mit beiden Kraftstoffdrücken vor allem zu Beginn sehr gut dem nach

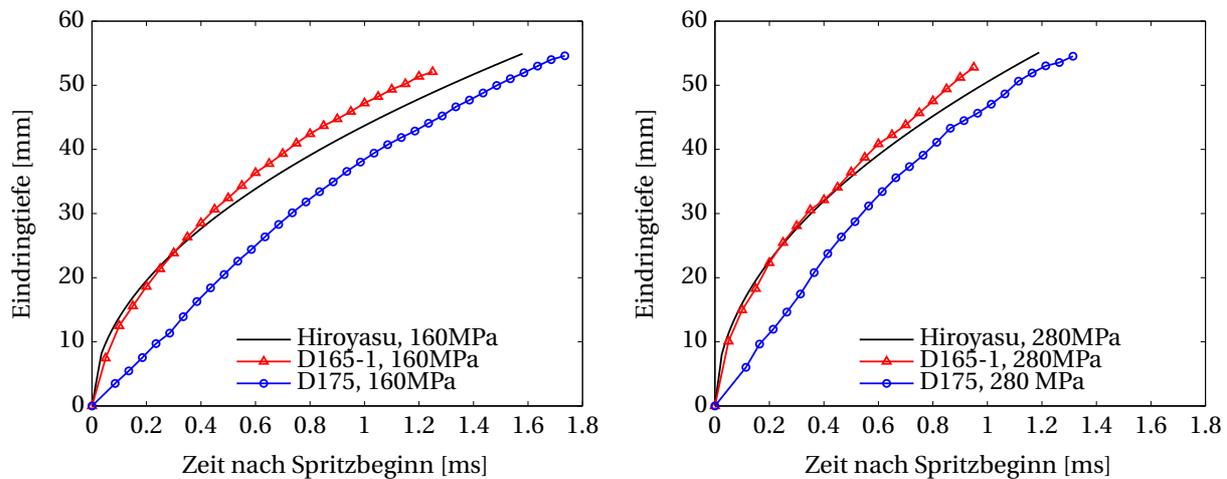


Abbildung 5.7: Strahleindringtiefe mit den Düsen D175 und D165-1 bei zwei verschiedenen Einspritzdrücken und Vergleich mit der empirischen Gleichung von Hiroyasu und Arai bei einem Gasgedruck von 7,5 MPa.

der Gleichung von Hiroyasu und Arai ermittelten Verlauf. In ihrer Arbeit haben Hiroyasu und Arai ebenfalls eine Einlochdüse verwendet. Ab etwa 0,5 ms nach Spritzbeginn ist mit der Düse D165-1 ein schnelleres Eindringen des Sprays auszumachen, was bedeutet, dass im Fernfeld der Düse der Einfluss der Gasdichte in den vorliegenden Untersuchungen etwas geringer ist als in Gleichung 2.11. Ersetzt man für den Exponenten für die Gasdichte den Wert von $-0,25$ durch $-0,235$, wäre der Verlauf der Strahleindringtiefe mit D165-1 im Fernfeld besser wiedergegeben.

Dass mit der 8-Lochdüse ein deutlich langsames Eindringen des Strahles zu verzeichnen ist, ist mit dem langsameren Druckaufbau im Sackloch aufgrund der höheren Durchflussmenge zu begründen [Bus01].

Einfluss des Einspritzdruckes unter verdampfenden Bedingungen

In Abbildung 5.8 links sind der Verlauf der Eindringtiefe und Spitzengeschwindigkeit des flüssigen und gasförmigen Strahlanteils bei 200 und 260 MPa Einspritzdruck aufgetragen. Sowohl bei 200 als auch bei 260 MPa dringt der flüssige Strahlanteil ab etwa 0,5 ms nach Spritzbeginn nicht signifikant weiter in die Brennkammer ein und erreicht nach einer gewissen Schwankung einen maximalen Wert von etwa 33 mm. Zwischen 0,5 und 1,0 ms nach Spritzbeginn ist eine größere Eindringtiefe des flüssigen Strahls bei 260 MPa

erkennbar. Dieser Unterschied verschwindet mit fortschreitender Einspritzung, so dass nach etwa 1,0 ms beide Flüssigeindringtiefen den gleichen Wert aufweisen. Bei vergleichbaren Messungen mit der Düse D150 zeigt sich ein ähnliches Verhalten; hier fallen die Unterschiede noch geringer aus (siehe Abbildung 5.9). Nach Canaan et al. [CDGD98] ist der geringe Einfluss des Raildruckes auf die Flüssigeindringtiefe darin begründet, dass die maximale Länge in erster Linie vom Verdampfungsprozess abhängt. Die Erhöhung des Einspritzdruckes würde unter Annahme gleicher Verdampfungsdauer durch die erhöhte Geschwindigkeit zu einer größeren maximalen Eindringtiefe des flüssigen Strahls führen. Jedoch erhöht sich durch den höheren Strahlimpuls auch das Einsaugen der heißen Umgebungsluft in das Spray (engl. „air entrainment“), was zu einer Verkürzung der Verdampfungsdauer bei höherem Kraftstoffdruck führt.

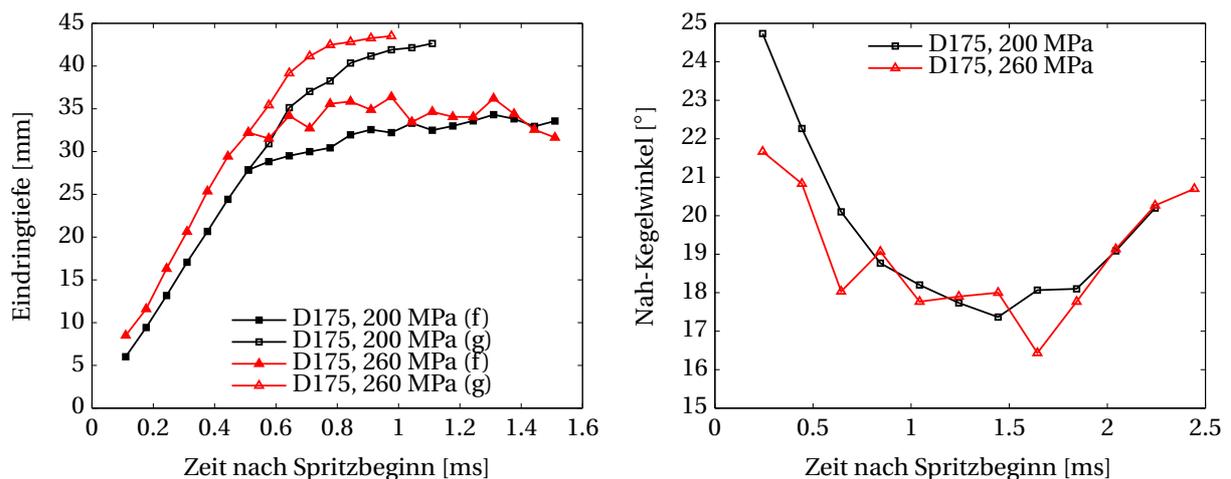


Abbildung 5.8: Strahleindringtiefe und Strahlspitzengeschwindigkeit (links) und Nah-Kegelwinkel (rechts) bei zwei verschiedenen Einspritzdrücken; Düse D175.

Anhand der vorliegenden Ergebnisse lässt sich schlussfolgern, dass auch bei sehr hohen Einspritzdrücken die Dichte und Temperatur des umgebenden Gases das Eindringen des Flüssiganteils bestimmt; der Einfluss des Einspritzdruckes ist als gering einzustufen. Folglich besteht auch bei einem Einspritzdruckbereich größer als 200 MPa keine erhöhte Gefahr einer Wandbenetzung, was nach Eisen [Eis03] einen Anstieg der Ruß- und HC-Emissionen nach sich ziehen würde.

Die oben erwähnten Schwankungen bei 260 MPa können auf höhere Tur-

bulenz zurückgeführt werden [Pau01]. Nach Schugger [Sch07] wächst die Turbulenz der Düseninnenströmung mit zunehmendem Einspritzdruck, wodurch sich der Strahlaufbruch verstärkt. Dass die Strömung bei 260 MPa deutlich turbulenter ist, lassen die stärker schwankenden Mittelwerte bei 260 MPa in Abbildung 5.9 links vermuten. Bei den Untersuchungen von Siebers [Sie98] wurden Schwankungswerte von bis zu 10% dokumentiert; vergleichbare Größenordnungen wurden auch in der vorliegenden Arbeit beobachtet.

Beim bereits verdampften Strahlanteil ist hingegen ein fortschreitendes Eindringen in den Brennraum zu verzeichnen und im Gegensatz zum noch flüssigen Strahl kommt es zum Wandkontakt. Somit scheint der gasförmige Strahlanteil nicht explizit von der Temperatur, sondern - entsprechend den Messungen in nicht-verdampfender Atmosphäre - überwiegend von der Gasdichte und dem Einspritzdruck abzuhängen.

Einfluss des Einspritzdruckes auf den Strahlkegelwinkel

In Abbildung 5.8 (rechts) ist der Einfluss des Einspritzdruckes auf das zeitliche Verhalten des Strahlkegelwinkels bei Düse D175 dokumentiert. Bei den Messungen konnte keine Änderung des Nah- bzw. Fern-Kegelwinkels (hier nicht dargestellt) bei Erhöhung des Einspritzdruckes nachgewiesen werden, was sich mit einem Großteil der in der Literatur beschriebenen Beobachtungen deckt (z.B. [NS96, Ofn01, Ble04]). Allerdings ist in anderen Untersuchungen durchaus von einer Kraftstoffdruckabhängigkeit die Rede. So haben Kosaka et al. [KNK⁺96] einen Anstieg des Fernkegelwinkels bei Erhöhung des Einspritzdruckes beobachtet. Diesen Anstieg führen Weigand et al. [WAK⁺07] bei ihren Messungen auf eine stärkere Zerstäubung zurück. Im Gegensatz dazu schreiben einige Autoren auch von geringeren Nah-Kegelwinkeln bei einer Raildruckerhöhung [NNK⁺92, IN96].

Wenn auch nicht in den Absolutwerten der einzelnen Mittelwerte, ist dennoch eine stärkere Schwankung der Mittelwerte bei 260 MPa zu verzeichnen, was auf einen höheren Turbulenzgrad im Düseninneren hindeutet, sich aber anhand des Nah-Kegelwinkels nicht in einer stärkeren Zerstäubung äußert.

Spezielles Strahlverhalten bei Düse D150

Im Folgenden wird der Einfluss des Einspritzdruckes auf die Strahlausbreitung explizit bei der Düse D150 diskutiert, da eine Einspritzdruckerhöhung bei sehr hohen Drücken ein deutlich anderes Strahlverhalten als bei den größeren Lochdurchmessern gezeigt hat.

Zunächst zeigen die ersten Messpunkte in Abbildung 5.9 links das erwartete Resultat. Durch den höheren Einspritzdruck und der damit verbundenen schnelleren Anhebung der Düsennadel sinkt die Einspritzverzögerung, was sich im ersten Messpunkt durch eine höhere Eindringtiefe von etwa 40% bei 260 MPa Einspritzdruck gegenüber 200 MPa äußert. Im weiteren Verlauf unterscheiden sich die Ergebnisse zu D175 dahingehend, dass bei D150 die Strahlgeschwindigkeiten bei 200 MPa und 260 MPa nahezu identisch sind bzw. ein nahezu paralleler Verlauf der Eindringtiefen zu verzeichnen ist. Dies ist verwunderlich, da nach Gleichung 5.1 sowie den bisherigen Ergebnissen eindeutig hervorgeht, dass aus einer Erhöhung des Einspritzdruckes eine schnellere Austrittsgeschwindigkeit und folglich eine höhere Strahlspitzengeschwindigkeit resultiert. Der Verlauf in Abbildung 5.9 zeigt jedoch keine Unterschiede in der Strahlspitzengeschwindigkeit.

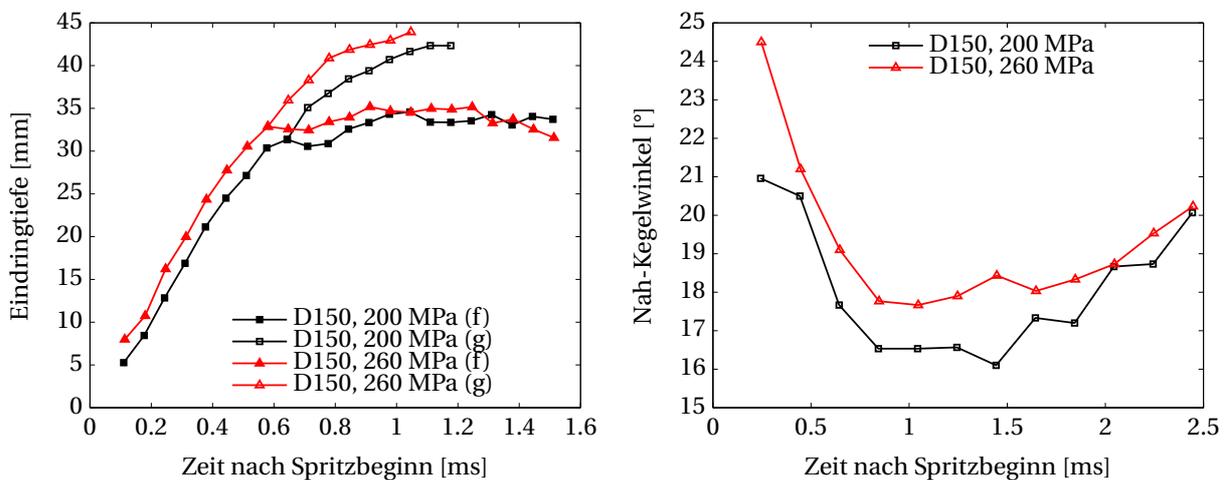


Abbildung 5.9: Strahleindringtiefe und Strahlspitzengeschwindigkeit (links) und Nah-Kegelwinkel (rechts) bei zwei verschiedenen Einspritzdrücken; Düse D150.

Folgende zwei Aspekte wären als mögliche Erklärung für das unerwartete Verhalten bei Düse D150 denkbar:

Zum einen ist bei D150 eine generell gleichmäßigere Geschwindigkeitsvertei-

lung zu erwarten, wie dies häufig in der Literatur angedeutet wird bzw. aus den Simulationsergebnissen der Düseninnenströmung hervorgeht (vgl. Kapitel 5.3.3). Durch die gleichmäßigere Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit über den Düsenlochquerschnitt ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas über den Querschnitt größer, wodurch es früh und verstärkt zu einer Wechselwirkung mit der ruhenden Luft und damit zu einem verstärkten Tropfenaufbruch kommt. Erhöht man nun den Einspritzdruck von 200 MPa auf 260 MPa scheint dieser Aufbruch in kleinere Tropfen bei D150 den Impuls des Gesamtstrahles insoweit zu beeinflussen, als dass keine messbare Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit zu verzeichnen ist. Diese Beobachtung bei D150 zeigte sich ausschließlich bei Einspritzdrücken oberhalb 200 MPa; unterhalb 200 MPa wurden entsprechend der Erwartungen mit beiden optischen Messverfahren bei Einspritzdruckerhöhung höhere Strahl- bzw. Tropfengeschwindigkeiten gemessen

Zum anderen geht aus Abbildung 5.9 rechts hervor, dass im Gegensatz zu D175 eine Zunahme des Einspritzdruckes bei D150 einen größeren Nah-Kegelwinkel über die gesamte Einspritzdauer bewirkt. Der steigende Grad der Turbulenz, der einerseits zur Erhöhung des düsennahen Kegelwinkels beizutragen scheint, reduziert auf der anderen Seite den Strahlimpuls in Strahlachsrichtung und kompensiert dadurch zumindest teilweise die eigentlich zu erwartende, höhere Strahlspitzengeschwindigkeit. Bei Düse D175 scheinen die Druckerhöhung und die damit verbundene Turbulenzgraderhöhung aufgrund des durch den größeren Durchmesser höheren Strahlimpulses, einen geringeren Einfluss auf das Strahleindringverhalten zu haben, so dass eine messbare Erhöhung der Strahlspitzengeschwindigkeit bei Erhöhung des Einspritzdruckes zu verzeichnen ist. Dies zeigt sich in Abbildung 5.8 rechts dadurch, dass sich der Nah-Kegelwinkel, bis auf die stärkere Schwankung, nicht signifikant verändert.

Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass bei der Düse D150 eine Einspritzdruckerhöhung von 200 MPa auf 260 MPa, lediglich durch das schnellere Überwinden der Trägheit der Düsennadel zu einer Erhöhung der Strahleindringtiefe führt; auf die Strahlgeschwindigkeit scheint die Einspritzdruckerhöhung keinen Einfluss zu haben. Früher und verstärkter Tropfenaufbruch sowie ein erhöhter Turbulenzgrad scheinen den zu erwartenden höhe-

ren Strahlimpuls weitestgehend zu kompensieren.

5.2.2 Einfluss des Einspritzdruckes auf die mikroskopischen Strahlgrößen

Unter atmosphärischen Bedingungen

Abbildung 5.10 links zeigt die gemittelten Tropfengeschwindigkeiten für Einspritzdrücke von 30 MPa bis zu den bei PDA-Messungen maximal möglichen 160 MPa. Trotz der etwas unterschiedlichen Randbedingungen (geringere Einspritzdrücke, atmosphärische Gasdichte) können die Ergebnisse aus den PDA-Messungen die der Schattenaufnahmen bestätigen. Die Kurvenverläufe zeigen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Einspritzdruck und maximaler Tropfengeschwindigkeit. Die höhere potentielle Energie steigert die kinetische Energie und dementsprechend die Geschwindigkeit der Einzeltropfen, was sich mit den Untersuchungen in der Literatur deckt (z.B. [PSGM08, DM07, LCHG03, OM98, HMK97]). Deutlich zu erkennen sind

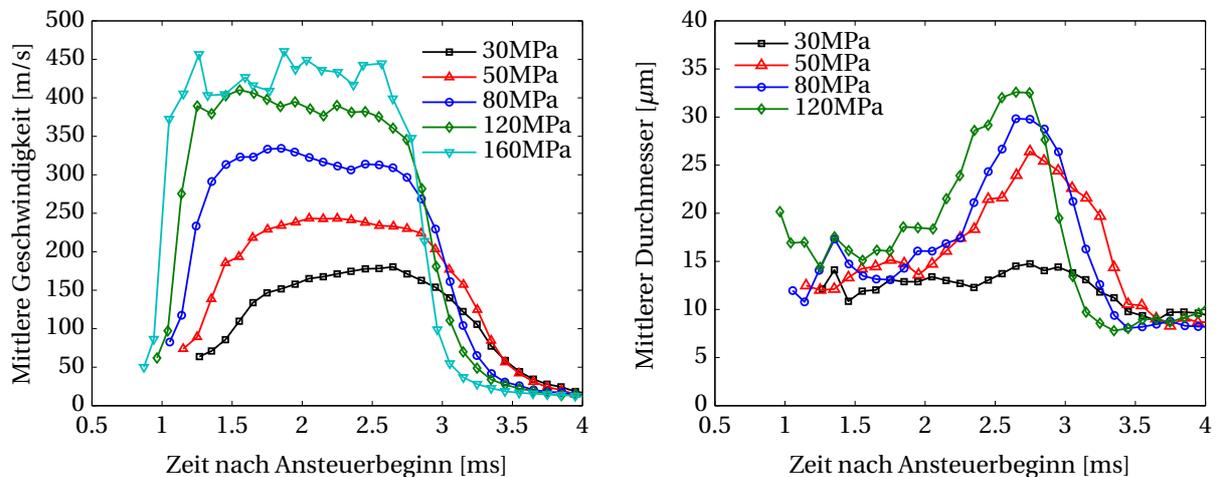


Abbildung 5.10: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten und Durchmesser bei verschiedenen Einspritzdrücken, einer Ansteuerdauer von 2,0 ms und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D200.

die ähnlichen Kurvenverläufe. Während der stationären Phase sind die mittleren Tropfengeschwindigkeiten relativ konstant und erreichen die jeweiligen Maximalwerte, da in dieser Phase die Drosseleffekte in der Düse am ge-

ringsten sind. Lediglich bei 30 MPa ist das Plateau nicht so ausgeprägt bzw. nicht vorhanden. Dies deutet darauf hin, dass die Düsennadel auch bei einer Ansteuerdauer von 2,0 ms bestenfalls nur kurz die maximale Position erreicht bzw. sich nur kurzzeitig eine Stationärphase einstellen kann.

Ferner zeigt sich, dass die Zeit zwischen den ersten gemessenen Tropfen und dem Beginn der quasi-stationären Phase mit steigendem Einspritzdruck abnimmt. Dies ist mit der Tatsache zu erklären, dass eine mit steigendem Kraftstoffdruck stärker auf die Düsennadel wirkende Druckkraft ein schnelleres Überwinden der Trägheit der Düsennadel bewirkt und somit die Einspritzverzögerung reduziert wird. Abbildung 5.11 verdeutlicht die Abhängigkeit der Einspritzverzögerung vom anliegenden Kraftstoffdruck, wobei allerdings ebenfalls erkennbar ist, dass diese zeitliche Differenz mit steigendem Einspritzdruck abnimmt.

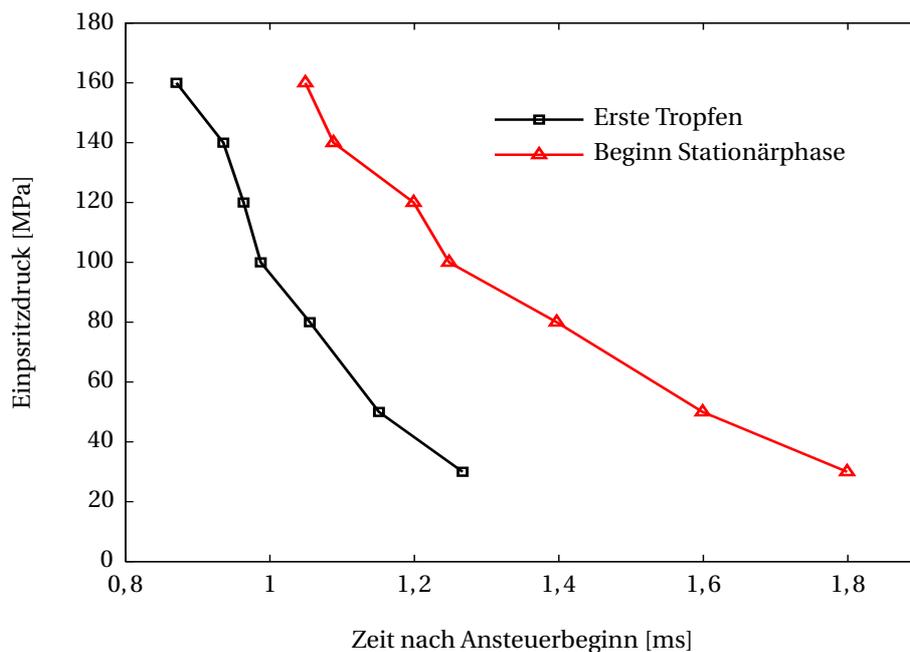


Abbildung 5.11: Erste gemessene Tropfen im Messvolumen und Beginn der stationären Phase bei verschiedenen Einspritzdrücken.

Die in Kapitel 5.1.2 diskutierte mit steigendem Einspritzdruck sinkende Validierungsrate verdeutlicht besonders der Verlauf bei 160 MPa. Hier lieferte die Tropfengrößenmessung keine zufriedenstellenden Ergebnisse, weshalb kein Verlauf des mittleren Durchmessers für 160 MPa dargestellt werden kann.

Die Verläufe der mittleren Tropfendurchmesser im rechten Diagramm von Abbildung 5.10 entsprechen womöglich nicht den Erwartungen. In Kapitel 5.1.2 ist der Anstieg der Tropfendurchmesser in der 2. Phase des Stationärbereichs bereits beschrieben. Hinzu kommt aber auch noch, dass nach Abbildung 5.10 die mittleren Durchmesser mit zunehmendem Einspritzdruck ansteigen, was zunächst verwunderlich ist, da man von einer stärkeren Zerstäubung bei höherem Einspritzdruck und demnach von kleineren Tropfen ausgehen sollte. Eine mögliche Erklärung wäre, dass das in den Strahl gesaugte Gas mit steigendem Raildruck stärker beschleunigt wird. Somit reduzieren sich die auf die Tropfen wirkenden aerodynamischen Kräfte, wodurch ein geringerer Tropfenzerfall resultiert.

Ein Zusammenhang zwischen Beginn des Nadelschließens, der in allen Fällen bei 2 ms nach Ansteuerbeginn eingeleitet wird, wurde überprüft, konnte jedoch nicht bestätigt werden. Hierbei muss auch betont werden, dass dieses Tropfenverhalten ausschließlich unter atmosphärischen Bedingungen bei gleichzeitig längeren Einspritzzeiten zu beobachten war.

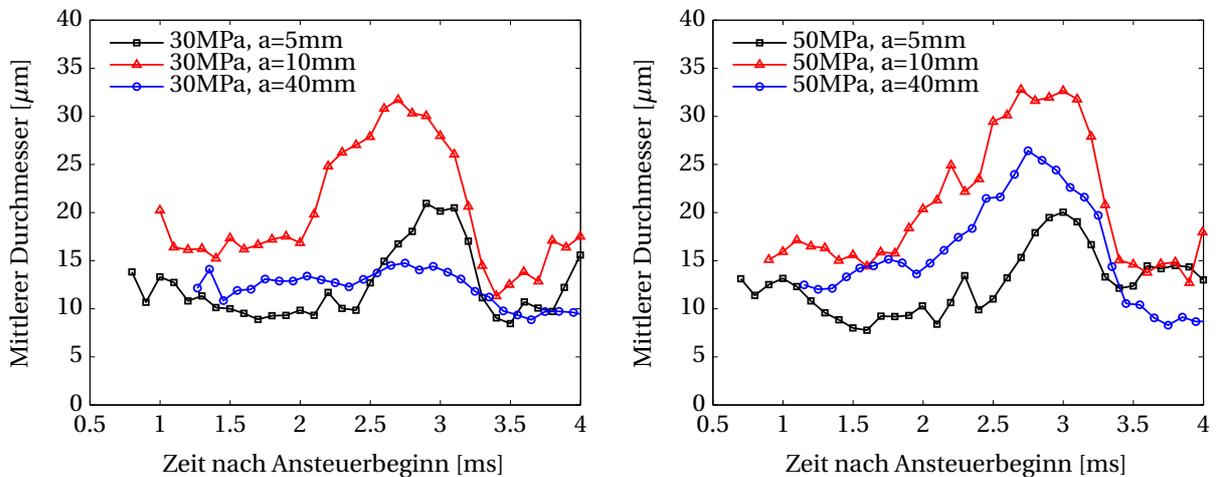


Abbildung 5.12: Mittlere Durchmesser an verschiedenen axialen Positionen nach dem Spritzloch bei einem Einspritzdruck von 30 MPa (links) und 50 MPa (rechts), einer Ansteuerdauer von 2,0 ms und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkte auf der Sprayachse; Düse D200.

Auch bei den Durchmessern weicht der Verlauf bei 30 MPa von den anderen Verläufen ab, da kein merkliches Ansteigen der mittleren Tropfendurchmesser während der stationären Phase zu verzeichnen ist. Um eine mögliche

Begründung für den abweichenden Verlauf bei 30 MPa zu liefern, sind Tropfengrößenmessungen bei geringeren Abständen zum Düsenlochaustritt hilfreich; dies war unter atmosphärischen Bedingungen bei Einspritzdrücken bis 50 MPa möglich. Die zugehörigen Ergebnisse bei 30 MPa und 50 MPa sind in Abbildung 5.12 gegenübergestellt. Hieraus ist zunächst erkennbar, dass auch bei 30 MPa Einspritzdruck der Tropfendurchmesser in der 2. Phase der Stationärphase stark ansteigt. An den ersten beiden Messpunkten (5 und 10 mm) ist ein stark ähnelndes Verhalten der Tropfengrößen zu verzeichnen. Erstens steigen die mittleren Tropfendurchmesser bei beiden Einspritzdrücken während der Stationärphase an. Zweitens ist ein deutliches Ansteigen der Tropfengrößen von 5 mm auf 10 mm Abstand über die gesamte Einspritzung erkennbar. Bei beiden Einspritzdrücken werden bei einem Abstand von 10 mm zum Düsenloch mittlere Tropfengrößen etwas mehr als $30\ \mu\text{m}$ gemessen. Hierfür könnte starke Tropfenkoaleszenz die Ursache sein. Die Unterschiede werden im Abstand von 40 mm zum Düsenlochaustritt augenscheinlich. Während bei 30 MPa die Tropfen beim Messpunkt 40 mm auf unter $15\ \mu\text{m}$ weiter zerfallen sind, ist im Fall von 50 MPa lediglich eine Reduktion auf etwa $25\ \mu\text{m}$ zu verzeichnen. Eine mögliche Begründung wäre, dass bei 30 MPa ausreichend Zeit für den Tropfenzerfallsprozess vorhanden ist, wohingegen bei 50 MPa dieser Prozess noch nicht abgeschlossen ist, wie dies Hung et al. [HMK97] aus ihren Beobachtungen ableiteten. Sie zeigten in ihrer Veröffentlichung auf, dass bei geringen axialen Abständen beim geringeren Einspritzdruck kleinere Tropfen gemessen wurden als beim höheren Einspritzdruck, sich diese Tendenz bei größeren Abständen jedoch umkehrte. Hung et al. begründen dieses Phänomen mit der unterschiedlichen Zeit, die für den Tropfenaufbruch jeweils zur Verfügung steht.

Die nachfolgende Betrachtung beschäftigt sich ebenfalls mit dem Einfluss einer Einspritzdruckerhöhung auf die Tropfengrößen, allerdings bei einer deutlich kürzeren Ansteuerdauer von 0,7 ms. In Abbildung 5.13 sind die Sauterdurchmesser d_{32} bei 80 MPa und 160 MPa, die an verschiedenen radialen Positionen im Spray gemessen wurden, gegenübergestellt. Zunächst ist zu erkennen, dass unabhängig vom Einspritzdruck kein signifikanter Anstieg des Tropfendurchmessers über die gesamte Einspritzung stattfindet. Mit zuneh-

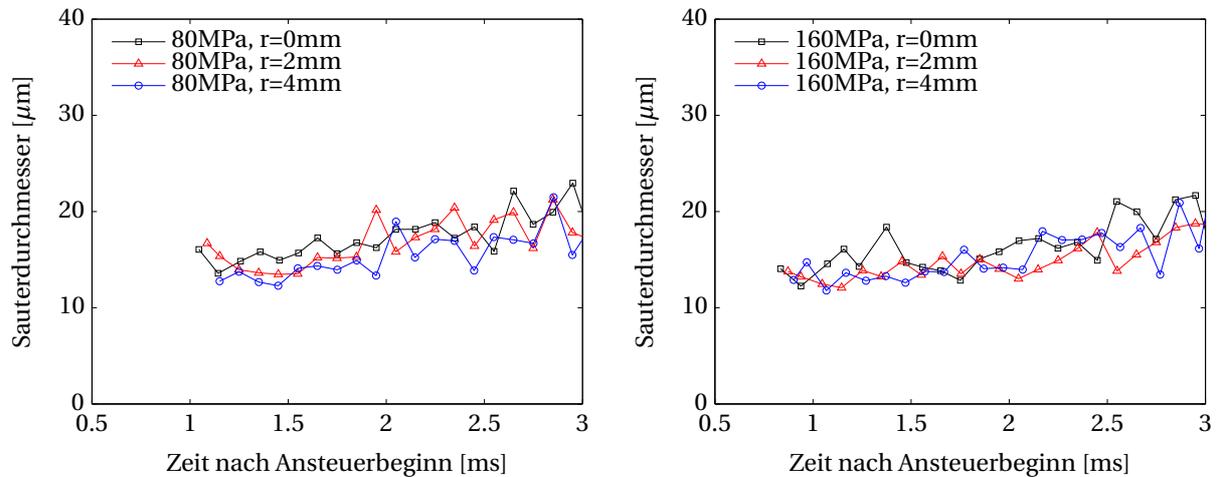


Abbildung 5.13: Sauterdurchmesser bei einem Einspritzdruck von 80 MPa (links) und 160 MPa (rechts), einer Ansteuerdauer von 0,7 ms und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D175.

Einspritzdruck [MPa]	80	160
Kraftstoffdichte [$\frac{kg}{m^3}$]	838	868
Oberflächenspannung [$\frac{N}{m}$]	2,05 E-02	
Kinematische Viskosität [$\frac{m^2}{s}$]	2,85 E-03	
Reynolds-Zahl [-]	2,68 E+04	3,73 E+04
Weber-Zahl [-]	1,31 E+06	2,53 E+06
Sauterdurchmesser aus Gleichung 2.14 [μm]	2,6	2,2
Sauterdurchmesser aus den PDA Messungen [μm]	14	13

Tabelle 5.2: Vergleich der gemessenen und nach Gleichung 2.14 gerechneten Sauterdurchmesser bei zwei Einspritzdrücken und unter atmosphärischen Bedingungen.

mendem Abstand zur Strahlachse lässt sich bei beiden Einspritzdrücken eine leichte Tendenz zu abnehmenden Tropfendurchmessern erkennen. Ebenfalls sind bei 160 MPa Einspritzdruck lediglich geringfügig geringere Sauterdurchmesser zu verzeichnen. Diese Tendenz korreliert gut mit den Ergebnissen von Schneider [Sch03], der bei einer Erhöhung des Kraftstoffdruckes von 90 auf 130 MPa keine signifikante Tropfendurchmesserreduktion feststellen konnte. Einen Vergleich der gemessenen Sauterdurchmesser (jeweils gemittelt über

die radialen Positionen) mit den berechneten Werten nach Gleichung 2.14 zeigt Tabelle 5.2. Die Kraftstoffdichte wurde mit den Gleichungen 5.3 und 5.4 berechnet. Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die gemessenen Sauterdurchmesser deutlich größer sind als nach Gleichung 2.14 berechnet. Die Ursachen hierfür sind nicht ohne Weiteres zu benennen. Unterschiedlich eingesetzte Messtechniken sowie die Tatsache, dass Hiroyasu und Arai eine Einlochdüse verwendeten, könnten mögliche Gründe sein.

Bei erhöhter Gasdichte

Den Einfluss des Kraftstoffdruckes auf die mikroskopischen Strahlgrößen bei erhöhter Gasdichte und in nicht-verdampfender Atmosphäre zeigt Abbildung 5.14. Dargestellt ist der Verlauf der Tropfengeschwindigkeiten und der mittleren Tropfendurchmesser bei verschiedenen radialen Abständen zur Strahlachse für die Einspritzdrücke 80 MPa und 160 MPa. Messungen in der Spraymitte bei 160 MPa können aufgrund der zu geringen Datenrate nicht gezeigt werden.

Wie zu erwarten, sind auch bei erhöhter Gasdichte deutlich höhere Tropfengeschwindigkeiten bei 160 MPa zu verzeichnen. Bei den Durchmessern hingegen ist eine differenzierte Betrachtung erforderlich. Im Abstand von 1 mm und 2 mm zur Strahlachse wurden größere Tropfendurchmesser bei 160 MPa gemessen. Dagegen sind bei einem radialen Abstand von 4 mm bei 160 MPa tendenziell kleinere Tropfen zu verzeichnen. Daraus lässt sich Folgendes ableiten: In der Nähe der Strahlachse (hier: bei 1 mm und 2 mm) scheinen Kollisions- und Koaleszenzeffekte zu dominieren, was zu größeren Tropfen mit zunehmendem Einspritzdruck führt. Mit zunehmendem radialem Abstand zur Sprayachse gewinnt die aerodynamische Wechselwirkung mit der umgebenden Gasladung mehr und mehr an Einfluss. Bei einem radialen Abstand von 6 mm wurden nur bei 160 MPa Tropfen in ausreichender Anzahl gemessen, was auf ein breiteres Spray bzw. größeres Volumen des Spraykegels hindeutet. Die Tatsache, dass bei 6 mm die Tropfendurchmesser in der selben Größenordnung wie bei 4 mm liegen, spricht dafür, dass bei 160 MPa ein deutlich größerer Bereich intensiver Gemischbildung vorliegt als bei 80 MPa.

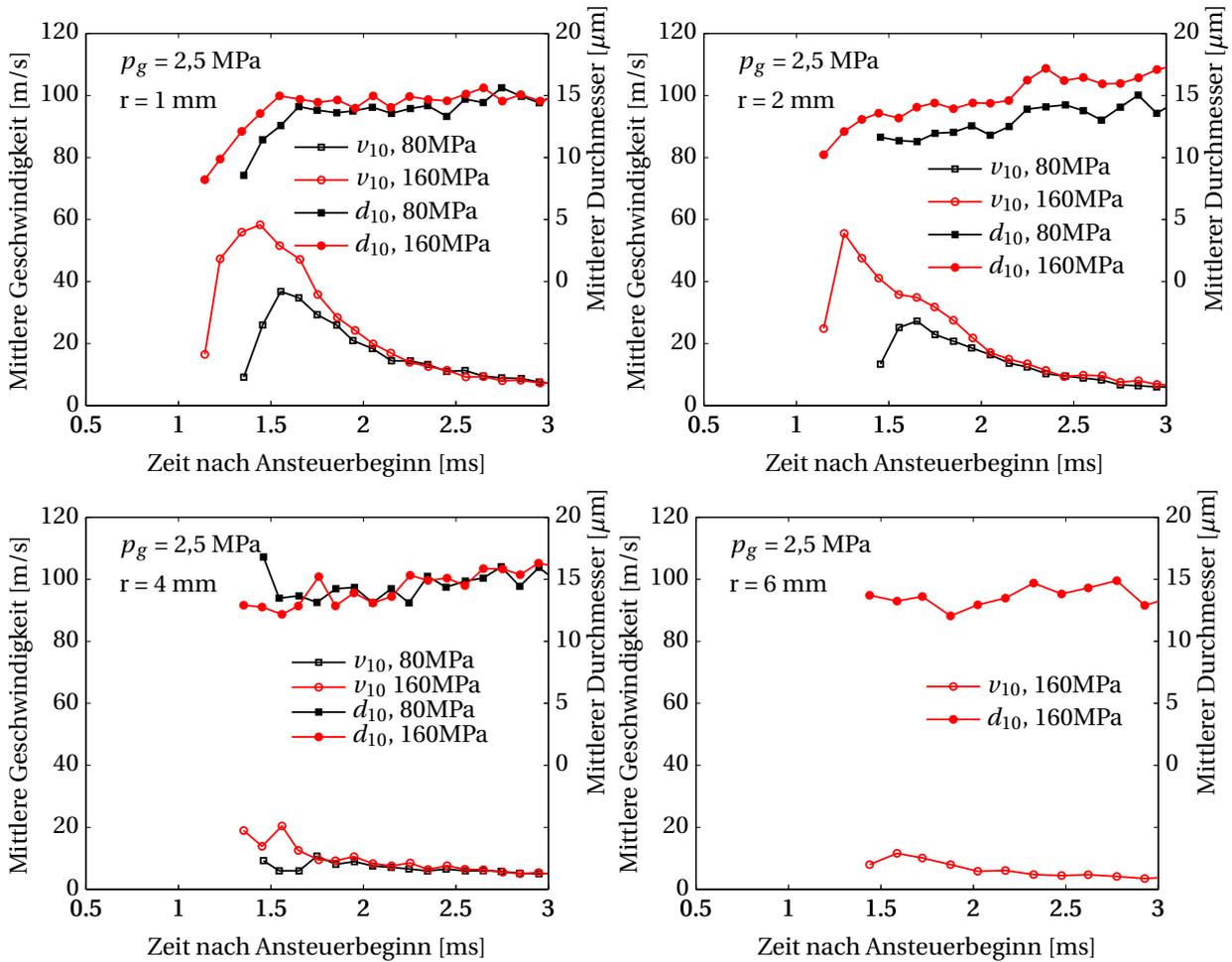


Abbildung 5.14: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten und Durchmesser bei zwei verschiedenen Einspritzdrücken, einer Ansteuerdauer von 0,7 ms und einem Gasgegen- druck von 2,5 MPa; Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm nach dem Spritz- loch; Düse D175.

5.2.3 Einfluss des Einspritzdruckes auf die Düseninnenströmung

Die Ergebnisse der Simulation der Düseninnenströmung bei voll geöffneter Düsen- nadel, repräsentiert durch die Kavitation (Gasphase des Dodekan) und die turbulente kinetische Energie, bei verschiedenen Einspritzdrücken sind in den folgenden zwei Abbildungen dargestellt. Anhand der Bilder in Abbil- dung 5.15 ist zu erkennen, dass die Kavitation mit steigendem Einspritzdruck nur geringfügig ansteigt. Dieses Ergebnis deckt sich mit dem von Som et al. [SAEHL10], die in ihrer Arbeit u.a. feststellten, dass die Kavitation nur bis zu

einem Einspritzdruck von 50 MPa deutlich ansteigt, während eine weitere Erhöhung auf ca. 137 MPa keine merkliche Änderung hervorruft. Dagegen ist ein merklicher Anstieg der turbulenten kinetischen Energie mit steigendem Raildruck zu verzeichnen (Abbildung 5.16), wodurch von einem Anstieg des Turbulenzgrades bei einer Erhöhung des Kraftstoffdruckes ausgegangen werden kann. Es ist ebenfalls deutlich zu erkennen, dass mit steigendem Einspritzdruck die Turbulenz einen immer größer werdenden Bereich im Düsenloch einnimmt.

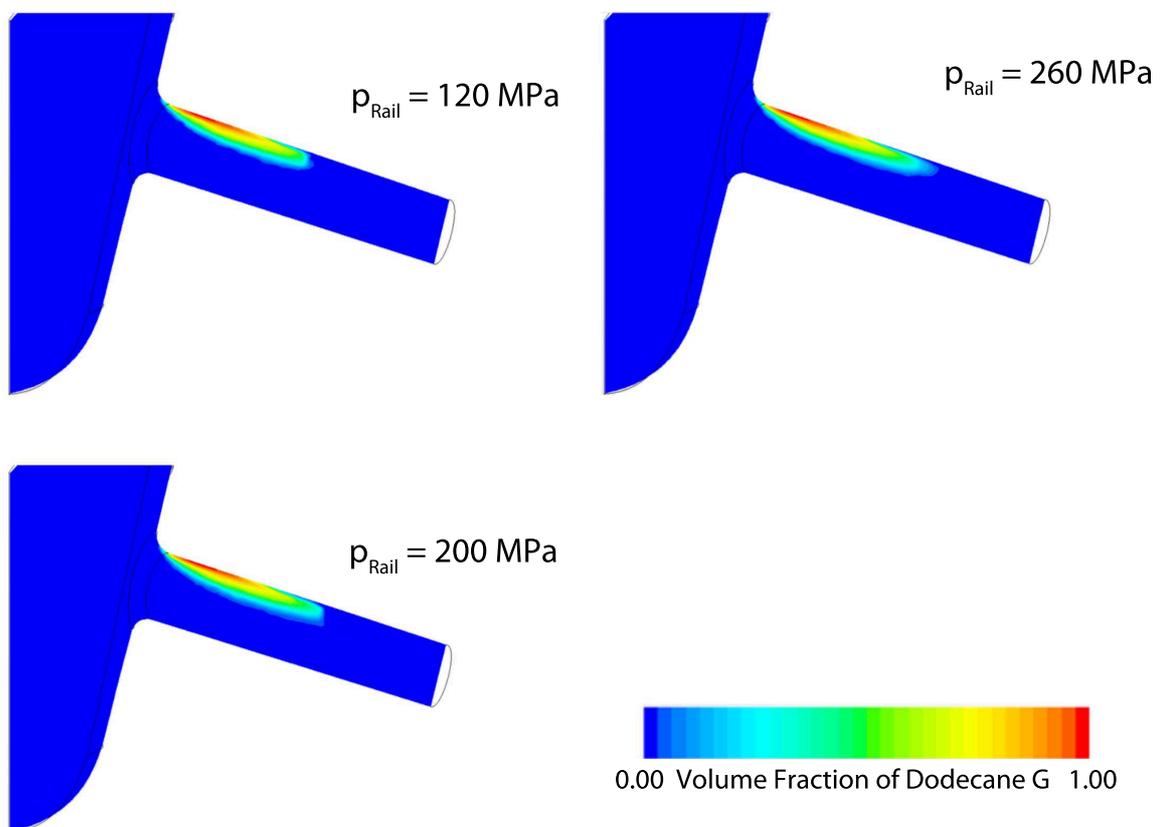


Abbildung 5.15: Kavitation bei verschiedenen Einspritzdrücken; Düse D175.

Die Ergebnisse der Simulation können zum Verständnis für die Beobachtungen außerhalb der Düse folgendermaßen beitragen: Die vergleichsweise geringe Änderung des Kavitationsverhaltens in der Düse bei einer Druckerhöhung von 200 MPa auf 260 MPa könnte eine Erklärung sein, warum bei den

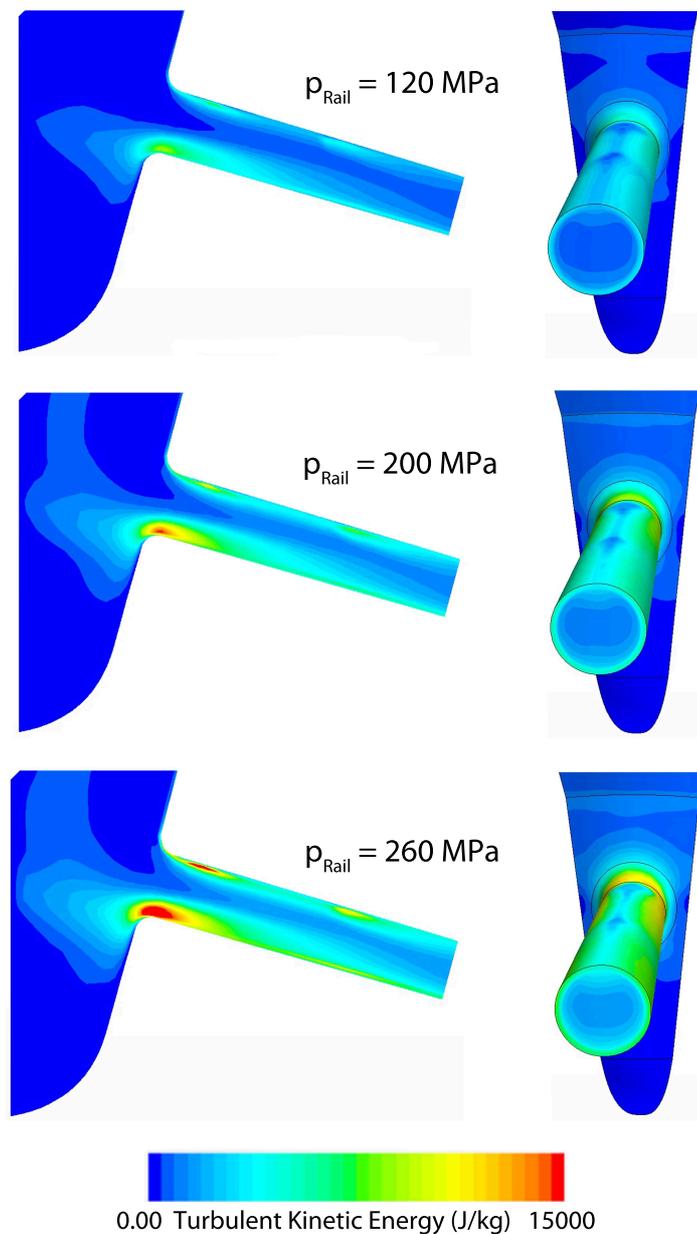


Abbildung 5.16: Turbulente kinetische Energie bei verschiedenen Einspritzdrücken; Düse D175.

entsprechenden Messungen keine Erhöhung des Strahlaufbruchs mit steigendem Einspritzdruck beobachtet wurde. Wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist dadurch auch die geringe Abhängigkeit des Nah-Kegelwinkels vom Raildruck zu erklären. Die erhöhte Turbulenz bei 260 MPa aus der Simulation äußert sich jedoch in den deutlich stärker schwankenden Werten der Flüssigeindringtiefe

und des Nah-Kegelwinkels in Abbildung 5.8.

5.3 Einfluss des Spritzlochdurchmessers

5.3.1 Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die makroskopischen Strahlgrößen

Abbildung 5.17 stellt Schattenaufnahmen, exemplarisch bei einem Einspritzdruck von 200 MPa, für die drei untersuchten Mehrlochdüsen gegenüber. Die Einspritzsequenzen zeigen, dass sich bei Düse D200 die geringste Verdampfungsrates einstellt, was unter den gegebenen Randbedingungen ($T_g = 570...600$ K, $p_g = 8$ MPa) dazu führt, dass lediglich bei der Düse D200 die flüssigen Kraftstoffstrahlen die Zylinderwand erreichen. Dem gegenüber stellt sich bei den Düsen D175 und D150 ab etwa 0,78 ms nach Beginn der Einspritzung eine sichtbare Verdampfung ein, wodurch lediglich der verdampfte Anteil der Strahlen die Brennraumwand erreicht.

Allerdings unterscheidet sich die Düse D200 gegenüber den beiden anderen neben dem Durchmesser auch im Einlaufradius und in der Konizität (siehe Tabelle 3.2) und ist daher nur bedingt vergleichbar. In den folgenden Betrachtungen werden daher nur die Düsen D175 und D150 gegenübergestellt.

Die Abbildungen 5.18 und 5.19 stellen die Verläufe der flüssigen und gasförmigen Strahleindringtiefe bei D175 und D150 bei den Einspritzdrücken 200 MPa bzw. 260 MPa gegenüber. Sowohl bei 200 MPa als auch bei 260 MPa sind die ersten Messpunkte für beide Düsen nahezu identisch, was nachvollziehbar ist, da in der frühen Phase der Einspritzung das Strahleindringverhalten sehr stark von den Drosseleffekten im Nadelsitzbereich abhängt und damit der Lochdurchmesser (Einlaufradius und Konizität unterscheiden sich bei beiden Düsen nur geringfügig) einen vernachlässigbaren Einfluss haben sollte. Im weiteren Verlauf kann das Ausbreitungsverhalten der Strahlen in zwei Phasen unterteilt werden.

In der ersten Phase der Einspritzung, bis ca. 0,4 ms bei 260 MPa bzw. ca. 0,6 ms bei 200 MPa nach Spritzbeginn, zeigen sich zwischen den Düsen keine signifikanten Unterschiede hinsichtlich Strahleindringtiefe bzw. Strahlspit-

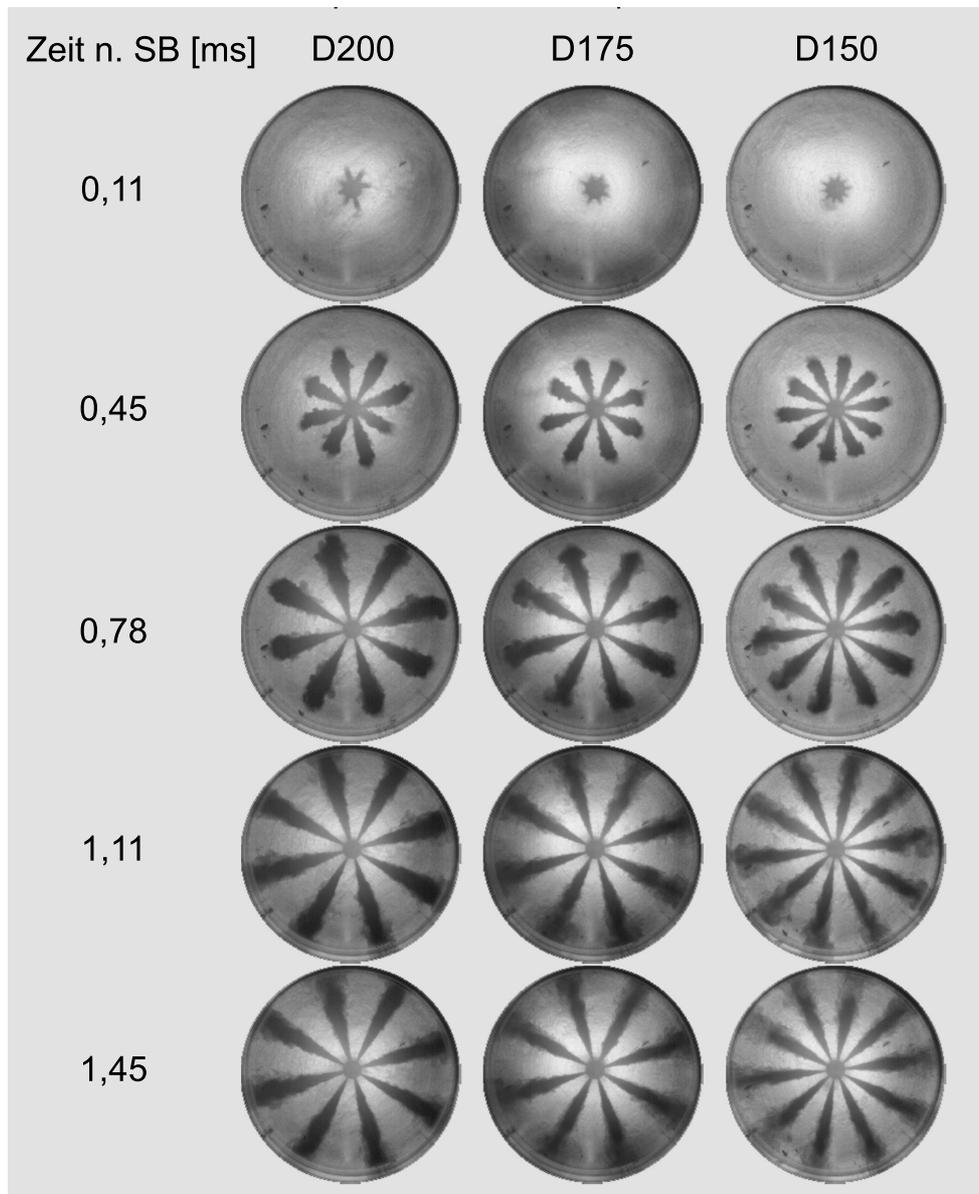


Abbildung 5.17: Vergleich der Schattenaufnahmen der untersuchten Düsen bei einem Einspritzdruck von 200 MPa und einer Gasdichte von ca. $50 \frac{kg}{m^3}$.

zengeschwindigkeit. Eine mögliche Erklärung kann folgende Betrachtung liefern, wenn zwischen zwei gegenläufigen Effekten differenziert wird: Einerseits zeigen frühere Untersuchungen, wie die von Harndorf et al. [HBDK02], dass verbesserte Strömungsbedingungen im Einspritzloch vorliegen, wenn das Längen/Durchmesser (l/d) Verhältnis erhöht wird. Unter diesem Gesichtspunkt ist bei D150 das größere l/d -Verhältnis förderlich für eine höhere

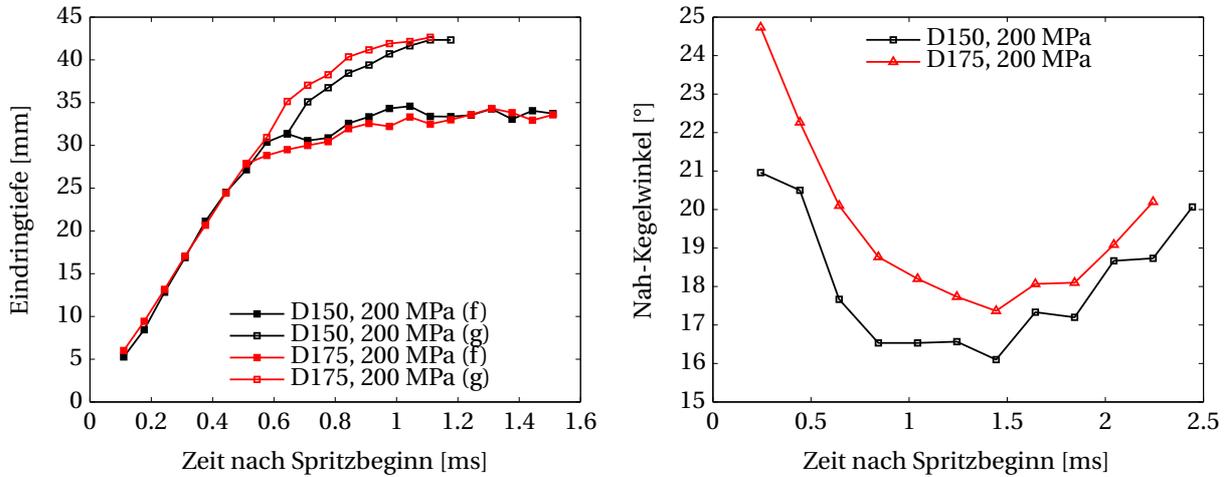


Abbildung 5.18: Strahleindringtiefe und Strahlspitzengeschwindigkeit (links) und Nah-Kegelwinkel (rechts) bei zwei verschiedenen Spritzlochdurchmessern und einem Einspritzdruck von 200 MPa.

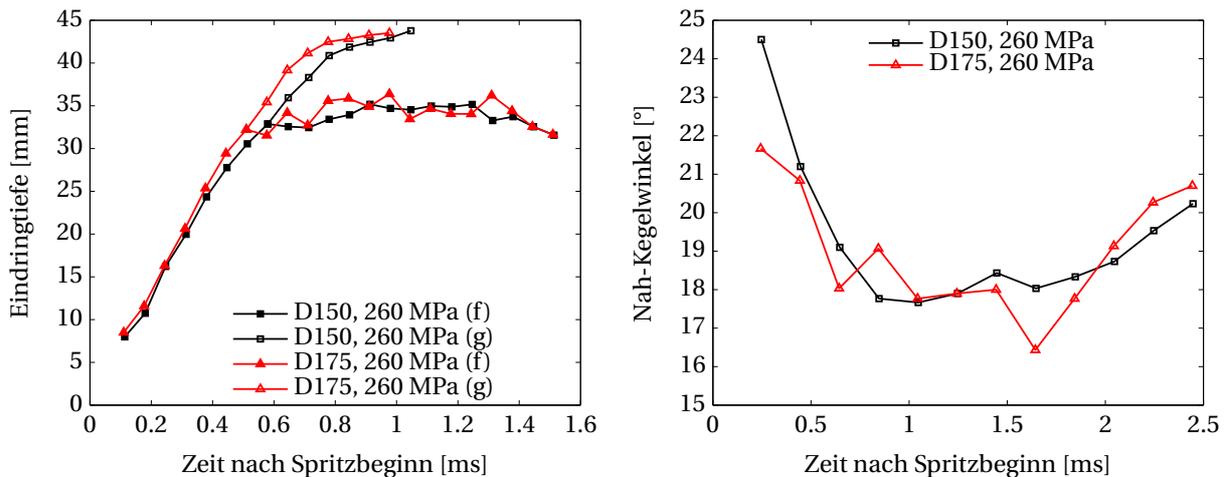


Abbildung 5.19: Strahleindringtiefe und Strahlspitzengeschwindigkeit (links) und Nah-Kegelwinkel (rechts) bei zwei verschiedenen Spritzlochdurchmessern und einem Einspritzdruck von 260 MPa.

Strahleindringtiefe bzw. Strahlgeschwindigkeit. Auch die Beobachtungen von Qin et al. [QDL⁺99] und Winter et al. [WDK⁺04] lassen auf eine bessere Führung des Kraftstoffes und damit auf eine gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung im Spritzloch bei kleinerem Durchmesser schließen. Die Ergebnisse aus den CFD-Simulationen im Rahmen dieser Arbeit scheinen dies zu bestätigen, wie im Unterkapitel 5.3.3 beschrieben ist. Andererseits

führt ein größerer Düsenlochdurchmesser auch zu einer höheren Einspritzrate und damit zu einem höheren Strahlimpuls [Ble04, WDK⁺04, Oss05]. Die stabilere Strömungsführung bei D150 könnte somit die Wirkung des geringeren Strahlimpulses kompensieren, was sich in einem nahezu identischen Verlauf der Eindringtiefe in der ersten Phase der Einspritzung bemerkbar macht.

In Phase 2, ab etwa 0,4 ms bei 260 MPa bzw. ca. 0,6 ms bei 200 MPa nach Beginn der Einspritzung, ist das erwartete Verhalten des Sprays zu beobachten. Die höhere Einspritzrate führt zu einer höheren Strahleindringtiefe und Strahlgeschwindigkeit bei der Düse D175. Es scheint sich generell also auch bei sehr hohen Einspritzdrücken ein größerer Düsenlochdurchmesser in einem Anstieg der Strahleindringtiefe bemerkbar zu machen. Wie man in den Abbildungen sieht, ist dies wohl stark von der Position der Düsennadel abhängig, was bedeutet, dass die Nadel ausreichend weit geöffnet sein muss, damit die Auswirkungen des höheren Strahlimpulses bei D175 messtechnisch erfasst werden kann. Die Tatsache, dass bei 200 MPa ab etwa 30 mm Abstand zum Düsenloch und bei 260 MPa schon ab etwa 25 mm Abstand eine höhere Strahleindringtiefe zu sehen ist, deutet auf ein schnelleres Öffnen der Nadel bei 260 MPa hin.

Das rechte Bild in Abbildung 5.18 zeigt die entsprechenden Nah-Kegelwinkel bei 200 MPa Einspritzdruck. Wie zu sehen, ist ein geringerer Nah-Kegelwinkel bei D150 zu verzeichnen, was für eine bessere Strömungsführung im Spritzloch und daher für einen geringeren düsennahen Strahlaufbruch spricht. Harndorf et al. [HBDK02] stellten bei kleineren Düsenlochdurchmessern eine Reduzierung des Grades der düsennahen Strahlzerstäubung fest. Diese Tatsache könnte als Erklärung für die in den vorliegenden Ergebnissen beobachteten höheren Nah-Kegelwinkel bei D175 dienen. Im Gegensatz zu den Messungen bei 200 MPa ist bei 260 MPa in Abbildung 5.19 rechts kein höherer Nah-Kegelwinkel auszumachen.

Die zeitliche Entwicklung der Fern-Kegelwinkel der Flüssig- bzw. Gasphase für die zu vergleichenden Düsen sind in Abbildung 5.20 beispielhaft für 260 MPa dargestellt. Deutlich erkennbar ist, dass der Fern-Kegelwinkel für beide Phasen bei Düse D175 größer ist. Der Anstieg des Kegelwinkels bei

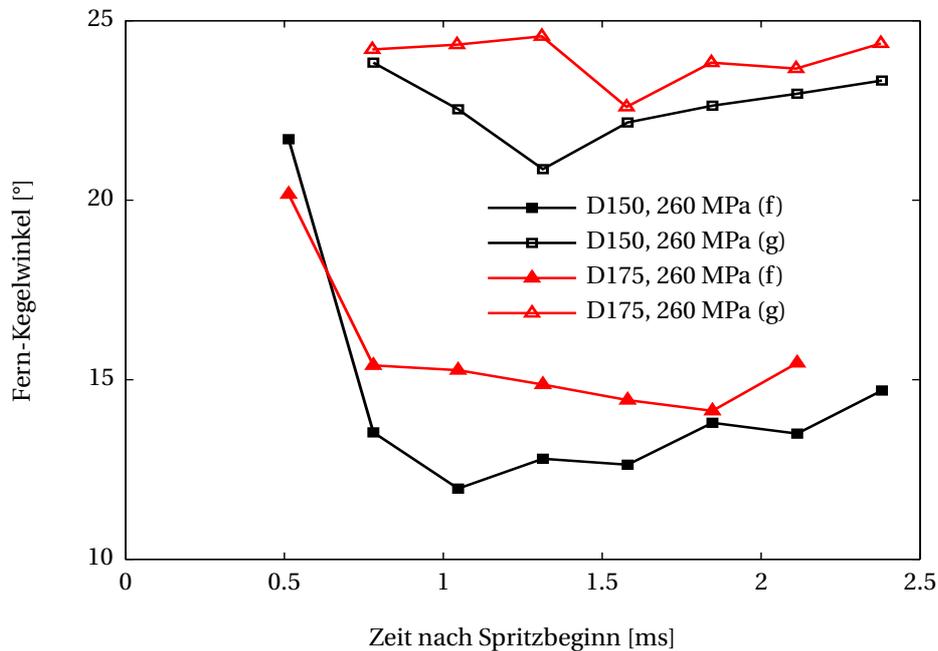


Abbildung 5.20: Fern-Kegelwinkel des flüssigen Anteils und des Gemischanteils bei zwei verschiedenen Spritzlochdurchmessern und einem Einspritzdruck von 260 MPa.

Erhöhung des Spritzlochdurchmessers wurde in früheren Untersuchungen häufig beobachtet [HA90, DYSF97, Sie98]. Bei Begutachtung der einzelnen Kegelwinkelverläufe für beide Phasen bei der jeweiligen Düse lässt sich ableiten, dass bei Düse D150 der gasförmige Anteil einen prozentual größeren Anteil am Gesamtvolumen des Strahls einnimmt, als dies bei dem größeren Düsenlochdurchmesser der Fall ist. Diese Beobachtung kann folgendermaßen begründet werden: Aus der Literatur ist bekannt, dass ein höheres l/d -Verhältnis eine bessere Führung des Kraftstoffes in der Düse zur Folge hat [ILYK94, WDK⁺04]. Die, wie oben erwähnt, dadurch vermutete, gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung im Spritzloch und damit höhere Strömungsgeschwindigkeit über den gesamten Querschnitt am Lochaustritt führt vor allem am Strahlrand zu einer stärkeren Interaktion der Tropfen mit dem umgebenden Gas. Demnach ist der prozentuale Volumenanteil am Gesamtstrahl, in dem Verdampfung und Gemischbildung stattfindet, bei D150 deutlich höher, wodurch von einer besseren und schnelleren Gemischaufbereitung der Einspritzstrahlen auszugehen ist. Trotz der eingeschränkten

Abgrenzungsmöglichkeit der Flüssig- von der Gasphase, die die Schattenaufnahmen zulassen, sind die getroffenen Aussagen doch relativ eindeutig und haben sich bei geringeren Einspritzdrücken in ähnlicher Form gezeigt.

5.3.2 Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die mikroskopischen Strahlgrößen

In Abbildung 5.21 ist der Verlauf der gemittelten Tropfengeschwindigkeiten an verschiedenen radialen Positionen zur Strahlachse unter atmosphärischen Bedingungen für die Düsen D175 und D150 dargestellt. Wie zu sehen, betragen die maximalen mittleren Geschwindigkeiten über 300 m/s.

Schon ab einem radialen Abstand von 0,5 mm lassen sich deutliche Unterschiede zwischen den Düsen im Verhalten der Tropfengeschwindigkeiten feststellen. Die Verläufe bei D175 zeigen eine kontinuierliche Abnahme der mittleren Geschwindigkeiten mit zunehmendem Abstand von der Sprayachse. Dies ist durch die Tatsache begründet, dass mit größer werdendem Abstand zur Strahlachse die Interaktion der Tropfen mit der umgebenden Luft zunimmt, was eine Absenkung der Tropfengeschwindigkeiten nach sich zieht. Andererseits bildet sich jeweils das charakteristische Plateau aus, das die maximalen Tropfengeschwindigkeiten während der quasi-stationären Phase beschreibt.

Im Gegensatz dazu stellt sich der Sachverhalt bei Düse D150 gänzlich anders dar. Die ersten drei, vier Mittelwerte kennzeichnen den Verlauf während der Nadelöffnungsphase. Diese Messpunkte deuten bei $r = 0,5$ mm zunächst einen ähnlichen Verlauf wie auf der Strahlachse an. Dabei ist eindeutig erkennbar, dass die mittleren Tropfengeschwindigkeiten mit bis zu 270 m/s in dieser Phase deutlich höher sind als bei D175 mit unter 200 m/s. Daraus lässt sich eine bessere spritzlochinterne Führung des Kraftstoffes bei D150 ableiten, was mit dem größeren l/d -Verhältnis begründet werden kann und sich mit den Erfahrungen zahlreicher Autoren deckt [QDL⁺99, WDK⁺04, HBDK02]. Bereits vor Beginn der quasi-stationären Phase fallen die Geschwindigkeiten der Tropfen bei etwa $t = 1,5$ ms drastisch auf unter 200 m/s ab. Im selben Zeitraum treten bei D175 die erwarteten maximalen Geschwindigkeiten auf. Vor Beginn des Nadelschließens steigen die Geschwindigkeiten wieder auf das Niveau wäh-

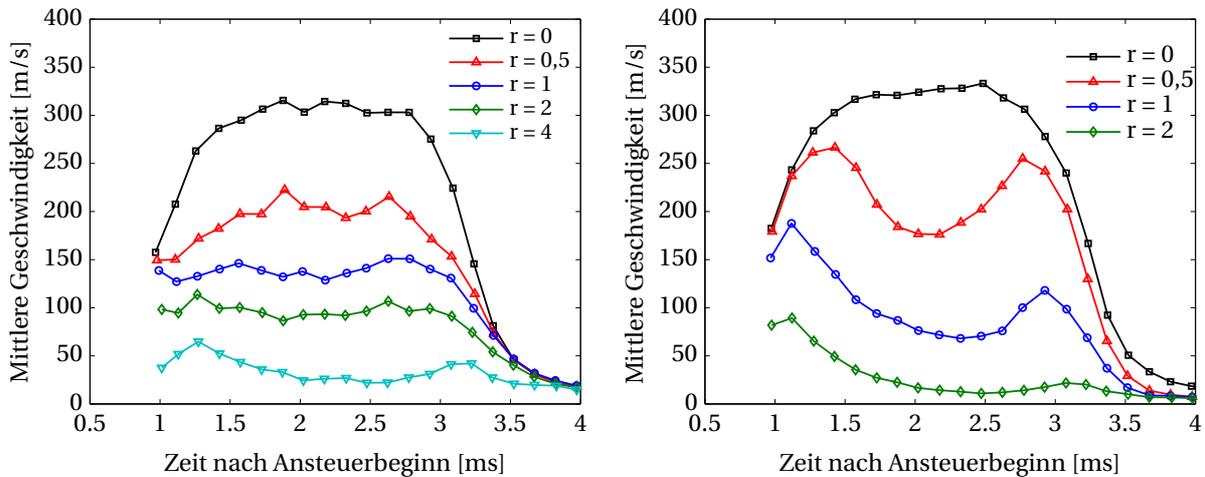


Abbildung 5.21: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten bei den Düsen D175 (links) und D150 (rechts) bei einem Einspritzdruck von 80 MPa und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkte an verschiedenen radialen Positionen 40 mm nach dem Spritzloch.

rend der Öffnungsphase an. Entsprechendes Verhalten zeigt sich ebenfalls bei $r = 1$ mm und etwas weniger ausgeprägt bei $r = 2$ mm. Es stellt sich kein charakteristisches Plateau ein, wie dies bei den Messungen auf der Strahlachse bzw. bei D175 bei allen radialen Positionen der Fall ist.

Wie die Verläufe auf der Sprayachse bei beiden Düsen zeigen, führt die oben erwähnte, bessere spritzlochinterne Führung des Kraftstoffes bei D150 nicht zu einer Erhöhung der maximalen mittleren Tropfengeschwindigkeiten. Ebenso sind bei beiden Düsen ähnliche Verläufe der mittleren Tropfendurchmesser zu verzeichnen, wie in Abbildung 5.22 zu sehen. Eine bessere Strömungsführung bei D150 lassen vielmehr die höheren, mittleren Geschwindigkeiten zu Beginn der Messung bei $r = 0,5$ mm und bei $r = 1$ mm vermuten. Zudem sind die mittleren Tropfendurchmesser bei D150 bei $r = 1$ mm und $r = 2$ mm deutlich geringer als bei D175, was auf eine stärkere Interaktion mit der umgebenden Luft aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit am Düsenlochaustritt hindeutet.

Somit zeigen die PDA-Ergebnisse, dass mit kleinerem Spritzlochdurchmesser ein erhöhter Lufteintrag in den Kraftstoffstrahl stattfindet, was in der Spray-Peripherie zu einem verstärkten Tropfenaufbruch und damit zu einer besseren Gemischbildung führt [MGNN07]. Damit sind die Ergebnisse aus den

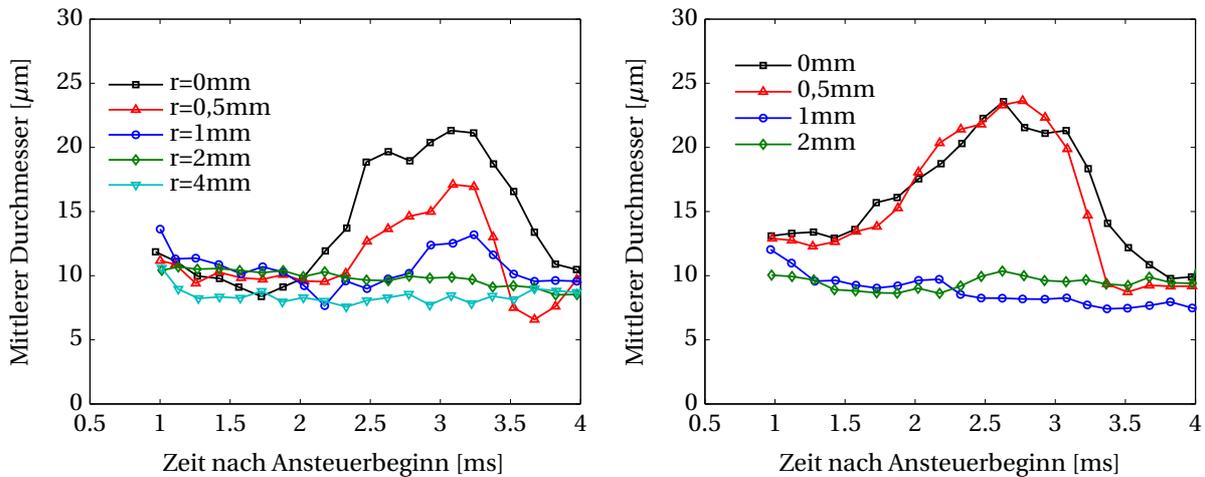


Abbildung 5.22: Mittlerer Tropfendurchmesser bei den Düsen D175 (links) und D150 (rechts) bei einem Einspritzdruck von 80 MPa und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkte an verschiedenen radialen Positionen 40 mm nach dem Spritzloch.

Schattenmessungen, die bei D150 einen prozentual größeren Volumenanteil am Gesamtstrahl vorhersagen, in dem Gemischbildung stattfindet, eindeutig bestätigt.

Dass in einem größeren Bereich die Interaktion mit der Luft bei D150 größer ist, zeigt sich in Abbildung 5.21 auch anhand des deutlich höheren Geschwindigkeitsgradienten über den Strahlradius bzw. auch anhand des extremen Absinkens der Tropfengrößen von $r = 0,5$ mm nach $r = 1$ mm. Die Tatsache, dass bei D150 bei einem radialen Abstand von 4 mm kaum bzw. keine Tropfen gemessen wurden, deutet auf ein gegenüber D175 schmaleres Spray hin und bestätigt damit die Analyseergebnisse der Fern-Kegelwinkel.

Abbildung 5.23 zeigt den Verlauf der Tropfengeschwindigkeiten bei beiden Düsen auf der Strahlachse und in einem radialen Abstand von 1 mm. Deutlich zu erkennen ist, dass bei beiden Düsen bei $r = 1$ mm Abstand zur Sprayachse Tropfengeschwindigkeiten von unter 50 m/s bis über 250 m/s auftreten. Nach Ofner [Ofn01] deutet diese große Schwankungsbreite auf eine starke Wechselwirkung zwischen den Kraftstofftropfen und dem umgebenden Gas hin. Demgegenüber schwanken die Geschwindigkeitswerte auf der Strahlachse größtenteils in einem Bereich zwischen etwa 280 m/s und 350 m/s. Dass bei D150 die Kraftstofftropfen stärker mit der Gasphase interagieren als bei D175, ist be-

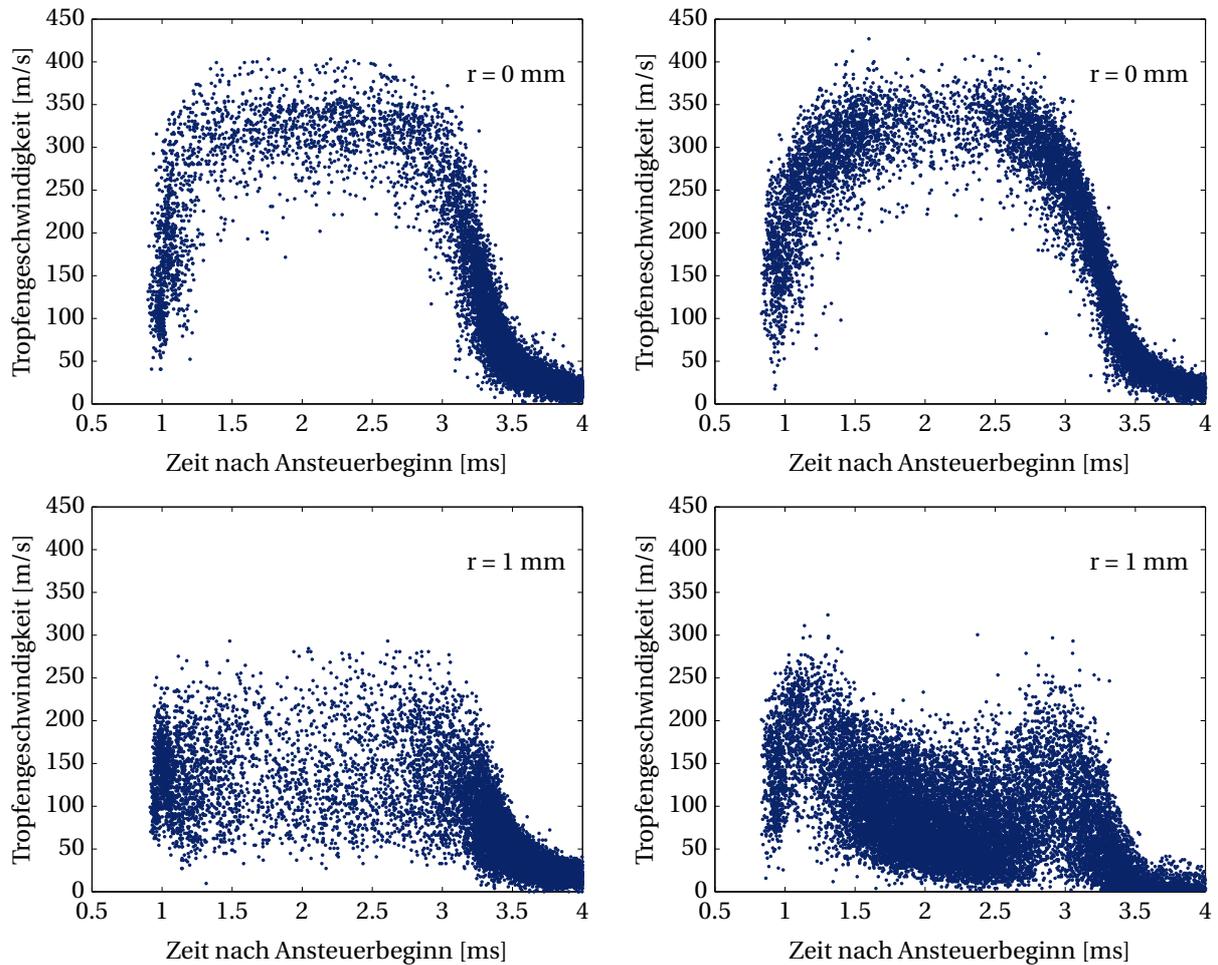


Abbildung 5.23: Tropfengeschwindigkeiten bei den Düsen D175 (links) und D150 (rechts) bei einem Einspritzdruck von 80 MPa, einer Ansteuerdauer von 2,0 ms und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkt 40 mm nach dem Spritzloch.

sonders aus dem Verlauf der Tropfengeschwindigkeiten bei $r = 1$ mm erkennbar, da zum einen eine größere Schwankung der Tropfengeschwindigkeiten vorliegt und zum anderen die Tropfenkonzentration deutlich höher ist.

5.3.3 Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die Düseninnenströmung

Abbildung 5.24 vergleicht das Kavitationsverhalten bzw. den Volumenanteil des dampfförmigen Ersatzkraftstoffes im Einspritzloch für die Düsen D150 und D175 während der Stationärphase bei voll geöffneter Düsennadel. Die

stärkste Strömungsumlenkung befindet sich, wie erwartet, bei beiden Düsen an der Oberkante des Spritzlochs, wodurch sich bei beiden Düsen ein Kavitationsgebiet entwickelt. Allerdings ist deutlich zu sehen, dass die Kavitationsneigung bei D150 deutlich reduzierter ist, da die Ausbreitung des Kavitationsgebietes sowohl in axialer als auch in radialer Richtung deutlich geringer ist, was für eine sanftere Strömungsumlenkung spricht.

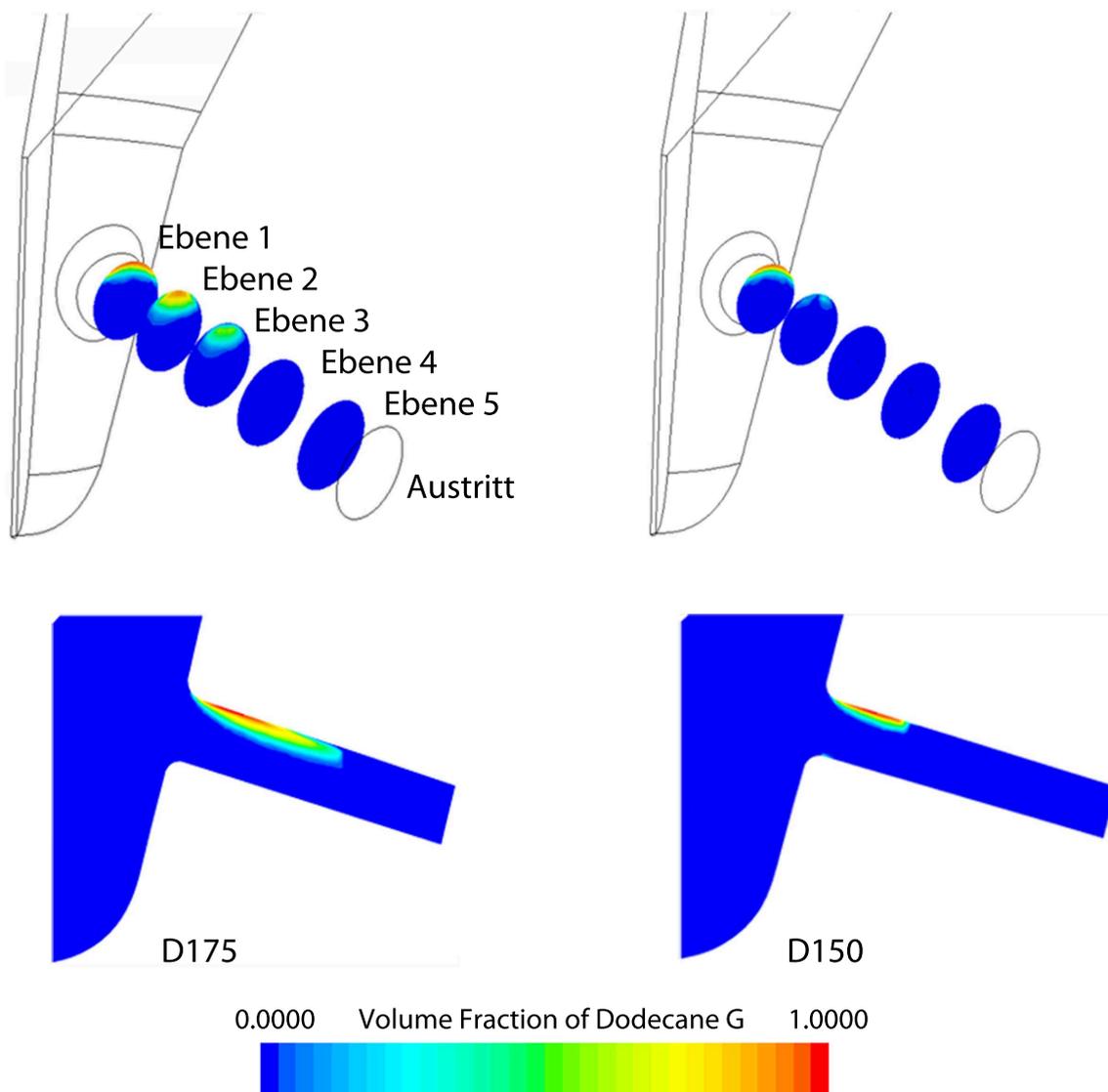


Abbildung 5.24: Vergleich der Dampfphase des Dodekans (Kavitation) bei D175 (links) und D150 (rechts) bei voll geöffneter Nadel bei einem Einspritzdruck von 200 MPa.

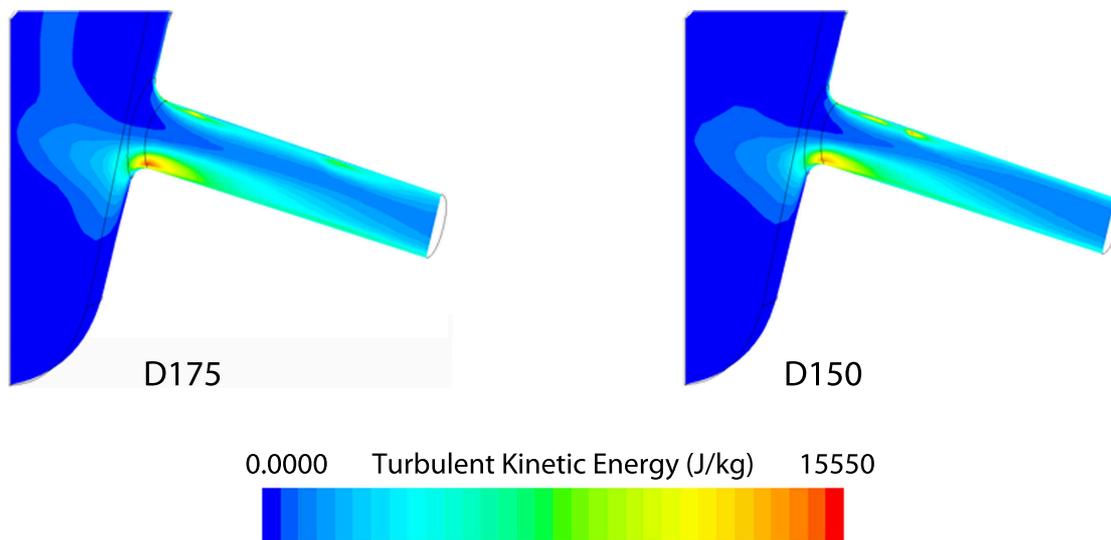


Abbildung 5.25: Vergleich der turbulenten kinetischen Energie bei D175 (links) und D150 (rechts) bei voll geöffneter Nadel bei einem Einspritzdruck von 200 MPa.

Als wichtiges Ergebnis der numerischen Untersuchungen hat sich herausgestellt, dass die induzierte Turbulenz nicht als mögliche Erklärung für das unterschiedliche Strahlverhalten bei beiden Düsen herangezogen werden kann. Wie in Abbildung 5.25 zu sehen, ist die turbulente kinetische Energie bei beiden Düsen vergleichbar, was bedeutet, dass sich nach den vorliegenden numerischen Untersuchungen die Turbulenz bei Kraftstoffdrücken größer als 200 MPa unabhängig vom Düsenlochdurchmesser einstellt.

Die zugehörigen Geschwindigkeitsverläufe, normiert über die theoretisch maximal mögliche Geschwindigkeit nach Bernoulli, für die Düsen D150 und D175 sind in Abbildung 5.26 zu sehen. Die zugehörigen Positionen sind im linken oberen Bild in Abbildung 5.24 durch die Angabe der Ebenen verdeutlicht.

Bei beiden Düsen ist direkt am Eintritt in das Düsenloch (Ebene 1) eine erhöhte Geschwindigkeit auf der Nadelsitzseite zu verzeichnen. Dabei ist auch hinsichtlich der absoluten Geschwindigkeiten kein Unterschied festzustellen. Das Geschwindigkeitsmaximum befindet sich bei beiden Düsen im Kavitationsgebiet. Dadurch, dass das Zweiphasengebiet einen gewissen Platz einnimmt, erfolgt aufgrund dieser Querschnittsverengung eine Beschleunigung der Strömung, wodurch die Geschwindigkeit ansteigt, was wie erwartet

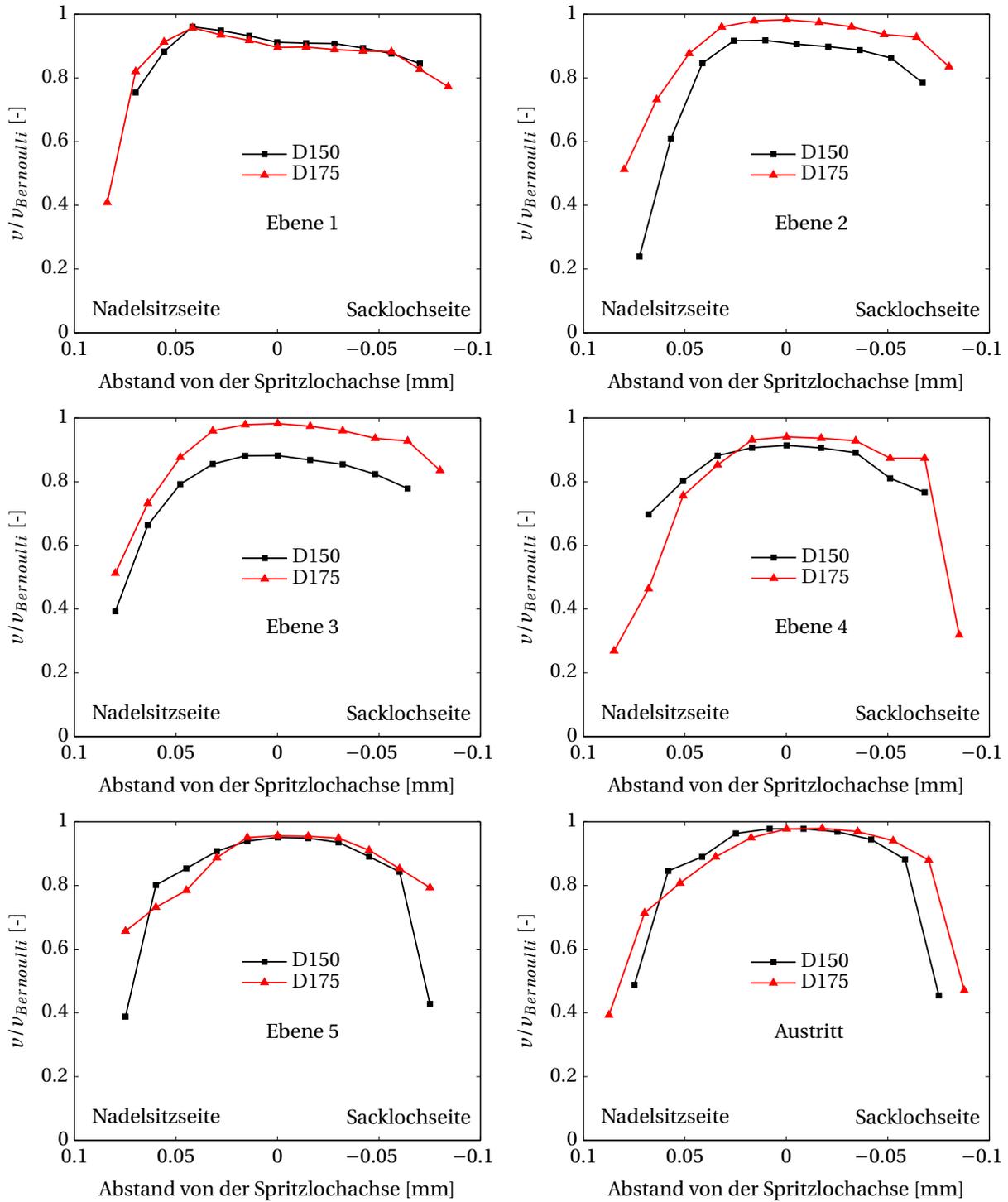


Abbildung 5.26: Vergleich der Geschwindigkeitsprofile bei D150 und D175 an verschiedenen Ebenen und am Spritzlochaustritt bei einem Einspritzdruck von 200 MPa.

bei D175 stärker ausgeprägt ist (Ebenen 2 und 3). Die Geschwindigkeit entspricht hierbei nahezu der maximal möglichen nach Bernoulli. Bei D150 sind die Querschnittsverengung und dementsprechend auch die Beschleunigung deutlich geringer, wodurch lediglich das etwa 0,8- bis 0,9-fache der Bernoulli-Geschwindigkeit erreicht wird. Ab etwa der halben Spritzlochlänge (Ebene 4) liegt über den gesamten Querschnitt bei beiden Düsen keine Kavitation vor. Ab hier sind ebenfalls deutliche Unterschiede zwischen den Düsen zu verzeichnen, wie die Geschwindigkeitsprofile in den Ebenen 4, 5 und am Austritt zeigen. Anhand der gleichmäßigen Verteilung über den gesamten Querschnitt ist erkennbar, dass sich die Strömung bei D150 stabilisiert hat. Dagegen ist bei D175 noch deutlich der nachträgliche Einfluss der Kavitation zu erkennen, was an dem Abfall der Geschwindigkeit auf der Nadelsitzseite bzw. an der un-symmetrischen Geschwindigkeitsverteilung zu sehen ist. Ausgehend vom Geschwindigkeitsprofil in der jeweiligen Ebene in der keine Kavitation vorliegt (Ebene 3 bei D150 bzw. Ebene 4 bei D175), erfolgt ein kontinuierlicher Anstieg der Geschwindigkeiten. Dies ist damit zu begründen, dass beide Düsen einen k -Faktor von 2 aufweisen, d.h. der Querschnitt verringert sich zum Austritt hin und somit wird die Strömung in beiden Fällen mit zunehmender Verjüngung beschleunigt. Daher werden bei beiden Düsen die maximalen Geschwindigkeiten am Düsenlochaustritt erzielt.

Anhand der vorliegenden Simulationsergebnisse kann festgehalten werden, dass bei D150 die Strömung beruhigter bzw. die Geschwindigkeitsverteilung über den Querschnitt gleichmäßiger als bei D175 ist. Diese Vermutung verdeutlichen v.a. die Geschwindigkeitsverläufe in der Nähe des Düsenlochaustritts (Ebene 5) sowie am Austritt selbst.

Die gezeigten Simulationsergebnisse sind für das Verständnis der Messergebnisse folgendermaßen hilfreich: Die vor allem anhand der Tropfenmessungen mit der PDA vermutete, gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung bei D150 über den gesamten Querschnitt der Einspritzbohrung kann mit der geringeren Kavitationsneigung erklärt werden. Die höhere Kavitation in der Düse bei D175 kann ebenfalls als Ursache für den verstärkten düsennahen Strahlaufbruch bei D175, der sich in einem höheren Nah-Kegelwinkel äußert, gesehen werden. Nach Gavaises und Arcoumanis [GA09] erfolgt ein Anstieg des Nah-Kegelwinkels auch dann, wenn die Kavitationsblasen den Düsenlochaustritt

nicht erreichen, da ihrer Meinung nach die in der Strömung auftretenden Störungen ursächlich für den Anstieg sind.

5.4 Einfluss der Einspritzdauer

Es hat sich herausgestellt, dass die Einspritzdauer bzw. die eingestellte Ansteuerdauer des Magnetventils einen entscheidenden Einfluss auf die Tropfengeschwindigkeiten und damit auf die Geschwindigkeit des Gesamtstrahls hat. Dies ist in Abbildung 5.27 (links) exemplarisch bei einem Einspritzdruck von 120 MPa dargestellt. Hierbei weist die maximale gemittelte Tropfengeschwindigkeit bei einer Ansteuerdauer von 0,7 ms einen deutlich geringeren Wert als bei 1,2 und 2,0 ms auf. Dies ist dadurch bedingt, dass bei 0,7 ms aufgrund der kurzen Ansteuerdauer kein vollständiges Öffnen der Düsennadel erfolgt. Bis etwa 1,2 ms nach Ansteuerbeginn ist ein nahezu identischer Verlauf der einzelnen Graphen zu verzeichnen. Ab diesem Zeitpunkt jedoch lässt der Verlauf bei 0,7 ms ein Absinken der Nadel vermuten, während sie sich in den beiden anderen Fällen weiterhin in der Öffnungsphase befindet, was an dem weiteren Anstieg der Geschwindigkeitsverläufe bei 1,2 und 2,0 ms Ansteuerdauer auch deutlich erkennbar ist.

Damit konnte gezeigt werden, dass eine zu geringe Ansteuerdauer dazu führt, dass sich die Düsennadel ausschließlich im ballistischen Bereich befindet und somit deutlich geringere maximale Tropfengeschwindigkeiten und dementsprechend geringere Strahlspitzengeschwindigkeiten auftreten, als dies bei einer vollen Nadelöffnung der Fall wäre. Die maximale Tropfengeschwindigkeit bei einem bestimmten Einspritzdruck ist somit nur bei Erreichen der Stationärphase möglich. Die Untersuchungen der Eindringtiefe mit der Hochgeschwindigkeitskamera bestätigten diesen Eindruck (hier nicht dargestellt).

Eine weiterführende Überlegung führt zu dem Schluss, dass es Ziel sein muss, die Phase des Nadelöffnens möglichst schnell zu überwinden bzw. die Stationärphase so schnell wie möglich zu erreichen. In dem vorliegenden Projekt wurden magnetgesteuerte Injektoren eingesetzt; piezogesteuerte Injektoren erzeugen ein wesentlich schnelleres Anheben der Düsennadel, was zu höheren mittleren Tropfengeschwindigkeiten führt und somit den Strahlimpuls er-

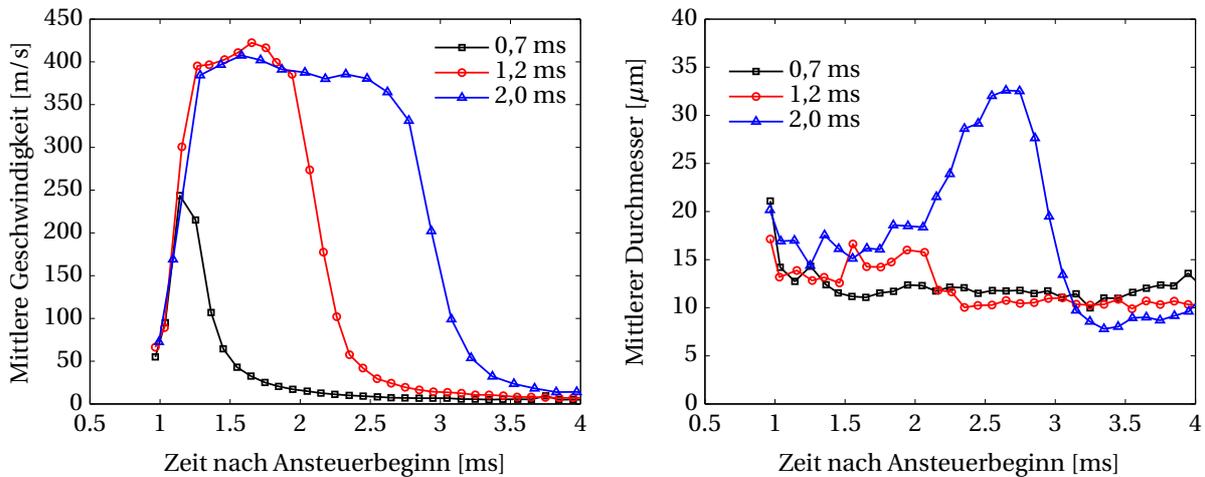


Abbildung 5.27: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten und Tropfendurchmesser bei verschiedenen Einspritzzeiten bei einem Einspritzdruck von 120 MPa und unter atmosphärischen Bedingungen; Messpunkt auf der Sprayachse 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D200.

höht [Ofn01, PKL06].

Hinsichtlich der mittleren Tropfendurchmesser wirkt sich das Erreichen der Stationärphase insoweit aus, als dass deutlich größere Tropfen gemessen werden (bzw. diese weniger stark zerfallen), wie vor allem der Vergleich der Verläufe bei 0,7 und 2,0 ms in Abbildung 5.27 rechts verdeutlicht. Der Anstieg des Durchmessers bei 1,2 ms auf etwa 15 μm ist aufgrund der kurzen Stationärphase weniger stark ausgeprägt als bei 2,0 ms mit bis zu 33 μm . Es ist zu erkennen, dass bei 2,0 ms deutlich größere mittlere Tropfendurchmesser (etwa 30%) auftreten, was dadurch erklärt werden kann, dass die geringere Drosselung in der Düse bei voll geöffneter Nadel einen Anstieg der mittleren Tropfendurchmesser ab der zweiten Phase der quasi-stationären Phase bewirkt. Während der Drosselphasen existiert ein höherer Turbulenzgrad in der Düse. Ebenso kommt es im Nadelsitz zu einer verstärkten Bildung von Kavitationsstrukturen, die teilweise mit der Strömung in die Düsenlöcher getragen werden (vgl. Abbildung 4.3). Während dieser Drosselphasen, die bei 0,7 ms Ansteuerdauer während der gesamten Einspritzung vorliegen, sorgt ein verstärkter Tropfenaufbruch zu reduzierten Tropfendurchmessern.

Der Anstieg der mittleren Tropfendurchmesser in der Strahlspitze korreliert dagegen sehr gut mit der Literatur. Aufgrund unterschiedlicher Tropfenge-

schwindigkeiten in der Strahlfront und in deren Windschatten kommt es zu Tropfenkoaleszenz in der Strahlfront [Ofn01].

5.5 Einfluss der Gasdichte

5.5.1 Einfluss der Gasdichte auf die makroskopischen Strahlgrößen

Die Dichte des umgebenden Gases hat einen großen Einfluss auf den Strahlerfall und das Luft-Entrainment in den Strahl. Den Einfluss der Gasdichte bzw. des Gasgedrucks zeigen die Messungen in der unbeheizten Einspritzkammer. Bei den Schattenmessungen wurden Drücke in der Kammer bis 10,0 MPa eingestellt. In Abbildung 5.28 sind die Eindringtiefen bei verschiedenen Gasgedrücken bei einem Kraftstoffdruck von 260 MPa exemplarisch zu sehen. Wie zu erwarten, sinkt die Eindringtiefe bzw. die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit steigendem Gasdruck. Zu begründen ist dies durch die Zunahme

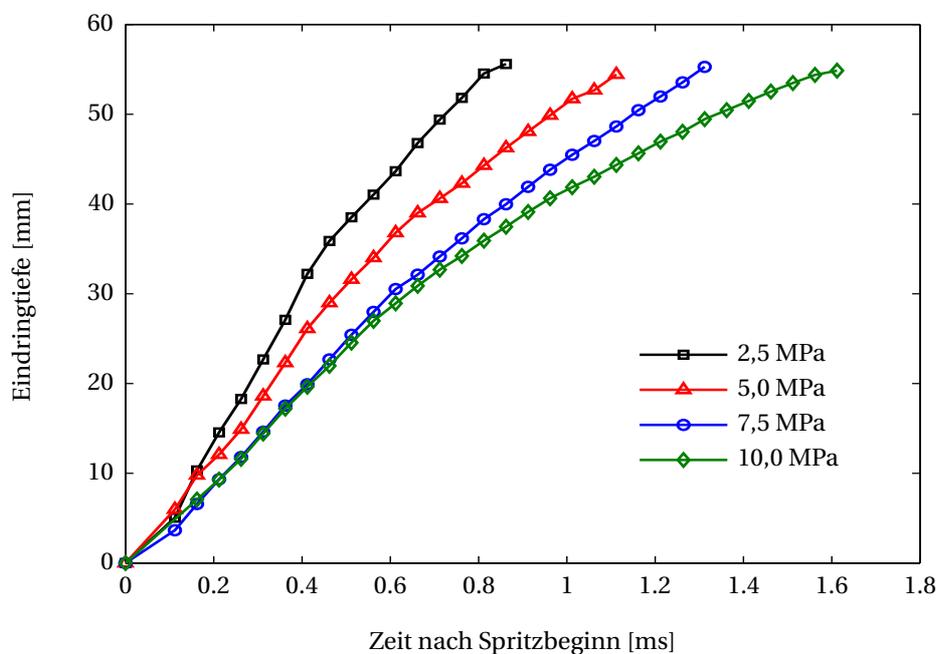


Abbildung 5.28: Eindringtiefe und Strahlgeschwindigkeit bei verschiedenen Gasgedrücken bei einem Einspritzdruck von 260 MPa; Düse D175.

der aerodynamischen Kräfte und der dadurch verstärkten Wechselwirkung des austretenden Kraftstoffstrahls mit der Gasphase.

Durch die zunehmende Gasdichte steigt ebenfalls der Strahlkegelwinkel, wie Abbildung 5.29 zeigt. In der Abbildung ist zusätzlich der Verlauf, berechnet mit der empirischen Gleichung nach Hiroyasu und Arai [HA90], aufgetragen (vgl. Gleichung 2.13). Dabei wurde, wie schon beim Vergleich der empirischen Gleichung und der gemessenen Werte bei der Strahleindringtiefe in Kapitel 5.2.1, die Kompressibilität des Kraftstoffes sowie die Temperaturerhöhung mitberücksichtigt, was in dem vorliegenden Fall bedeutet, dass eine Kraftstoffdichte von $869 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ eingesetzt wurde. Wie zu sehen, gibt die nach Gleichung 2.13 ermittelte Zunahme des Kegelwinkels die gemessenen Werte sehr gut wieder. Lediglich bei der geringsten gezeigten Gasdichte von $28,3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ist eine Abweichung von ca. 3° auszumachen.

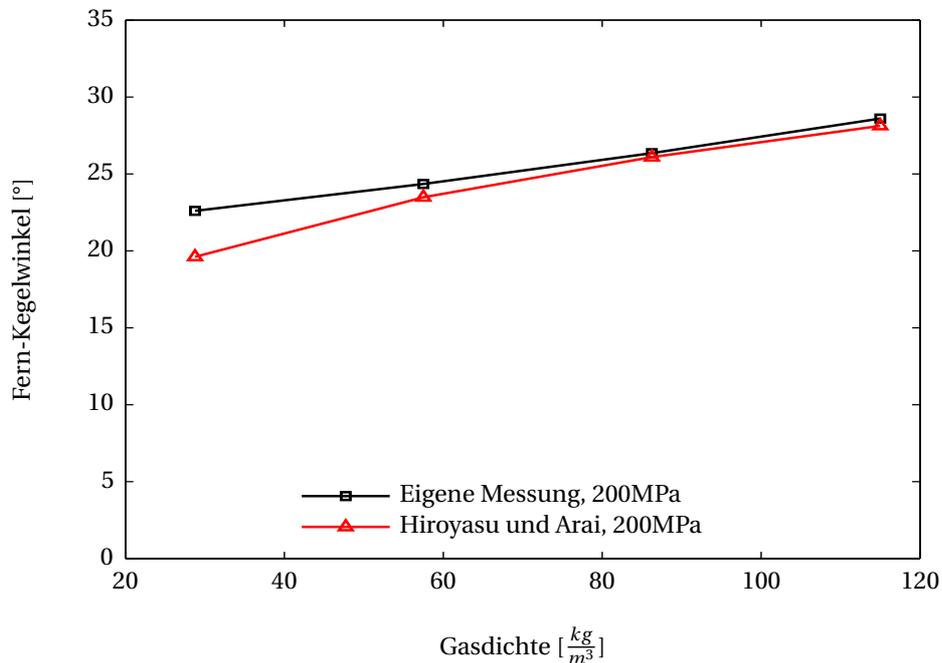


Abbildung 5.29: Strahlkegelwinkel bei verschiedenen Gasdichten bei einem Einspritzdruck von 200 MPa; Düse D175.

5.5.2 Einfluss der Gasdichte auf die mikroskopischen Strahlgrößen

Abbildung 5.30 stellt die Tropfengeschwindigkeiten und mittleren Durchmesser, gemessen an zwei radialen Positionen und Gegendrücken von 0,1 MPa und 2,5 MPa, gegenüber. Die Messungen wurden mit Düse D175 bei einem Einspritzdruck von 80 MPa und einer Einspritzdauer von 0,7 ms durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen deutlich den starken Abfall der Tropfengeschwindigkeiten bei 2,5 MPa Gegendruck gegenüber 0,1 MPa, bei ansonsten gleichen

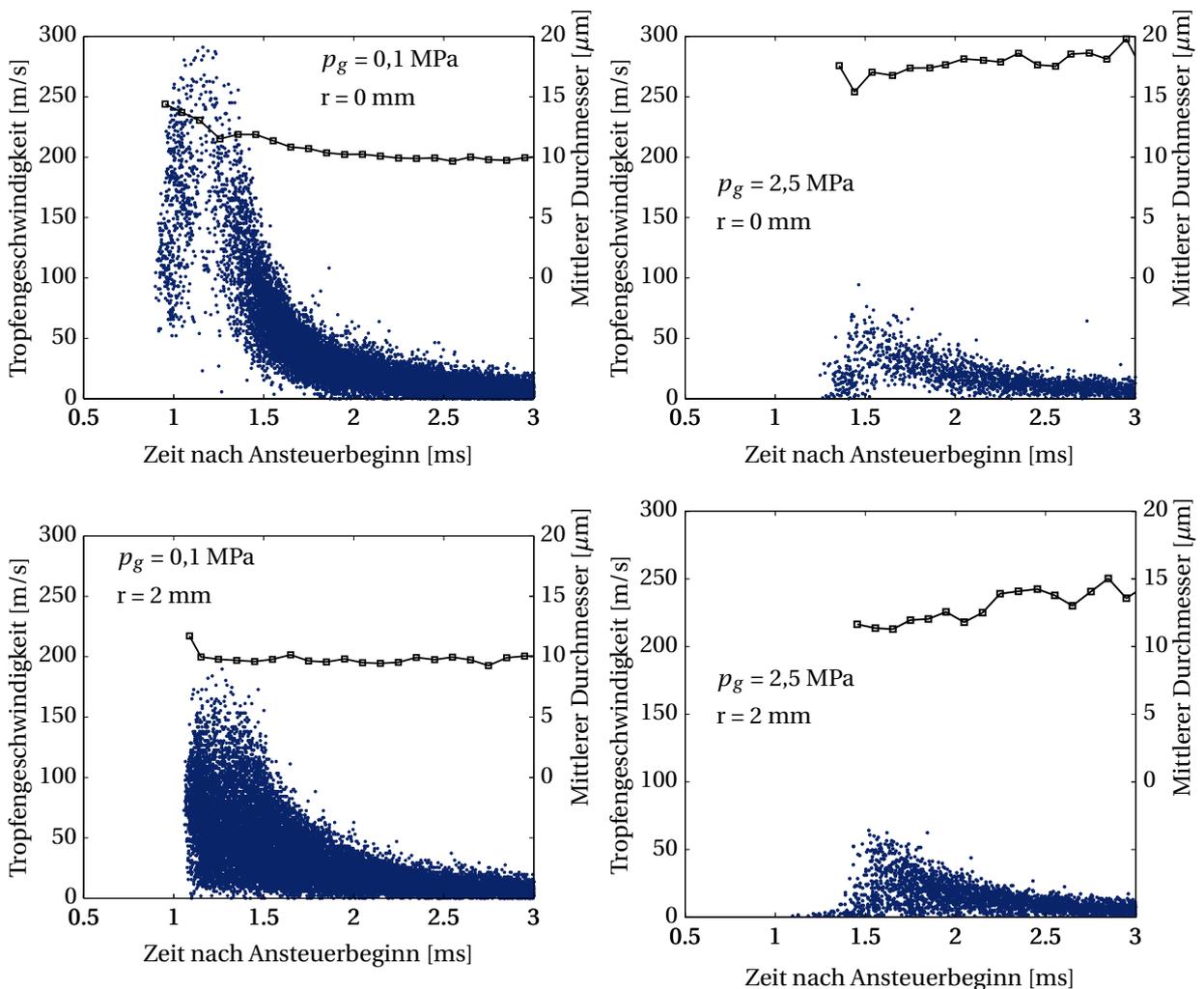


Abbildung 5.30: Tropfengeschwindigkeiten und mittlere Tropfendurchmesser bei zwei verschiedenen Gasgegendrücken bei einem Einspritzdruck 80 MPa und einer Ansteuerdauer von 0,7 ms; Messpunkte an zwei verschiedenen radialen Positionen 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D200.

Randbedingungen. Bei den Messungen auf der Sprayachse konnten Tropfen mit Geschwindigkeiten deutlich über 200 m/s gemessen werden (0,1 MPa). Im Gegensatz dazu sind die schnellsten Tropfen bei 2,5 MPa Gegendruck deutlich unter 100 m/s. Zudem ist zu erkennen, dass die ersten Tropfen aus der Sprayspitze bei 2,5 MPa Gegendruck deutlich später im Messvolumen ankommen. Außerdem ist bei 0,1 MPa ein deutlich steilerer Geschwindigkeitsgradient in radialer Richtung zu verzeichnen. Die Bilder auf der linken Seite zeigen Geschwindigkeiten zwischen 50 und etwa 270 m/s auf der Strahlachse bzw. von 0 bis etwa 160 m/s bei $r = 2$ mm. Im Gegensatz dazu, deuten die entsprechenden Bilder bei 2,5 MPa auf einen sehr flachen Geschwindigkeitsgradienten hin. Daraus lässt sich ableiten, dass mit steigendem Gegendruck bzw. mit steigender Gasdichte der Strahl aufgeweitet wird, wodurch der Kegelwinkel ansteigt.

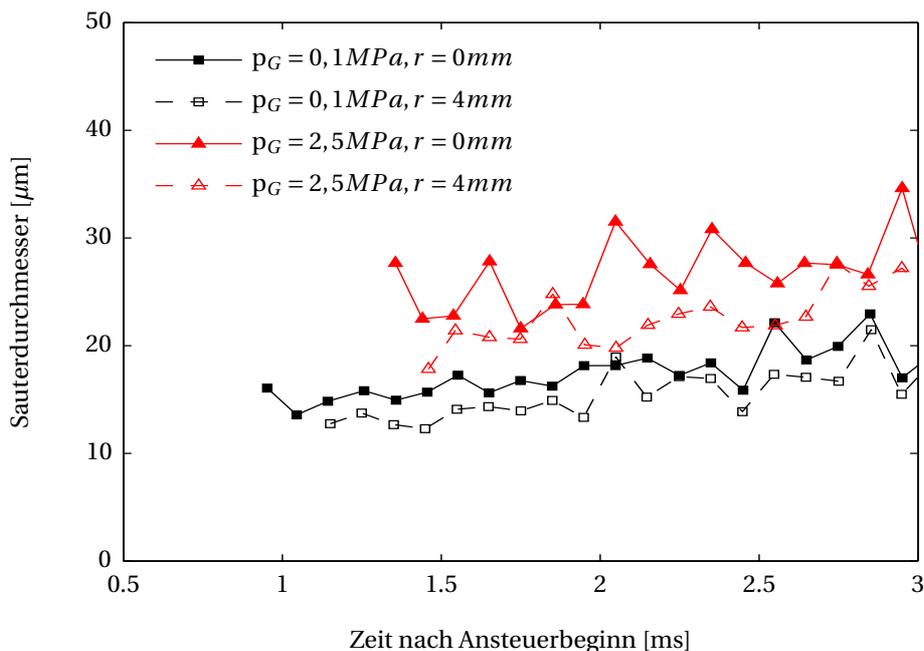


Abbildung 5.31: Sauterdurchmesser bei zwei verschiedenen Gasgedrücken bei einem Einspritzdruck 80 MPa und einer Ansteuerdauer von 0,7 ms; Messpunkte an zwei verschiedenen radialen Positionen 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D175.

Hinsichtlich der Tropfendurchmesser bleibt zunächst festzuhalten, dass unabhängig vom Gegendruck die größten Tropfen auf der Sprayachse gemessen werden und zum Sprayrand hin abfallen. Doudou und Maslouhi [DM07] bzw.

Lacoste et al. [LCHG03] erklären dies mit der starken Tropfen-Tropfen Interaktion, aufgrund der höheren Anzahl von Tropfen, in der Nähe der Sprayspitze. Deutlich zu erkennen sind die deutlich größeren mittleren Tropfendurchmesser bei höherem Gegendruck. Vor allem auf der Sprayachse ist der mittlere Durchmesser bei 2,5 MPa um durchschnittlich 30% höher als unter Umgebungsbedingungen, was der verstärkten Tropfenkoaleszenz zuzuschreiben ist.

In Abbildung 5.31 sind die zugehörigen Sauterdurchmesser bei $r = 0$ und bei einem radialen Abstand von $r = 4$ zusammengefasst. Entsprechend der Verläufe der mittleren Tropfendurchmesser, zeigen auch die Sauterdurchmesser eine Tendenz zu abnehmenden Durchmessern mit zunehmendem radialem Abstand, was für eine stärkere Interaktion der Sprayperipherie mit der Gasatmosphäre spricht und unter ähnlichen Randbedingungen auch früheren Untersuchungen beobachtet wurde [PDA96, PASS08]. Auch beim SMD zeigt ein starker Anstieg bei Erhöhung des Gasdruckes von 0,1 MPa auf 2,5 MPa. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Erfahrungen früherer Untersuchungen [HK74, TFA91, Ofn01]. Der Anstieg des SMD mit zunehmender Gasdichte ist nach Gleichung 2.14 auch zu erwarten.

Gasgegendruck [MPa]	0,1	2,5
Kraftstoffdichte [$\frac{kg}{m^3}$]	838	
Oberflächenspannung [$\frac{N}{m}$]	2,05 E-02	
Kinematische Viskosität [$\frac{m^2}{s}$]	2,85 E-03	
Reynolds-Zahl [-]	2,68 E+04	2,64 E+04
Weber-Zahl [-]	1,31 E+06	1,32 E+06
Sauterdurchmesser aus Gleichung 2.14 [μm]	2,6	11,5
Sauterdurchmesser aus den PDA Messungen [μm]	14	24

Tabelle 5.3: Vergleich der gemessenen und nach Gleichung 2.14 gerechneten Sauterdurchmesser bei zwei Gasgegendrücken und einem Einspritzdruck von 80 MPa.

In Tabelle 5.3 sind die gemessenen Sauterdurchmesser und die nach der empirischen Gleichung von Hiroyasu und Arai [HA90] ermittelten Werte für beide Gasgegendrücke gegenübergestellt. Abgesehen von den Absolutwerten, zeigen

sowohl die berechneten SMD als auch die gemessenen SMD einen deutlichen Anstieg bei Erhöhung des Gasdruckes von Umgebungsdruck auf 2,5 MPa, was konkret einen Anstieg um etwa $9 \mu\text{m}$ bzw. $10 \mu\text{m}$ bedeutet.

5.6 Einfluss der Gastemperatur

Abbildung 5.32 vergleicht den Verlauf der mikroskopischen Strahlgrößen in nicht-verdampfender und verdampfender Atmosphäre. Die Ergebnisse der Sauterdurchmesser sind für die radialen Positionen $r = 1 \text{ mm}$ und $r = 2 \text{ mm}$ dargestellt. Hinsichtlich der Tropfen- und Strahlgeschwindigkeiten bzw. ersten gemessenen Tropfen nach 40 mm ist in beiden Fällen kein Unterschied auszumachen, da jeweils eine Gasdichte von etwa $28,3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ eingestellt wurde. In verdampfender Atmosphäre bei 500 K sind an beiden radialen Positionen größere Sauterdurchmesser als bei Umgebungstemperatur zu verzeichnen. Dies könnte mit der Tatsache begründet werden, dass bei 500 K die kleinsten Tropfen bereits verdampft sind und daher in verdampfender Atmosphäre ein größerer SMD gemessen wird [RSC04].

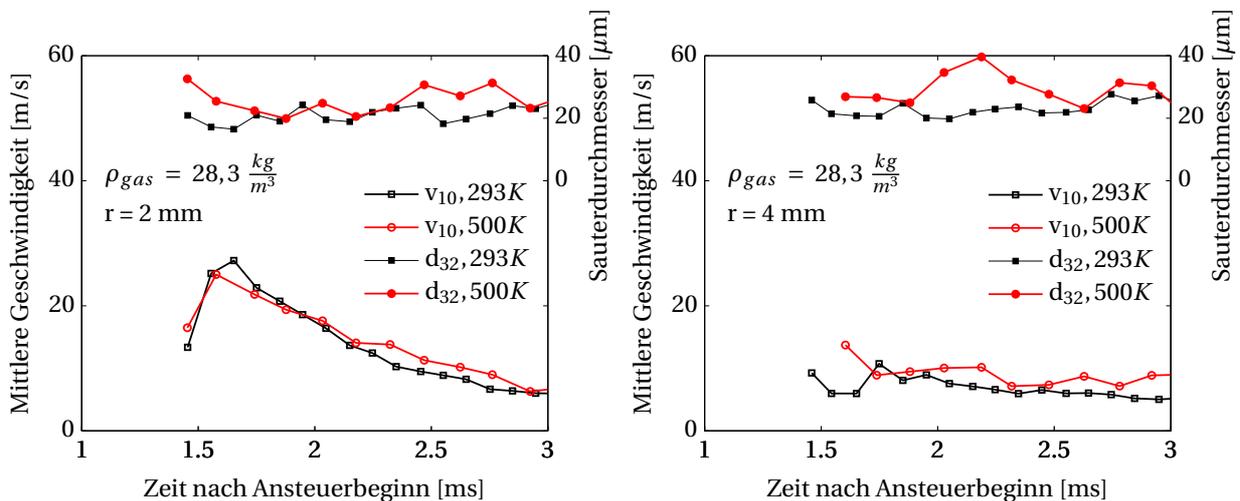


Abbildung 5.32: Mittlere Tropfengeschwindigkeiten und Sauterdurchmesser bei zwei verschiedenen Gastemperaturen bei einem Einspritzdruck von 80 MPa, einer Ansteuerdauer von 0,7 ms und einer Gasdichte von ca. $28,3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$; Messpunkte an zwei verschiedenen radialen Positionen 40 mm nach dem Spritzloch; Düse D175.

5.7 Untersuchung der Verbrennung

Bekanntermaßen setzt bei der dieselmotorischen Verbrennung nach der Zündverzugsphase zunächst die vorgemischte Verbrennung ein, an der dann die Diffusionsverbrennung anschließt. Als vorgemischte Verbrennung wird der Teil der Verbrennung bezeichnet, in der der Kraftstoff während der Zündphase verdampft ist, sich mit der Verbrennungsluft ein lokal brennbares Gemisch gebildet hat, das sich in der Nähe des stöchiometrischen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses befindet. Während der anschließenden Diffusionsverbrennung wird weiterhin Kraftstoff in die Verbrennungszone transportiert. Die Diffusionsverbrennung tritt an Grenzschichten zwischen kraftstoffreichen und sauerstoffreichen Zonen auf [Ber99].

Zur Visualisierung der Zündung und Verbrennung bei der motorischen Verbrennung dient die Aufzeichnung des Flammenleuchtens im sichtbaren Bereich sowie die Chemilumineszenzmessung einzelner Radikale im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Bereich. Wie in zahlreichen früheren Arbeiten (z.B. [Ber99, Ste07b]), wurde auch im Rahmen dieser Arbeit das Chemilumineszenzsignal des Hydroxyl- (OH) Radikals als möglicher Indikator zur lokalen und zeitlichen Verteilung der Zündung herangezogen. Zur Erfassung der OH-Strahlung ist ein schmalbandiger optischer Filter erforderlich, der Strahlung nur im Bereich um 308 nm durchlässt.

Als wichtiger Punkt sei noch zu erwähnen, dass sämtliche im sichtbaren Bereich emittierte Strahlung aufgezeichnet wird. Demnach ist eine gesicherte Aussage, inwieweit neben der dominierenden Rußstrahlung noch andere strahlende Spezies von der Kamera detektiert werden, im Rahmen dieser Untersuchung nicht möglich.

Bei den Versuchen wurden Kompressionstemperaturen von etwa 600 K erreicht. Diese Temperaturen waren zwar reproduzierbar, jedoch konnten höhere Temperaturen aufgrund von Dichtheitsproblemen im Einhubtriebwerk nicht erzielt werden. Diese Probleme, die ein sog. Blowby (Vorbeiströmen des Arbeitsgases während der Kompression des Kolbens) nach sich zogen, waren so weitreichend, dass diese in der Kürze der Zeit, die für die Versuche zur Verfügung stand, nicht gelöst werden konnten. Nichtsdestotrotz wurden im Einhubtriebwerk durch die Kolbenkompression hohe Drücke von mehr als

10 MPa erreicht. Verbunden mit den moderaten Kompressionstemperaturen konnten dadurch wertvolle Erkenntnisse zur Gemischbildung und Verbrennung bei hohen Einspritzdrücken erzielt werden.

5.7.1 Analyse der Verbrennung

Der direkte Zusammenhang der Emission der OH-Strahlung und der Wärme-freisetzung ist in der Literatur ausführlich dokumentiert (z.B. [Koz04, Hen06, Pös06, Ste07b]). Gleichzeitig gibt es anhand zahlreicher Arbeiten deutliche Indizien, dass die OH-Strahlung durch die breitbandige Strahlung des CO_2 [LS09] sowie durch die ebenfalls breitbandige Temperaturstrahlung des Rußes deutlich überlagert [Ste07b] bzw. vollständig überstrahlt wird [Pau01]. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurden Voruntersuchungen durchgeführt, um das zeitliche Einsetzen der Strahlung im sichtbaren Bereich und der OH-Strahlung zu vergleichen.

Abbildung 5.33 vergleicht die zeitliche Entwicklung des sichtbaren Flammenleuchtens, das nach Wang et al. [WKZ⁺10] vornehmlich der Rußstrahlung zugeordnet werden kann, mit dem aufgenommenen bandpassgefilterten Chemilumineszenzsignal des OH-Radikals. Hierbei ist deutlich das spätere Auftreten der OH-Strahlung gegenüber der des Flammenleuchtens zu erkennen. Während die ersten Signale des Flammenleuchtens nach 0,84 ms nach Spritzbeginn zu erkennen sind, konnte zu diesem Zeitpunkt noch keine OH-Strahlung detektiert werden. Erst 0,3 ms später, also bei 1,24 ms nach Spritzbeginn, konnten OH-Radikale in nennenswerter Form nachgewiesen werden. Zu diesem Zeitpunkt ist das Signal im sichtbaren Bereich bereits so stark, dass eine Überbelichtung zu verzeichnen ist, wie die Aufnahmen bei 1,24 ms und 1,38 ms belegen. Entsprechende Beobachtungen machten u.a. Dec und Coy [DC96], Dec und Espey [DE98] und Pauer [Pau01]. Erklärt werden können diese Beobachtungen durch die Tatsache, dass die Intensität der OH-Chemilumineszenz während des Zündprozesses sehr gering ist [Ber99]. Beim Dieselmotor herrschen in den Zündzonen in der Regel unterstöchiometrische Bedingungen [DC96], wodurch die OH-Radikale in dem schmalen Band um die Flammenfront aufgrund ihrer geringen Intensität messtechnisch nicht erfasst werden können. Im weiteren Verlauf der Verbrennung steigt die Luft-

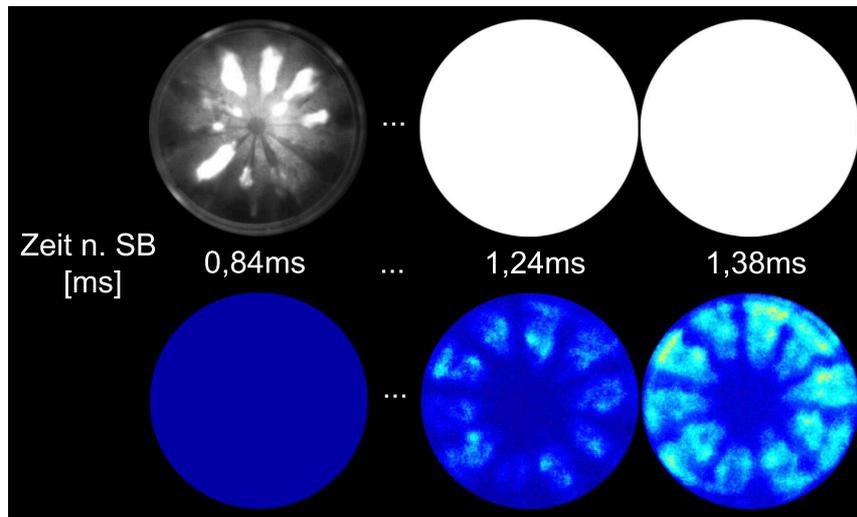


Abbildung 5.33: Zeitliche Entwicklung des Flammenleuchtens (oben) und der OH-Chemilumineszenz (unten) bei einem Einspritzdruck von 260 MPa und einem Kompressionsdruck von 90 MPa; Düse D150.

zahl in der Reaktionszone, wodurch die OH-Konzentration deutlich ansteigt [Koz04]. Eine signifikante Lichtemission durch das OH-Radikal ist folglich erst während der diffusiven Verbrennung zu erwarten, allerdings zusammen mit der breitbandigen Festkörperstrahlung des gebildeten Rußes. Im Gegensatz zu früheren Arbeiten (z.B. Payri et al. [PSGM08]), sind die in der vorliegenden Untersuchung aufgenommenen OH-Chemilumineszenzsignale aufgrund des deutlich späteren Erfassens gegenüber der Signale des Flammenleuchtens im sichtbaren Spektralbereich somit nicht als Marker für den Zündzeitpunkt hilfreich. Nach Greis [Gre07] können die OH-Signale für die Identifikation für das Einsetzen der diffusiven Verbrennung herangezogen werden. Pauer [Pau01] erfasste das erste Eigenleuchten des Rußes bereits in einer sehr frühen Phase der Verbrennung. Zudem wies er in seiner Arbeit nach, dass im diffusiven Teil der Verbrennung mit erheblicher Rußentstehung zu rechnen ist, wodurch er zu dem Schluss kam, dass die OH-Strahlung stark vom Rußeigenleuchten überdeckt wird. Wie in früheren Arbeiten bereits dokumentiert [Pau01, Sch05], ist bei gleichzeitigem Auftreten des OH-Eigenleuchtens und der Rußstrahlung somit keine klare Trennung möglich. Verständlicherweise steigt das dominierende Strahlungsverhalten des Rußes mit höheren Kraftstoffmengen [Ste07b]. Die Möglichkeit einer zu gering eingestellten Empfindlichkeit des Bildverstär-

kers bei den OH-Messungen konnte durch weitere Vorversuche mit verschiedensten Einstellungen ausgeschlossen werden.

5.7.2 Einfluss des Einspritzdruckes auf die Verbrennung

Die Ergebnisse der Untersuchungen des Flammenleuchtens bei niedrigen (80 MPa), hohen (160 MPa) und extrem hohen (260 MPa) Einspritzdrücken sind in Abbildung 5.34 exemplarisch für die Düse D150 gegenübergestellt. Um für die einzelnen Versuche die Kraftstoffmasse konstant zu halten, wurden die Ansteuerzeiten angepasst (vgl. Tabelle 3.1).

Hinsichtlich des Zündverzugs bzw. des Einsetzens der sichtbaren Verbrennung ist zu erkennen, dass zwischen 80 und 160 MPa Einspritzdruck die ersten Signale bei 0,78 ms nach Spritzbeginn detektiert wurden. Ein späteres Einsetzen der Zündung um 0,12 ms ist bei 260 MPa zu verzeichnen. Dieses Ergebnis widerspricht der größtenteils einhelligen Meinung in der Literatur. In den meisten Arbeiten führen höhere Einspritzdrücke zu kürzeren Zündverzügen (z.B. [CHKG09, Pau01, PSI05]). Für diese unerwartete Beobachtung könnten möglicherweise die PDA-Ergebnisse zur Untersuchung des Einflusses des Einspritzdruckes auf das Tropfenverhalten bei erhöhter Gasdichte hilfreich sein (vgl. Kapitel 5.2.2). Eines der Ergebnisse waren größere Tropfendurchmesser nahe der Sprayachse bei 160 MPa gegenüber 80 MPa Einspritzdruck. Allerdings wurde bei 160 MPa ein deutlich größerer Bereich intensiver Gemischbildung (aufgrund tendenziell kleinerer Tropfen in der Sprayperipherie und eines breiteren Sprays) vorhergesagt. Überträgt man die PDA-Ergebnisse auf Abbildung 5.34 und bezieht die Ergebnisse bei 260 MPa ein, kann bei den vorliegenden moderaten Kompressionstemperaturen ($T_g = 600$ K) das vermutete größere Tropfenkollektiv nahe der Sprayachse die Ursache für den späteren Zündbeginn von 260 MPa gegenüber 80 MPa sein. Aufgrund der vermutlich tendenziell kleineren Tropfen am Sprayrand sowie der längeren Zündverzugsphase bei 260 MPa ist zum Zündzeitpunkt ein größerer Anteil an zündfähigem Gemisch vorhanden (erhöhter Vormischanteil), was in der Vormischflamme zu einer höheren Umsetzungsrate führt und damit die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bzw. die Reaktionsgeschwindigkeiten steigert [Reu89]. Dies ist an dem deutlich schnelleren Anstieg des Flammenleuchtens bei 260 MPa

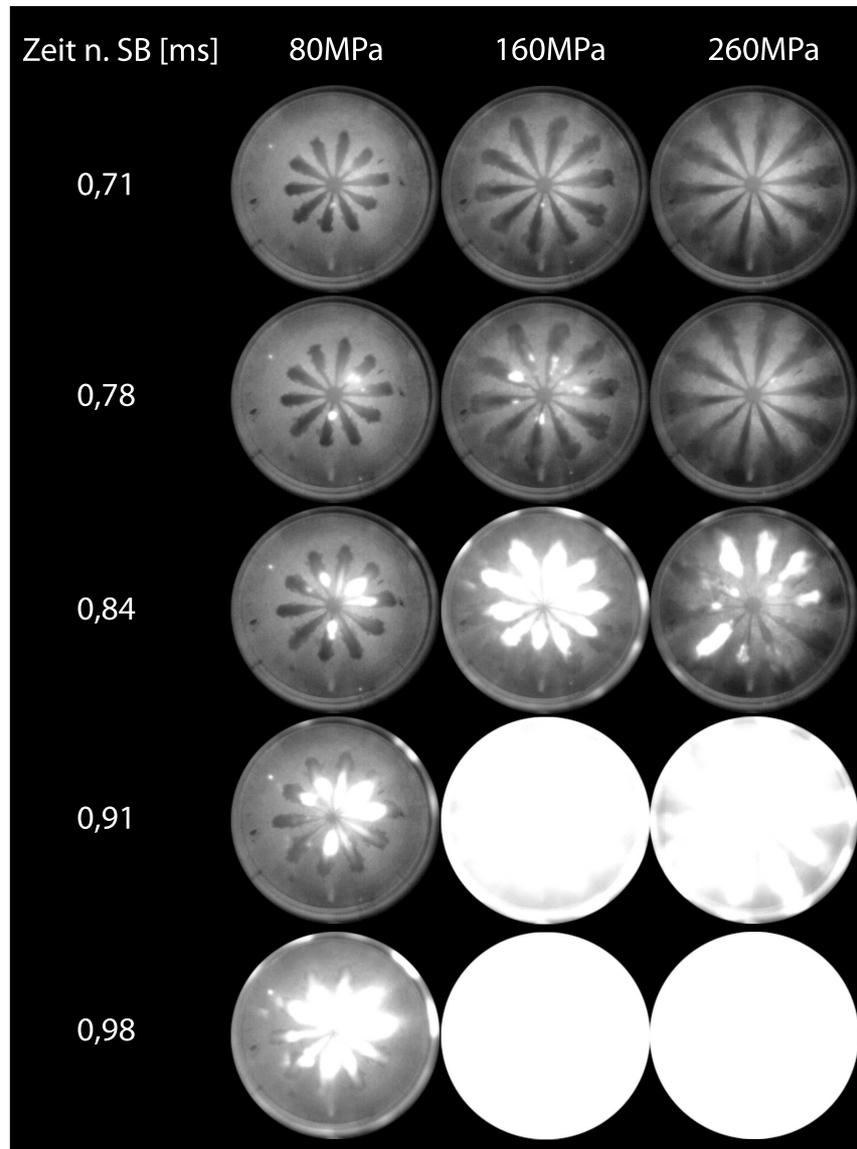


Abbildung 5.34: Vergleich der sichtbaren Verbrennung bei verschiedenen Einspritzdrücken und einem Kompressionsdruck von 90 MPa; Düse D150.

in Abbildung 5.34 nachvollziehbar. Bestätigt wird dieser optische Eindruck durch die Aufzeichnung der jeweiligen Verbrennungsspitzen drücke bei den unterschiedlichen Versuchen. Abbildung 5.35 zeigt das Verhältnis zwischen Einspritzdruck und maximalem Spitzendruck in der Brennkammer für verschiedene Versuche mit der Düse D150. Anhand der Abbildung ist deutlich zu sehen, dass der erreichte Spitzendruck in der Brennkammer mit dem Einspritzdruck ansteigt, was auf eine intensivierte Verbrennung aufgrund besse-

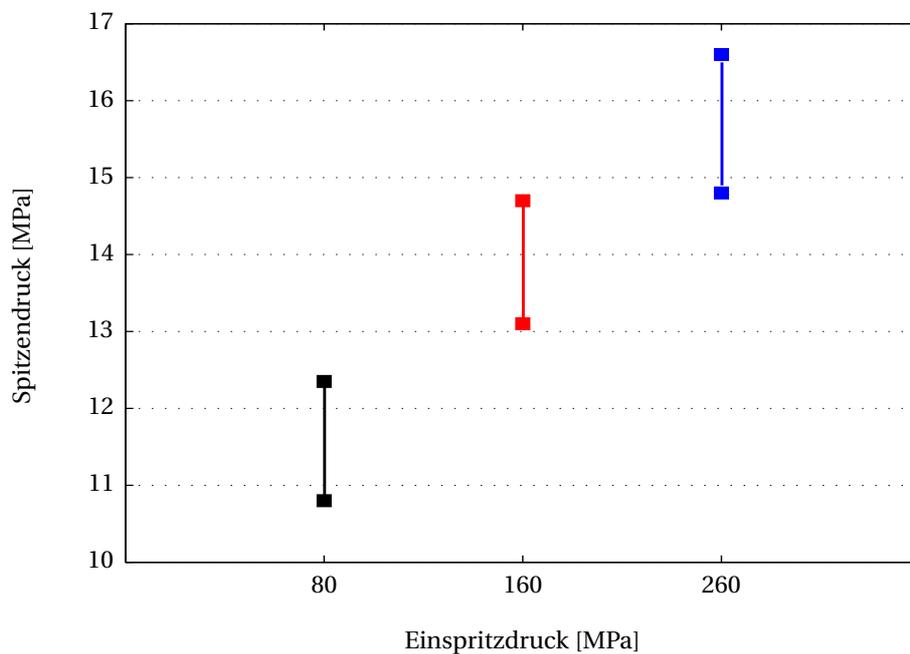


Abbildung 5.35: Vergleich der Spitzendrücke bei verschiedenen Einspritzdrücken; Düse D150; die Bereiche kennzeichnen die bei den Einzelmessungen erreichten Spitzendrücke beim jeweiligen Einspritzdruck.

rer Gemischaufbereitung (kleinere Tropfen in der Sprayperipherie, breiteres Spray) schließen lässt.

Bei niedrigen Einspritzdrücken trat die erste sichtbare Verbrennung bei nahezu allen Versuchen im düsennahen Bereich des Sprays auf. Mit steigendem Einspritzdruck und dem damit verbundenen höheren Impuls der Einspritzstrahlen befinden sich die Zonen intensiver Gemischbildung zwischen verdampftem Kraftstoff und der umgebenden Luft weiter stromab. Nach Pauer [Pau01] tritt das erste Rußleuchten in Bereichen zwischen noch flüssigem und bereits verdampftem Kraftstoffanteil auf. Dadurch verlagert sich der Ort des sichtbaren Flammenleuchtens mit zunehmendem Kraftstoffdruck vom Düsenloch weg bzw. in Richtung der Brennraumwand. Dies ist in Abbildung 5.34 besonders deutlich bei 0,84 ms nach Spritzbeginn zu sehen und deckt sich mit früheren Veröffentlichungen bei niedrigeren Einspritzdrücken [Pau01, HMK97]. Vor allem anhand der Aufnahmen bei 80 MPa ist erkennbar, dass für die düsennahe Verbrennung nicht das gesamte Sauerstoffangebot zur Verfügung steht. Bei Erhöhung des Einspritzdruckes scheint sich die Brenn-

raumausnutzung deutlich zu verbessern.

Zusätzliche Informationen liefern die entsprechenden Ergebnisse der Chemilumineszenz-Aufnahmen der OH-Radikale, die in Abbildung 5.36 dargestellt sind. Wie zu sehen, führt die Erhöhung des Einspritzdruckes tendenziell zu einem früheren Einsetzen detektierbarer Signale, was besonders der Vergleich bei 260 MPa gegenüber den beiden geringeren Einspritzdrücken zeigt. Der Zeitraum zwischen dem Einsetzen der sichtbaren Verbrennung aus Abbildung 5.34 und der entsprechenden OH-Chemilumineszenzstrahlung sinkt folglich mit steigendem Einspritzdruck deutlich. Verbunden mit der deutlich höheren Signal-Intensität vor allem bei 260 MPa gilt dies als Indiz für eine bessere Gemischaufbereitung und damit homogenere Ladung, was sich in einer schnelleren Umsetzungsrate äußert. Desweiteren kann von einer höheren Verbrennungstemperatur ausgegangen werden [Gre07], was im Allgemeinen einen positiven Effekt auf den Rußabbrand hat, jedoch auch die Bildung von Stickoxiden fördert [Eis03].

Hinsichtlich des Ortes der OH-Strahlung ist zu erkennen, dass diese vor allem am Rand der Spraykeulen auftritt, was zu erwarten war, da die maximale OH-Konzentration stets im stöchiometrischen Bereich von $\lambda = 1$ vorliegt [Ber99, Pau01]. Zudem treten vor allem bei 260 MPa aufgrund des deutlich höheren Strahlimpulses starke OH-Emission in wandnahen Bereichen auf. Henle [Hen06] erklärt dies mit der Spray-Wand-Wechselwirkung und der damit verbundenen hohen Ansammlung von Kraftstoff in Wandnähe.

Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass eine weitere Erhöhung des Einspritzdruckes gegenüber den heute verwendeten Drücken von 200 MPa die Gemischbildung und damit die Verbrennung verbessert. Dies bedeutet, dass sich der Vormischanteil erhöht bzw. der Diffusionsanteil abnimmt [Sch05]. In Abbildung 5.35 macht sich der höhere vorgemischte Anteil in einem höheren Spitzendruck mit steigendem Einspritzdruck bemerkbar, was gut mit den Ergebnissen aus der Literatur korreliert [BS07, Ohr10]. Allerdings müssen geeignete Maßnahmen getroffen werden, damit aufgrund des steigenden Strahlimpulses bei zunehmendem Einspritzdruck die Verbrennungsreaktionen nicht zu nah an der Brennraumwand stattfinden.

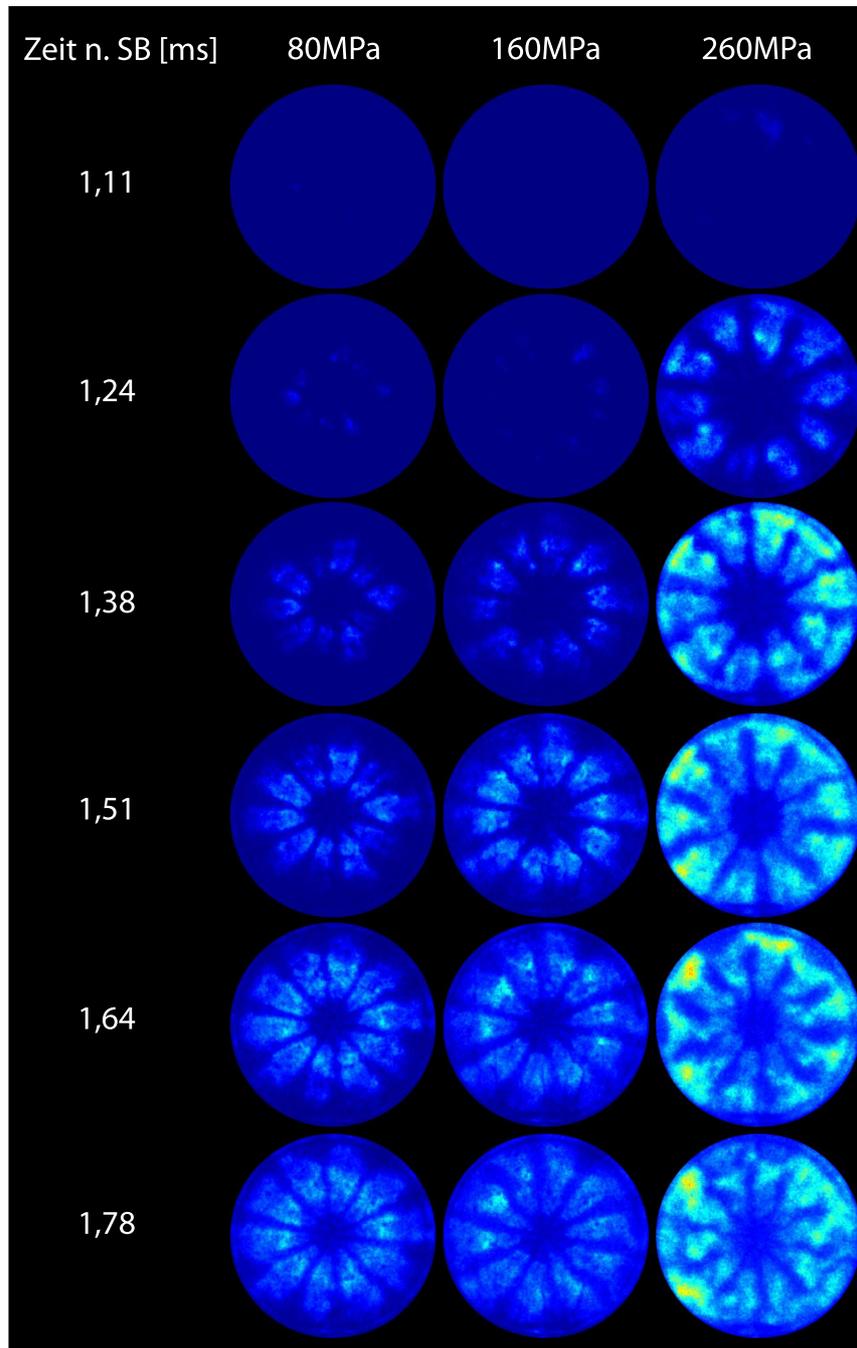


Abbildung 5.36: Vergleich der Chemilumineszenz des OH-Radikals bei verschiedenen Einspritzdrücken und einem Kompressionsdruck von 90 MPa; Düse D150.

5.7.3 Einfluss des Spritzlochdurchmessers auf die Verbrennung

Abbildung 5.37 vergleicht die Düsen D175 und D150 hinsichtlich des zeitlichen Einsetzens des Flammenleuchtens und damit des Zündverzugs exemplarisch für 240 MPa Einspritzdruck. Die Messungen mit anderen Kraftstoffdrücken lieferten entsprechende Ergebnisse. In der Abbildung ist ein deutlich früheres Einsetzen der Zündreaktionen bei Düse D150 zu beobachten. Ein

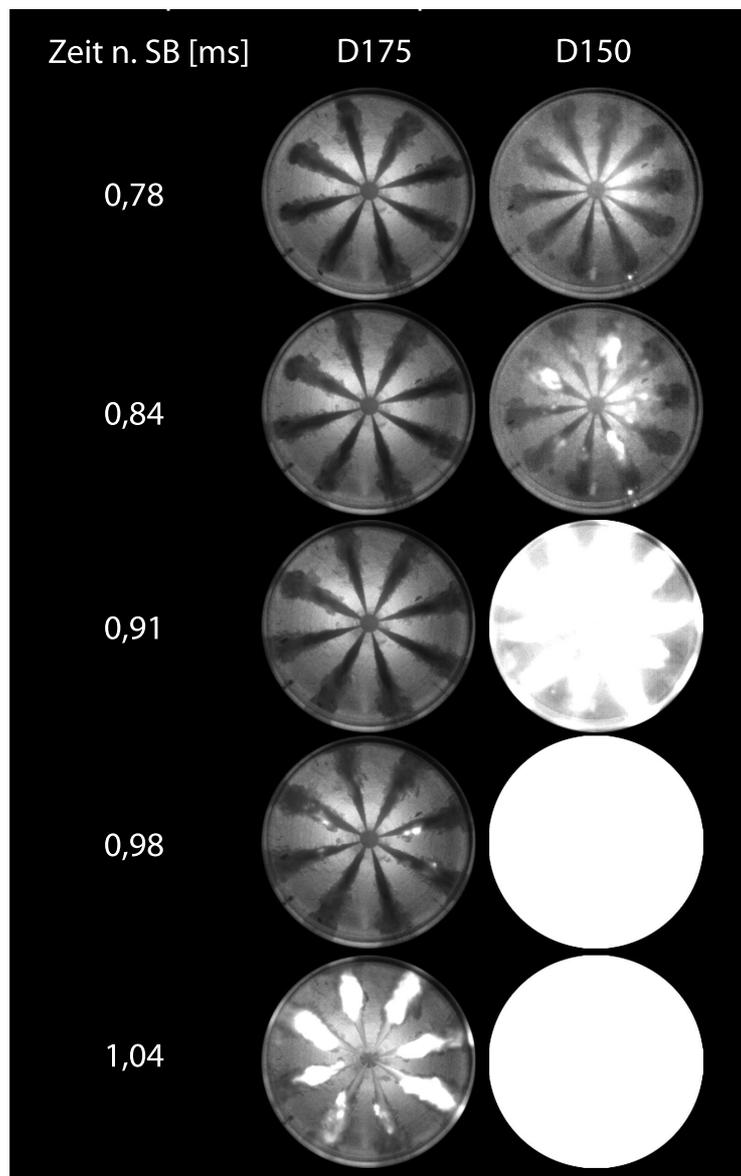


Abbildung 5.37: Vergleich der sichtbaren Verbrennung bei den Düsen D175 und D150 bei einem Einspritzdruck von 240 MPa; Kompressionsdruck: 90 MPa.

kleinerer Spritzlochdurchmesser führt nach den vorliegenden Ergebnissen zu einer besseren und schnelleren Aufbereitung des Kraftstoffes und dementsprechend zu kürzeren Zündverzugszeiten. Die Ergebnisse der Tropfenmessungen mittels PDA zeigten, dass vor allem die kleineren Tropfen am Sprayrand ursächlich sind. Dies deckt sich mit den meisten in der Literatur gefundenen Ergebnissen und wird mit geringeren Tropendurchmessern bei kleineren Düsenlochdurchmessern begründet [ILYK94, Ble04]. Für Haas [Haa07] hat dies einen positiven Einfluss auf die Zerstäubung und damit auf die Verdampfung des Kraftstoffes. Lediglich Eisen [Eis03] konnte bei seinen Untersuchungen am Einhubtriebwerk keinen Einfluss des Düsenlochdurchmessers auf den Zündverzug nachweisen.

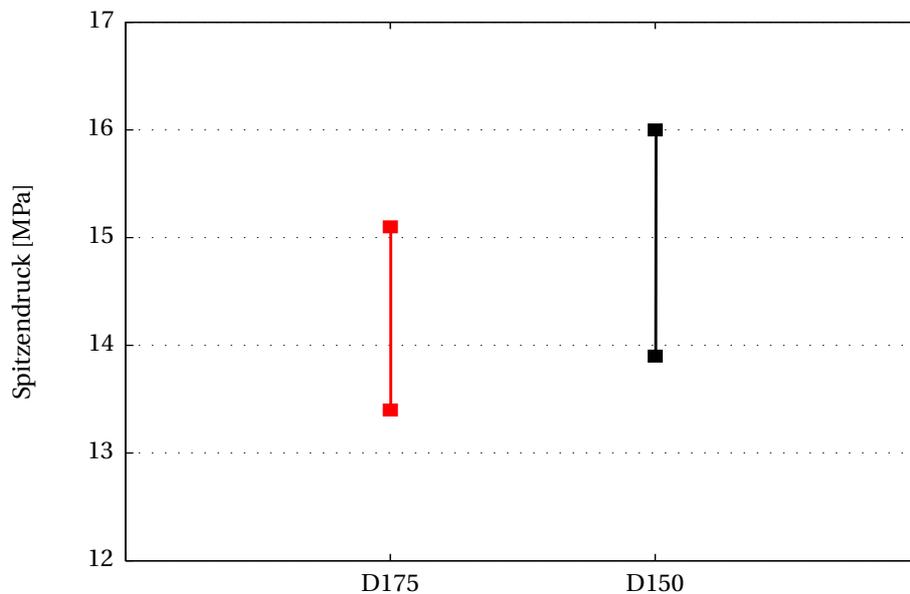


Abbildung 5.38: Vergleich der Spitzendrücke bei zwei verschiedenen Spritzlochdurchmessern; die Bereiche kennzeichnen die bei den Einzelmessungen erreichten Spitzendrücke bei der jeweiligen Düse.

Die Einzelbilder deuten ebenfalls auf eine spontanere Entflammung bei D150 als Folge einer besseren Aufbereitung des Gemisches hin. Dies bestätigen auch die Aufzeichnungen des jeweiligen Spitzendruckes (Abbildung 5.38), der bei D150 im Mittel in etwa 10% höher liegt als bei D175.

Trotz der gemessenen höheren Strahlenspitzen­geschwindigkeiten bei Düse

D175 (vgl. Kapitel 5.3) ist hinsichtlich der Zündorte kaum ein Unterschied festzustellen; in beiden Fällen erfolgen die lokalen Zündreaktionen in mittleren Brennraumregionen. Dies ist ebenfalls ein Indiz für die schnellere Gemischaufbereitung bei Düse D150.

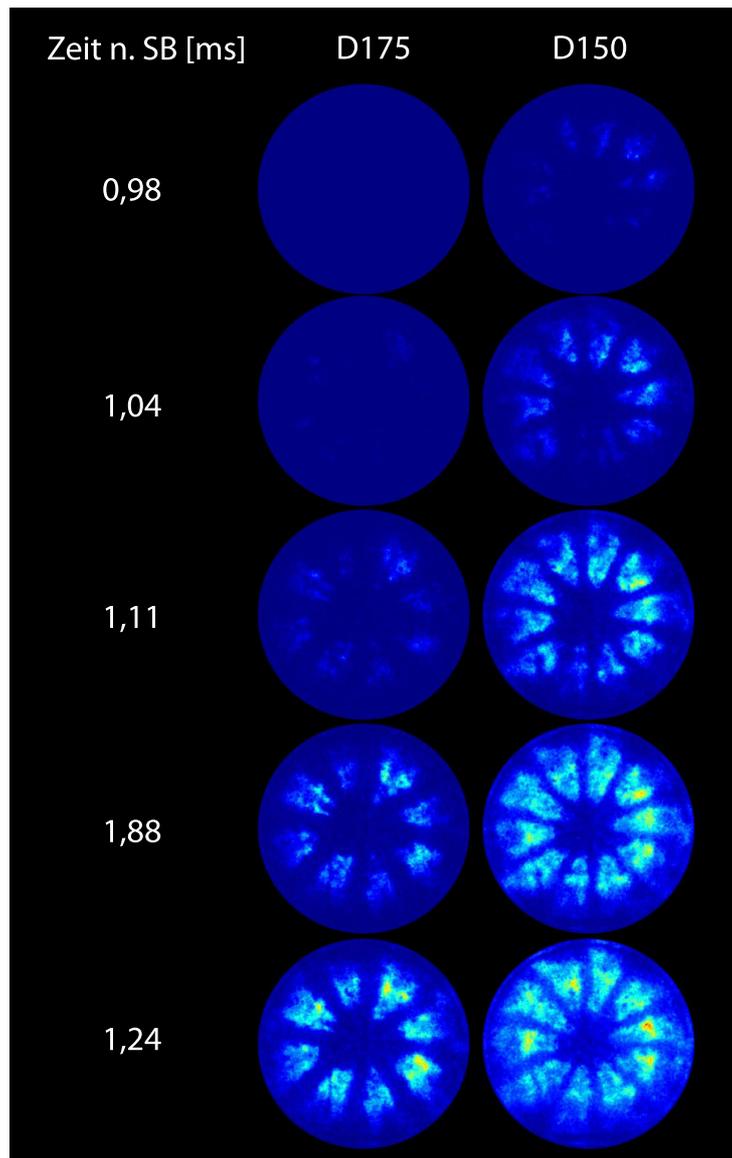


Abbildung 5.39: Vergleich der Chemilumineszenz des OH-Radikals bei den Düsen D175 und D150 bei einem Einspritzdruck von 240 MPa; Kompressionsdruck: 90 MPa.

Ferner zeigen die Untersuchungen, dass auch bei extrem hohen Einspritzdrücken eine Verringerung des Düsenlochdurchmessers bei konstantem Einspritzdruck, eine Verringerung der mittleren Tropfengröße und eine erhebli-

che Verkürzung des Zündverzugs bedeutet. Anhand Abbildung 5.39 ist zu erkennen, dass auch die Chemilumineszenz der OH-Radikale bei D150 früher detektiert wird und somit auch die Diffusionsverbrennung früher eintritt. Bei beiden Düsen treten die ersten Chemilumineszenz-Signale etwa 0,2 ms nach Beginn des Flammenleuchtens im sichtbaren Bereich auf, was darauf hindeutet, dass in beiden Fällen die Dauer zwischen Einsetzen der ersten Zündreaktionen bis zum Beginn der Diffusionsverbrennung in etwa vergleichbar ist. Hinsichtlich der Intensität der Signale sind kaum Unterschiede festzustellen. Daraus lässt sich ableiten, dass bei beiden Düsen von einem vergleichbaren Niveau von Hochtemperatur-Reaktionen auszugehen ist.

Zusammenfassend lässt sich somit festhalten, dass die Ergebnisse aus den Schattenmessungen sowie die PDA-Ergebnisse eindeutig bestätigt sind. Vor allem die Analyse der jeweiligen Fern-Kegelwinkel (vgl. Kapitel 5.3.2) bzw. die kleineren Tropfen am Sprayrand bei D150 konnten eine bessere und schnellere Gemischaufbereitung vorhersagen. Damit ist die geringere Zündverzugszeit sowie der tendenziell höhere Spitzendruck erklärbar.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Grundlagenuntersuchungen zum mikroskopischen und makroskopischen Sprayverhalten bei einem Einspritzdruckbereich von 100 bis 300 MPa durchgeführt. Dabei kamen zwei Versuchsträger zum Einsatz: zum einen eine für die Studie entwickelte Einspritzkammer und zum anderen ein Einhubtriebwerk (EHT), das auf Nfz-Größe umkonstruiert werden musste. In der Kammer wurden in inerter Atmosphäre die Teilprozesse Zerstäubung, Strahlausbreitung und Verdampfung untersucht, welche in direktem Maße Auswirkung auf die Qualität der Verbrennung und damit auf die Schadstoffentstehung haben. Die Versuche am Einhubtriebwerk in oxidativer Atmosphäre dienten zur Ermittlung der Zündverzugszeiten bzw. Zündzeitpunkte, der Zündorte sowie der Beurteilung des Verbrennungsablaufes. Mit Hilfe der Schattenmesstechnik in Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera wurden die makroskopischen Spraygrößen (Strahleindringtiefe, Spraykegelwinkel) sowie der Zünd- und Verbrennungsablauf im EHT bei verschiedenen Randbedingungen analysiert. Als zweite optische Messmethode kam die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) zur Untersuchung der Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit zum Einsatz. Dadurch konnten weitere Erkenntnisse über die Mikrostruktur des Sprays gewonnen werden. Es wurden verschiedene Düsen mit unterschiedlichen Spritzlochdurchmessern appliziert, um den Einfluss der Düsenlochgeometrie auf das Strahl- bzw. Tropfenverhalten zu bewerten.

Um ein tieferes Verständnis der Physik zu erlangen, wurden parallel zu den experimentellen Arbeiten CFD-Rechnungen mit Hilfe des Softwarepakets STAR-CCM+ V5 durchgeführt. Dabei lieferten die Simulationsergebnisse zur Düseninnenströmung mögliche Erklärungen für die Beobachtungen außerhalb der Düse.

Die Ergebnisse mit beiden optischen Messtechniken zeigten, dass mit

zunehmendem Einspritzdruck generell die Eindringtiefe und Strahlspitzen- bzw. Tropfengeschwindigkeit und steigen. Allerdings wurde während der Untersuchungen deutlich, dass bei den verwendeten Magnetventil-Injektoren die Ansteuerdauer ausreichend lang gewählt werden muss, damit sich eine quasi-stationäre Phase ausbilden kann, um das volle Potential des Einspritzdruckes zu nutzen. Zudem lassen die Ergebnisse vermuten, dass im hohen Einspritzdruckbereich mit geringerem Spritzlochdurchmesser der Effekt des höheren Einspritzdruckes auf das Eindringen der Kraftstoffstrahlen auf das schnellere Überwinden der Trägheit der Düsennadel beschränkt ist. Es konnte kein Effekt des Einspritzdruckes im weiteren Verlauf der Penetration beobachtet werden. Die Simulation der Düseninnenströmung zeigte eine vergleichsweise geringe Änderung des Kavitationsverhaltens bei Erhöhung des Einspritzdruckes, was eine Erklärung für die experimentellen Beobachtungen sein könnte, wonach kein verstärkter Strahlaufbruch bzw. kein erhöhter Nah-Kegelwinkel beobachtet wurde. Hingegen konnte die erhöhte Turbulenz in der Düse die stärkeren Schwankungswerte der flüssigen Phase mit steigendem Einspritzdruck erklären. In oxidativer Atmosphäre lassen die Chemilumineszenzaufnahmen auf eine mit steigendem Kraftstoffdruck schnellere Umsetzungsrate verbunden mit deutlich höheren Spitzendrücken und damit auf höhere Verbrennungstemperaturen schließen, was generell einen intensiveren Rußabbrand erwarten lässt. Die mit steigendem Einspritzdruck längere Zündverzugszeit bei den vorliegenden moderaten Kompressionstemperaturen konnten durch die mittels PDA ermittelten größeren Tropfen nahe der Sprayachse, die bei erhöhter Gasdichte beobachtet wurden, begründet werden.

Die Untersuchungen zum Einfluss des Düsenlochdurchmessers auf das Strahlverhalten bestätigen die in der Literatur häufig diskutierte verbesserte Strömungsführung im Spritzloch. In den vorliegenden CFD Simulationen wurden mit kleinerem Durchmesser des Spritzloches eine geringere Kavitationsneigung und damit eine gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung ermittelt. Diese Tatsache äußerte sich bei den PDA-Messungen einerseits in höheren Geschwindigkeiten bei gleichzeitig größeren mittleren Tropfendurchmessern nahe der Sprayachse. Andererseits wurden in der Sprayperipherie aufgrund der stärkeren Interaktion mit der Gasphase kleinere Tropfen

gemessen. Die dadurch vermutete bessere Zerstäubung am Sprayrand korreliert gut mit den Ergebnissen aus den Schattenmessungen, wonach der Vergleich der Fern-Kegelwinkel zeigt, dass bei einem geringeren Spritzlochdurchmesser die Gasphase einen prozentual deutlich größeren Anteil am Gesamtvolumen des Sprays einnimmt. Die dadurch bessere und schnellere Gemischaufbereitung bewirkte bei den Verbrennungsuntersuchungen einen deutlich geringeren Zündverzug sowie schnellere Umsetzungsraten und tendenziell höhere Verbrennungsspitzen drücke.

Die gewonnenen Erkenntnisse konnten somit darlegen, dass eine weitere Einspritzdruckerhöhung gegenüber den heute üblichen Drücken durchaus Potential bietet, um einen sinnvollen Betrag zur Einhaltung zukünftiger Emissionsgesetze für Dieselmotoren zu leisten. Es konnte dabei gezeigt werden, dass kleinere Düsenlochdurchmesser in Kombination mit derart extrem hohen Einspritzdrücken die Gemischbildung und damit den Verbrennungsprozess verbessern können.

Literaturverzeichnis

- [ACCB99] ARANEO, L. ; COGHE, A. ; COSSALI, G.E. ; BRUNELLI, G.: Experimental investigation of the gas density effect on diesel spray penetration and entrainment. In: *SAE 1999-01-0525* (1999)
- [AD02] ARBEITSGEMEINSCHAFT-DRUCKBEHÄLTER: *AD-Merkblätter*. Verband der Technischen Überwachungs-Vereine e.V., Essen, 2002
- [AGF97] ARCOUMANIS, C. ; GAVAISES, M. ; FRENCH, B.: Effect of fuel injection processes on the structure of diesel sprays. In: *SAE 970799* (1997)
- [ASPS06] ARANEO, L. ; SOARE, V. ; PAYRI, R. ; SHAKAL, J.: Setting up a PDPA system for measurements in a Diesel spray. In: *Journal of Physics* (2006)
- [Bad99] BADOCK, C.: *Untersuchungen zum Einfluss der Kavitation auf den primären Strahlzerfall bei der dieselmotorischen Einspritzung*, TU Darmstadt, Diss., 1999
- [Bar01] BARBA, C.: *Erarbeitung von Verbrennungskennwerten aus Indizierdaten zur verbesserten Prognose und rechnerischen Simulation des Verbrennungsablaufes bei Pkw-DE-Dieselmotoren mit Common-Rail-Einspritzung*, ETH Zürich, Diss., 2001
- [Bau03] BAUMGARTEN, C.: *Modellierung des Kavitationseinflusses auf den primären Strahlzerfall bei der Hochdruck-Dieseleinspritzung*, Universität Hannover, Diss., 2003

- [Bau06] BAUMGARTEN, C.: *Mixture Formation in Internal Combustion Engines*. Springer, 2006
- [Ber59] BERGWERK, W.: Flow pattern in diesel nozzle spray holes. In: *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers* Bd. 173, 1959, S. 655–660
- [Ber99] BERTSCH, D.: *Experimentelle Untersuchungen zum Einfluß gemischbildungsseitiger Maßnahmen auf den Zündprozeß, Verbrennung und Schadstoffbildung an einem optisch zugänglichen DE-Dieselmotor*, Universität Karlsruhe, Diss., 1999
- [BHH⁺03] BITTLINGER, G. ; HEINOLD, O. ; HERTLEIN, D. ; KUNZ, T. ; WEBERBAUER, F.: Die Einspritzdüsenkonfiguration als Mittel zur gezielten Beeinflussung der motorischen Gemischbildung und Verbrennung. In: *Motorische Verbrennung: Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VI. Tagung)*, 2003
- [BKK⁺03] BLESSING, M. ; KÖNIG, G. ; KRÜGER, C. ; MICHELS, U. ; SCHWARZ, V.: Analysis of flow and cavitation phenomena in Diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation. In: SAE 2003-01-1358 (2003)
- [Ble04] BLESSING, M.: *Untersuchung und Charakterisierung von Zerstäubung, Strahlausbreitung und Gemischbildung aktueller Dieseldirekteinspritzsysteme*, Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen Universität Stuttgart, Diss., 2004
- [Bod91] BODE, J.: *Zum Kavitationseinfluß auf den Zerfall von Flüssigkeitsfreistrahlen*, Universität Göttingen, Diss., 1991
- [BS07] BASSHUYSEN van ; SCHÄFER: *Handbuch Verbrennungsmotor*. 4. Vieweg, 2007
- [BSA03] *BSA Flow Software V. 2.1 Installation & User's guide. : BSA Flow Software V. 2.1 Installation & User's guide*, 2003

- [BSM02] BAUMGARTEN, C. ; STEGEMANN, J. ; MERKER, G. P.: A New Model for Cavitation Induced Primary Break-Up of Diesel Sprays. In: *ILASS-Europe, 2002*
- [Bus01] BUSCH, R.: *Untersuchung von Kavitationsphänomenen in Dieseleinspritzdüsen*, Universität Hannover, Diss., 2001
- [BYK⁺02] BAE, C. ; YU, J. ; KANG, J. ; KONG, J. ; CUENCA, R. ; LEE, K. O.: The Influence of Injectors Parameters on Diesel Spray. In: *THIESEL, Conference on Thermo- and Fluid-Dynamic Processes in Diesel Engines, 2002*
- [CBG⁺06] CAPROTTI, R. ; BREAKSPEAR, A. ; GRAUPNER, O. ; KLAUA, T. ; KOHNEN, O.: Diesel Injector Deposits Potential in Future Fueling Systems. In: *SAE 2006-01-3359 (2006)*
- [CDA09] *CD-Adapco, STAR-CCM+ V 5.04., User Guide. 2009*
- [CDA11] *CD-Adapco, Persönliche Kommunikation, Technischer Support. 2011*
- [CDGD98] CANAAN, R. ; DEC, J. ; GREEN, R. ; DALY, D.: The Influence of Fuel Volatility on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a Heavy-Duty D.I. Diesel Engine. (1998)
- [CHKG09] CARDENAS, M. ; HOTTENBACH, P. ; KNEER, R. ; GRÜNEFELD, G.: Investigations of Clustered Diesel Jets under Quiescent High-Pressure and High-Temperature Conditions using Mie, Schlieren and Chemiluminescence Imaging. In: *SAE 2009-01-2771 (2009)*
- [CKK⁺95] CHAVES, H. ; KNAPP, M. ; KUBITZEK, A. ; OBERMEIER, F. ; SCHNEIDER, T.: Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles. In: *SAE 950290 (1995)*
- [CTVW04] CAUDWELL ; TRUSLER ; VESOVIC ; WAKEHAM: The Viscosity and Density of n-Dodecane and n-Octadecane at Pressures up to 200 MPa and Temperatures up to 473 K / Imperial College London, University of Southampton, UK. 2004. – Forschungsbericht

- [Dan] DANTEC: *Dantec Measurement Technology, Users-Guide for the Phase-Dynamics-Analyzer*
- [Dan09] DANTEC: *Präsentation PDA*. <http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=455>, 12 2009
- [DC96] DEC, J.E ; COY, E.B.: OH Radical Imaging in a DI Diesel Engine and the Structure of the Early Diffusion Flame. (1996)
- [DE98] DEC, J.E. ; ESPEY, C.: Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine. 982685 (1998)
- [Del06] DELEBINSKI, T.: *Untersuchung der dieselmotorischen Einspritzverlaufsformung mit Hilfe optischer Messtechniken*, Universität Hannover, Diss., 2006
- [DFPM05] DELEBINSKI, T. ; FISCHER, M. ; PÖTTKER, S. ; MERKER, G. P.: Optical Investigation of Multiple Injection of Synthetic Fuels for HCCI Operation. In: *Proceedings of the 20th ILASS-Europe Meeting, Orleans, 2005*
- [DLH09] DORRI, A. ; LAMANI, A. ; HOXHA, A.: Influence of hole geometry in the cavitation phenomena of diesel injectors, a numerical investigation. In: *goriva i maziva* 48, 3: (2009), S. 351–371
- [DM07] DOUDOU, A. ; MASLOUHI, A.: A macro-microscopic investigation of high-pressure sprays injected by a common rail system. In: *Journal of Mechanical Science and Technology* Volume 21 (2007), S. 1284–1292
- [Dor00] DORER, F.S.: *Kompressionsmaschine zur Simulation von Brennraumvorgängen in Wasserstoff-Großdieselmotoren*, TU-München, Diss., 2000
- [Dou05] DOUDOU, A.: Turbulent flow study of an isothermal diesel spray injected by a common rail system. In: *Fuel* 84 (2005), S. 287–298
- [DYSF97] DAN, T. ; YAMAMOTO, T. ; SENDA, J. ; FUJIMOTO, H.: Effect of Nozzle Configurations for Characteristics of Non-Reacting Diesel Fuel Spray. In: *SAE 970355* (1997)

- [EBPB09] ECHOUCHENE, F. ; BELMABROUK, H. ; PENVEN, L. ; BUFFAT, M.: Analysis of the cavitation in diesel injectors / International Renewable Energy Congress, Tunisie. 2009. – Forschungsbericht
- [Eis03] EISEN, S. M.: *Visualisierung der dieselmotorischen Verbrennung in einer schnellen Kompressionsmaschine*, TU-München, Diss., 2003
- [Fat97] FATH, A.: *Charakterisierung des Strahlaufbruch-Prozesses bei der instationären Druckzerstäubung*, Universität Erlangen-Nürnberg, Diss., 1997
- [FSL02] FETTES, C. ; SCHMID, M. ; LEIPERTZ, A.: Analyse von Parametervariationen an einem Pkw-Common-Rail-Motor mittels simultaner Visualisierung von Einspritzung, Verdampfung und Verbrennung. In: *5. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2002*
- [GA09] GAVAISES, M. ; ARCOUMANIS, C.: Advances in cavitation research in fuel injection systems. In: *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (IX. Tagung)*, 2009
- [Gre07] GREIS, A. E.: *Laseroptische Untersuchungen des Verbrennungsprozesses in einem PKW-Dieselmotor*, RWTH Aachen, Diss., 2007
- [HA90] HIROYASU, H. ; ARAI, M.: Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines. In: SAE 900475 (1990)
- [Haa07] HAAS, S.-F.: *Experimentelle und theoretische Untersuchung homogener und teilhomogener Dieselmotorenverfahren*, Universität Stuttgart, Diss., 2007
- [HBDK02] HARNDORF, H. ; BITTLINGER, G. ; DREWES, V. ; KUNZI, U.: Analyse düsenseitiger Maßnahmen zur Beeinflussung der Gemischbildung und Verbrennung heutiger und zukünftiger Dieselmotorenverfahren. In: *5. internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, 2002*
- [Hen06] HENLE, A.: *Entkopplung von Gemischbildung und Verbrennung bei einem Dieselmotor*, TU-München, Diss., 2006

- [HK74] HIROYASU, H. ; KADOTA, T.: Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber. In: *SAE 740715* (1974)
- [HKN97] HIROYASU, H. ; KIM, J.H. ; NISHIDA, K.: Characteristics of the Internal Flow in a Diesel Injection Nozzle. In: *International Journal of Fluid Mechanics Research* (1997)
- [HL01] HOINKIS, J. ; LINDNER, E.: *Chemie für Ingenieure*. 12. Auflage. Wiley-VCH, 2001
- [HMK97] HUNG, C.C. ; MARTIN, J. K. ; KOO, J.: Injection Pressure Effects Upon Droplet Behavior in Transient Diesel Sprays. In: *SAE 970053* (1997)
- [ILYK94] ISHIWATA, H. ; LI, X. ; YOSHIKAWA, H. ; KITAHARA, N.: Recent Progress in Rate Shaping Technology for Diesel In-Line Pumps. In: *SAE 940194* (1994)
- [IN96] ISHIKAWA, N. ; NIIMURA, K.: Analysis of Diesel Spray Structure Using Magnified Photography and PIV. In: *SAE 960770* (1996)
- [KBK⁺02] KÖNIG, G. ; BLESSING, M. ; KRÜGER, C. ; MICHELS, U. ; SCHWARZ, V.: Analyse von Strömungs- und Kavitationsvorgängen in Dieseleinspritzdüsen und deren Wirkung auf die Strahlausbreitung und Gemischbildung. In: *5. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik S. 119-135*, 2002
- [KK03] KOO, J. Y. ; KIM, J. H.: Assessment of a phase Doppler anemometry technique in dense droplet laden jet. In: *KSME International Journal* 17 (7) (2003), S. 1083–1094
- [KL07] KIM, D. J. ; LEE, J. K.: Analysis of the transient atomization characteristics of diesel spray using time-resolved PDPA data. In: *International Journal of Automotive Technology* Volume 9 (2007), S. 297–305
- [Klo10] KLOCKOW, A.: *Optimierung eines Einspritzkammerprüfstandes zur Untersuchung der dieselmotorischen Einspritzung mit Hilfe opti-*

- scher Messtechnik*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2010
- [KN05] KAPULLA, R. ; NAJERA, S. B.: Operation conditions of a phase Doppler anemometer: droplet size measurements with laser beam power, photomultiplier voltage, signal gain and signal-to-noise ratio as parameters. In: *Measurement Science and Technology* (2005)
- [KNK⁺96] KOSAKA, H. ; NISHIGAKI, T. ; KAMIMOTO, T. ; SANO, T. ; MATSUMATI, A. ; HARADA, S.: Simultaneous 2-D Imaging of OH Radicals and Soot in a Diesel Flame by Laser Sheet Techniques. In: *SAE 960834* (1996)
- [Koc07] KOCH, A. P.; Wensing M.; L. P.; Wensing M.; Leipertz: Einfluss von Temperatur und Druck auf das Ausbreitungsverhalten von Dieselsprays,. In: *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VIII. Tagung)*, 2007
- [Koi07] KOIDL, J. S. H. S. Hammer: Herausforderungen an Common-Rail-Einspritzsysteme in einem sich wandelnden Umfeld. In: *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VIII. Tagung)*, 2007
- [Koz04] KOZUCH, P.: *Ein phänomenologisches Modell zur kombinierten Stickoxid- und Rußberechnung bei direkteinspritzenden Dieselmotoren*, Universität Stuttgart, Diss., 2004
- [Kro04] KROME, D.: *Charaterisierung der Tropfenkollektive von Hochdruckeinspritzsystemen für direkteinspritzende Dieselmotoren*, Universität Hannover, Diss., 2004
- [KST06] KILIC, A. ; SCHULZE, L. ; TSCHÖKE, H.: Influence of nozzle parameters on single jet flow quantities of multihole diesel injection nozzles. In: *SAE 2006-01-1983* (2006)
- [KTM00] KOHKETSU, S. ; TANABE, K. ; MORI, K.: Flexibly Controlled Injection Rate Shape With Next Generation Common Rail System for Heavy Duty DI Diesel Engines. In: *SAE 2000-01-0705* (2000)

- [LBT04] LEICK, P. ; BITTLINGER, G. ; TROPEA, C.: Velocity Measurements in the Near-Nozzle Region of Common-Rail Diesel Sprays at Elevated Back-Pressures. In: *Proc. 19th ILASS Europe, Nottingham, 2004*
- [LCHG03] LACOSTE, J. ; CRUA, C. ; HEIKAL, M. ; GOLD, D. Kennaird M.: PDA Characterisation of Dense Diesel Sprays Using a Common-Rail Injection System. In: *SAE 2003-01-3085 (2003)*
- [Lef89] LEFEBVRE, A. H.: *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation, ISBN 0-89116-603-3, 1989
- [Lei08] LEICK, Philippe: *Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2008
- [LH04] LEMMON, E. ; HUBER, M.: Thermodynamic Properties of n-Dodecane, Physical and Chemical Properties Division / National Institute of Standards and Technology, Colorado. 2004. – Forschungsbericht
- [LS09] LAUER, M. ; SATTELMAYER, T.: On the adequacy of Chemilumineszenz as a measure for heat release in turbulent flames with mixture gradients. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, GT2009-59631, Orlando, Florida, USA, 2009*
- [Lum08] LUMPP, B.: *Persönliche Kommunikation*. MAN Nutzfahrzeuge AG, 2008
- [Lum09] LUMPP, B.: *Persönliche Kommunikation*. MAN Nutzfahrzeuge AG, 2009
- [MAX] *www.maximator.de*
- [MCO02] MIRANDA, R. ; CHAVES, H. ; OBERMEIER, F.: Imaging of Cavitation, Hollow Jets and Jet Branching at Low Lift in a Real Size VCO Nozzle. In: *ILASS-Europe, 2002*
- [MGFP10] MARGOT, X. ; GARCIA, A. ; FAJARDO, P. ; PATOUN, S.: Analysis of the cavitation flow in real size diesel injectors with fixed and moving

- needle lift simulations. In: *V European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 2010
- [MGNN07] MATSUMOTO, Y. ; GAO, J. ; NAMBA, M. ; NISHIDA, K.: Mixture Formation and Combustion Processes of Multi-Hole Nozzle with Micro Orifices for D.I. Diesel Engines. In: *SAE 2007-01-4050* (2007)
- [MHFP10] MARGOT, X. ; HOYAS, S. ; FAJARDO, P. ; PATOUN, S.: A moving mesh generation strategy for solving an injector internal flow problem. In: *Mathematical and Computer Modelling 52 1143-1150* (2010)
- [Mic08] MICHELS, U.: *Strahlmodell für Düseninnenströmung und Strahlausbreitung*, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, Diss., 2008
- [MK99] MERKER, G. P. ; KESSEN, U.: *Technische Verbrennung: Motorische Verbrennung*. Teubner-Verlag, 1999
- [MKK⁺04] MICHELS, U. ; KRÜGER, C. ; KÖNIG, G. ; BLESSING, M. ; SCHWARZ, V. ; MERKER, G.: Analysis of the Influence of the Injection Strategy on Cavitating Nozzle Flow, Spray Formation and combustion in a Heavy Duty Truck engine. Effects on Spray and Mixture Formation. In: *International Conference on Thermo and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, Valencia, 2004*
- [MSSO04] MERKER, G. P. ; SCHWARZ, C. ; STIESCH, G. ; OTTO, F.: *Verbrennungsmotoren: Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*. B.G. Teubner Verlag, 2004
- [MWK⁺01] MORGAN, R. ; WRAY, J. ; KENNAIRD, D.A. ; CRUA, C. ; HEIKAL, M.: The influence of injector parameters on the formation and break-up of a diesel spray. In: *SAE 2001-01-0529* (2001)
- [NNK⁺92] NISHIDA, M. ; NAKAHIRA, T. ; KOMORI, M. ; TSUJIMURA, K. ; YAMAGUCHI, I.: Observation of High Pressure Fuel Spray with Laser Light Sheet Method. In: *SAE 920459* (1992)

- [NS96] NABER, J. ; SIEBERS, L.: Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays. In: SAE 960034 (1996)
- [Ofn01] OFNER, B.: *Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen*, TU-München, Diss., 2001
- [Ohr10] OHRNBERGER, T.: *Einspritzdüsenauslegungen und Brennraumgeometrien für ein direkteinspritzendes 2-Ventil-Dieselmotorenverfahren*, Technische Universität München, Diss., 2010
- [OM98] OFNER, B. ; MAYINGER, F.: Einsatz laseroptischer Meßmethoden zur Untersuchung der dieselmotorischen Gemischbildung mit Common-Rail-Systemen. In: *Tagungsband der 6. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungstechnik, Essen*, 1998
- [Oss05] OSSWALD, K.: *Herstellung und Bewertung lasergebohrter Spritzlöcher in Dieseleinspritzdüsen*, Universität Kaiserslautern, Diss., 2005
- [PASS08] PAYRI, R. ; ARANEO, L. ; SHAKAL, J. ; SOARE, V.: Phase doppler measurements: system set-up optimization for characterization of a diesel nozzle. In: *Journal of Mechanical Science and Technology* Volume 22 (2008), S. 1620–1632
- [Pau01] PAUER, T.: *Laseroptische Kammeruntersuchungen zur dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung - Wirkkettenanalyse der Gemischbildung und Entflammung*, Universität Stuttgart, Diss., 2001
- [PDA96] PAYRI, F. ; DESANTES, J.M. ; ARREGLE, J.: Characterization of D.I. Diesel Sprays in High Density Conditions. In: SAE 960774 (1996)
- [PKL06] PARK, S. W. ; KIM, J. W. ; LEE, C. S.: Effect of Injector Type on Fuel-Air Mixture Formation of High-Speed Diesel Sprays. In: *Journal of Automobile Engineering* Volume 220 (2006), S. Number 5

- [PKS09] PISCHINGER, R. ; KLELL, M. ; SAMS, T.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine: Der Fahrzeugantrieb*. Springer, 2009
- [Pre00] PRECHTL, P.: *Analyse und Optimierung der innermotorischen Prozesse in einem Wasserstoff-Dieselmotor*, TU-München, Diss., 2000
- [Pös06] PÖSCHL, M.: *Einfluss der Temperaturinhomogenitäten auf den Reaktionsablauf bei der klopfenden Verbrennung*, Technische Universität München, Diss., 2006
- [PSGM08] PAYRI, R. ; SALVADOR, F. ; GIMENO, J. ; MORENA, J. J. de I.: Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process. In: *Applied Thermal Engineering* Volume 29, Issue 10 (2008), S. Pages 2051–2060
- [PSI05] PICKETT, L.M. ; SIEBERS, D.L. ; IDICHERIA, C.A.: Relationship Between Ignition Process and the Lift-off Length of Diesel Fuel Jets. (2005)
- [QDL⁺99] QIN, J. ; DAN, T. ; LAI, M.-C. ; SAVONEN, C. ; SCHWARTZ, E. ; BRYZIK, W.: Correlating the Diesel Spray Behaviour to Nozzle Design. (1999)
- [RB79] REITZ, R.D. ; BRACCO, F.B.: On the Dependence of Spray Angle and Other Spray Parameters on Nozzle Design and Operating Conditions. In: *SAE 790494* (1979)
- [RB82] REITZ, R.D. ; BRACCO, F.B.: Mechanism of Atomization of a Liquid Jet. In: *The Physics of Fluid* 25 (1982), Nr. 10, S. 1730–1742
- [Reu89] REUTER, U.: *Kammerversuche zur Strahlungsausbreitung und Zündung bei dieselmotorischer Einspritzung*, RWTH Aachen, Diss., 1989
- [RM98] RENNER, G. ; MALY, R.R.: Moderne Verbrennungsdiagnostik für die dieselmotorische Verbrennung. In: *Dieselmotorentechnik* Band 553 (1998)

- [Rot04] ROTHENWÖHRER, M.: *Einfluss thermodynamisch metastabiler Zustände auf den Zerfall und das Mischverhalten von Flüssigkeitstrahlen*, Technische Universität München, Diss., 2004
- [RSC04] RISI, A. de ; SANTE, R. D. ; COLANGELO, G.: Optical Characterization of a Diesel Spray at High Temperature and Pressure. Università degli Studi di Lecce. In: *XII Convegno Nazionale A.I.VE.LA., Napoli*, 2004
- [SAEHL10] SOM, S. ; AGGARWAL, S. K. ; EL-HANNOUNY, E. M. ; LONGMAN, D. E.: Investigation of Nozzle Flow and Cavitation Characteristics in a Diesel Injector. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010)
- [SAS95] SOTERIOU, C. ; ANDREWS, R. ; SMITH, M.: Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydraulic Flip on Atomisation. In: *SAE 950080* (1995)
- [SAS⁺00] SOTERIOU, C. ; ANDREWS, R. ; SMITH, M. ; TORRES, N. ; SANKHALPARA, S.: The Flow Patterns and Sprays of Variable Orifice Nozzle Geometries for Diesel Injection, IMechE Band 01, 2000
- [Sau00] SAUER, J.: *Instationär kavitierende Strömungen – Ein neues Modell, basierend auf Front Capturing (VoF) und Blasendynamik*, Universität Karlsruhe, Diss., 2000
- [Sch01] SCHMALZING, C. O.: *Theoretische und experimentelle Untersuchung zum Strahlausbreitungs- und Verdampfungsverhalten aktueller Diesel-Einspritzsysteme*, Universität Stuttgart, Diss., 2001
- [Sch03] SCHNEIDER, B.: *Experimentelle Untersuchung zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*, ETH Zürich, Diss., 2003
- [Sch05] SCHULZE, T.: *Untersuchung des Einflusses der Spritzlochgeometrie der Einspritzdüse auf die dieselmotorische Gemischbildung und Verbrennung*, Technischen Universität Dresden, Diss., 2005

- [Sch07] SCHUGGER, C.: *Experimentelle Untersuchung des primären Strahlerfalls bei der motorischen Hochdruckeinspritzung*, RWTH Aachen, Diss., 2007
- [See04] SEEBODE, J.: *Dieselmotorische Einspritzratenformung unter dem Einfluss von Druckmodulation und Nadelsitzdrosselung*, Universität Hannover, Diss., 2004
- [Sie98] SIEBERS, D. L.: Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays. In: *SAE 980809* (1998)
- [Sie99] SIEBERS, D. L.: Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based on Mixing-Limited Vaporization. In: *SAE 1999-01-0528* (1999)
- [SKBB01] SCHWARZ, V. ; KÖNIG, G. ; BLESSING, M. ; BUSCH, R.: Einfluß von Einspritzverlaufsteuerung und Form des Einspritzdruckverlaufs auf Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffbildung bei Heavy-Duty Dieselmotoren. In: *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (V. Tagung)*, 2001
- [SSB⁺02] STEGEMANN, J. ; SEEBODE, J. ; BALTES, J. ; BAUMGARTEN, C. ; MERKER, G. P.: Influence of Throttle Effects at the Needle Seat on the Spray Characteristics of a Multihole Injection Nozzle. In: *ILASS Europe , Zaragoza, 2002*
- [SSPR89] SCHULTE, H. ; SCHEID, E. ; PISCHINGER, F. ; REUTER, U.: Preinjection - A Measure to Influence Exhaust Quality and Noise of Diesel Engines. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 111 (1989)
- [STB98] STRAKEY, P. ; TALLEY, D. ; BACHALO, W. D.: Phase Doppler Measurements in Dense Sprays. In: *Proceedings ILASS-Americas '98, Sacramento, CA, 1998*
- [Ste04] STEGEMANN, J.: *Dieselmotorische Einspritzverlaufsformung mit piezoaktuierten Experimentaleinspritzsystemen*, Universität Hannover, Diss., 2004

- [Ste07a] STEINBACH, S.: *Einfluss der Transportvorgänge auf die Effizienz von Harnstoffkatalysatoren in SCR-Abgasanlagen*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [Ste07b] STEINHILBER, T.: *Einfluss der Wasser - oder Emulsionseinspritzung auf die homogene Dieselerbrennung*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [Suz09] SUZZI, D.: *Diesel Nozzle Flow and Spray Formation: Coupled Simulations with Real Engine Validation*, Institute of Aerospace Thermodynamics, Diss., 2009
- [TFA91] TABATA, M. ; FUJII, H. ; ARAI, H. M. a. M. and Hiroyasu: Mean Drop Diameter of a Diesel Spray in a Vaporizing process. In: *JSME International Journal, Series II* Vol. 34, No.3 (1991), S. 369–378
- [TKN05] TANABE, K. ; KOHKETSU, S. ; NAKAYAMA, S.: Effect of Fuel Injection Rate Control on Reduction of Emissions and Fuel Consumption in a Heavy Duty DI Diesel Engine. In: *SAE 2005-01-0907* (2005)
- [Tot10] TOTAL: *Sicherheitsdatenblatt Dieselkraftstoff (DIN 51628) Version :2.00*. 2010
- [TSH01] TAMAKI, N. ; SHIMIZU, M. ; HIROYASU, H.: Enhancements of the Atomization of a Liquid Jet by Cavitation in a Nozzle Hole, Atomization and Sprays, 2001
- [Umw09] UMWELTBUNDESAMT: *Abgasgrenzwerte für LKW und Busse*. <http://www.umweltbundesamt-daten-zur-umwelt.de/umwelt-daten/public/theme.do?nodeIdent=2363>, 07 2009
- [Wac08] WACHTMEISTER, G.: *Skriptum zur Vorlesung Verbrennungsmotoren*. Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen der Technischen Universität München, 2008
- [WAK⁺07] WEIGAND, A. ; ATZLER, F. ; KASTNER, O. ; SCHULZE, T. ; LEUTERITZ, U.: Einfluss der vertikalen Strahlage auf die dieselmotorische Verbrennung. In: *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VIII. Tagung)*, 2007

- [Wal02] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2002
- [WB95] WIARTALLA, A. ; BÄCKER, H.: Einfluß motorisch relevanter Parameter auf die Gemischbildung bei der dieselmotorischen Direkteinspritzung und deren Auswirkung auf die Partikelemission. In: *Haus der Technik Essen*, 1995
- [WDK⁺04] WINTER, J. ; DITTUS, B. ; KERST, A. ; MACK, O. ; SCHUTZ, R. ; VOGEL, A.: Nozzle Hole Geometry - A Powerful Instrument for Advanced Spray Design. In: *Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, 2004
- [Wen06] WENZEL, S. P.: *Modellierung der Ruß- und NOx-Emissionen des Dieselmotors Dissertation*, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Diss., 2006
- [Wir97] WIRTH, R.: *Entwicklung von kombinativen optischen Messtechniken zur Untersuchung der Strahlausbreitung, Gemischbildung und Zündung unter dieselmotorischen Temperaturen und Drücken*, Universität Stuttgart, Diss., 1997
- [Wit01] WITTLER, M.: *Abschlussbericht Sonderforschungsbereich 224 Motorische Verbrennung*. www.sfb224.rwth-aachen.de, 2001
- [WKZ⁺10] WANG, X. ; KUTI, O. A. ; ZHANG, W. ; NISHIDA, K. ; HUANGA, Z.: Effect of Injection Pressure on Flame and Soot Characteristics of the Biodiesel Fuel Spray. In: *Combustion Science and Technology* 182 (2010)
- [WMD01] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R.: *Verbrennung*. Springer-Verlag, Berlin, 2001
- [YH03] YOON, S. S. ; HEISTER, S. D.: A nonlinear atomization model based on a boundary layer instability mechanism. In: *Physics of Fluids* 16 (2003)