

Untersuchung der Spraycharakteristik von Piezo-Injektoren in Bezug auf das
Entflammungsverhalten beim strahlgeführten Brennverfahren

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.-Ing.)

von: Dipl.-Ing. Tobias Breuninger
geb. am: 18.01.1977
in: Öhringen

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jürgen Schmidt
Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Helmut Tschöke
Dr.-Ing. Andreas Kufferath

eingereicht am: 07.02.2012
Promotionskolloquium am: 05.06.2012

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Der Inhalt ist wesentlicher Bestandteil der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Projekte „Analyse des Entflammungsverhaltens von ottomotorischem Modellkraftstoff bei Ladungsschichtung“ und „Analyse des Entflammungsverhaltens bei Ladungsschichtung für strahlgeführte Brennverfahren mit Multifunkenzündung“. Die Bearbeitung des Projekts erfolgte in enger Zusammenarbeit mit dem Institut für Mobile Systeme (IMS) der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Schmidt für das mir entgegengebrachte Vertrauen sowie die wertvollen Anregungen und fachlichen Diskussionen. Für die freundliche Übernahme der Koreferate danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. H. Tschöke und Herrn Dr.-Ing. A. Kufferath.

Den Unternehmen Daimler AG und Robert Bosch GmbH, die mit den zur Verfügung gestellten Versuchsträgern diese Arbeit möglich gemacht haben, gilt besonderer Dank. Insbesondere danke ich Herrn Dr.-Ing. F. Altenschmidt (Daimler AG) und Herrn Dr.-Ing. A. Kufferath (Robert Bosch GmbH) für die gegebene Unterstützung.

Herrn Dipl.-Ing. M. Hese (IMS) danke ich für die angenehme Zusammenarbeit im Rahmen des gemeinsam bearbeiteten Projekts.

Herrn Dr.-Ing. J. Maaß (IAV GmbH) danke ich für die Unterstützung und so manchen messtechnischen Hinweis.

Dankend hervorheben möchte ich die Beiträge der Herren F. Mörs, S. Grahn, J. Fiedler und S. Baer, die mich im Rahmen von Bachelor- und Diplomarbeiten bzw. als wissenschaftliche Hilfskräfte unterstützt haben.

Allen Kollegen und Institutsangehörigen danke ich für die fruchtbare Arbeitsatmosphäre und gute Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau Dörte für alle Unterstützung während meiner Doktorandenzeit.

Kurzfassung

Das strahlgeführte Brennverfahren bietet beim Ottomotor die Möglichkeit, den Kraftstoffverbrauch in der Teillast im Vergleich zum Homogenbetrieb deutlich abzusenken. Charakteristisch für dieses Brennverfahren sind die injektornahe Anordnung der Zündkerze sowie die enge zeitliche Abfolge von Einspritzung und Zündung. Bisher in der Serie eingesetzte Verfahren verwenden einen Piezo-Injektor mit A-Düse. Das Spray dieser Düse bildet ein charakteristisches Randwirbelgebiet aus, das als Zündgebiet genutzt wird. Der Gemischbildungsprozess wird somit von der Dynamik des Kraftstoffsprays dominiert. Die Zündung wird typischerweise noch während des Einspritzvorganges eingeleitet, woraus aus der kurzen Gemischbildungszeit hohe Anforderungen an die Gemischentflammung resultieren. So treten am Zündort zum Zündzeitpunkt hohe Strömungsgeschwindigkeiten auf sowie starke zeitliche und räumliche Gradienten des Luftverhältnisses. Weiterhin liegt der Kraftstoff in noch wesentlichem Maße in flüssiger Form vor. In der vorliegenden Arbeit werden die Spraycharakteristik der Piezo-A-Düse experimentell untersucht sowie die relevanten Einflussparameter anhand eines phänomenologischen Modells bewertet. Das Kraftstoffspray wird unter Druckkammerbedingungen mittels optischer Messmethoden untersucht. Im Mittelpunkt steht hierbei die Analyse des als Zündgebiet genutzten Randwirbels. Die Untersuchungen werden für einen typischen Teillastbetriebspunkt unter Variation der Anzahl der Einspritzungen, des Kammerdrucks, der Kammertemperatur sowie der Injektoransteuerdauer durchgeführt. Die globale Sprayausbreitung wird mit dem Schatten- und Schlierenverfahren mittels Hochgeschwindigkeitsvisualisierung untersucht. Im Randwirbelgebiet werden mit der Phasen-Doppler-Anemometrie sowohl Tropfendurchmesser als auch -geschwindigkeiten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung bestimmt. Es wird weiterhin ein Extinktionsmessverfahren eingesetzt, mit dem der flüssige Kraftstoffanteil im Randwirbel der Piezo-A-Düse erstmals experimentell quantitativ erfasst werden kann. Hierzu wird ein neuer Ansatz zur Berechnung des mittleren Extinktionskoeffizienten Q_{ext} entwickelt. Die Kombination der Ergebnisse aus den optischen Messungen mit den motorischen Untersuchungen trägt wesentlich zum besseren Verständnis der Entflammung beim strahlgeführten Brennverfahren bei. So kann das motorisch ermittelte Entflammungsverhalten auf die hierfür ursächlichen Gemischparameter zurückgeführt werden. Neben den experimentellen Arbeiten werden die für die Sprayzündung relevanten Einflussgrößen anhand eines aus der Literatur entnommenen phänomenologischen Modells beurteilt. Im Rahmen einer qualitativen Sensitivitätsanalyse werden die Parameter hinsichtlich verdunstungs- und reaktionskinetischer Effekte bezüglich der Gemischentflammung untersucht.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
Kurzfassung	ii
Inhaltsverzeichnis	iii
Nomenklatur	vi
1 Einführung	1
2 Stand des Wissens	6
2.1 Direkteinspritzung im Ottomotor	6
2.1.1 Betriebsarten	6
2.1.2 Brennverfahren mit Ladungsschichtung	8
2.1.3 Gemischbildner für die Benzindirekteinspritzung	10
2.2 Grundlagen der Gemischbildung	13
2.2.1 Prozess der Gemischbildung	13
2.2.2 Kraftstoffzerstäubung	14
2.2.3 Tropfenverdunstung	16
2.3 Zündung, Entflammung und Verbrennung	20
2.3.1 Grundlagen der Funkenzündung	20
2.3.2 Entflammung homogener und heterogener Gemische	22
2.3.3 Entflammung und Verbrennung beim strahlgeführten Brennverfahren	27
3 Zielsetzung	33

4	Experimentelle Aufbauten, Messmethoden und Auswertestrategien	35
4.1	Versuchsstand zur Spraycharakterisierung.....	35
4.2	Hochgeschwindigkeitsvisualisierung.....	38
4.3	Phasen-Doppler-Anemometrie.....	40
4.3.1	Grundlagen.....	40
4.3.2	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung.....	45
4.3.3	Auswertemethodik.....	47
4.4	Extinktionsmessung.....	51
4.4.1	Grundlagen.....	51
4.4.2	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung.....	57
4.4.3	Auswertemethodik.....	58
5	Ergebnisse der Spraycharakterisierung.....	59
5.1	Versuchsprogramm.....	59
5.2	Visualisierung des Lamellenaustritts.....	61
5.3	Kammermessungen unter Referenzbedingungen.....	65
5.3.1	Hochgeschwindigkeitsvisualisierung.....	65
5.3.2	Phasen-Doppler-Anemometrie.....	70
5.3.3	Extinktionsmessung.....	79
5.4	Kammermessungen unter Variation der Einflussparameter.....	84
5.4.1	Kammerdruck.....	84
5.4.2	Kammertemperatur.....	89
5.4.3	Injektoransteuerdauer.....	91
5.4.4	Zündkerzeneinfluss.....	97
5.5	Korrelation mit motorischen Entflammungsuntersuchungen.....	98
6	Bewertung der Einflussgrößen bei der Sprayzündung.....	102
6.1	Phänomenologisches Modell.....	102
6.2	Der Referenzzustand.....	105
6.2.1	Bestimmung der Wärmetransportzahl.....	105
6.2.2	Laminare Brenngeschwindigkeit.....	108
6.2.3	Werte des Referenzzustands.....	109
6.3	Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse.....	110
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	116
A	Anhang.....	123
A.1	PDA-Systemkonfiguration.....	123
A.1.1	Streuwinkel und Phasenkonversionsfaktor.....	123

A.1.2 Messvolumen und Laserleistung.....	126
A.1.3 Brechungsindex.....	128
A.2 Fehlerbetrachtungen	130
A.2.1 Fehlereinflüsse Phasen-Doppler-Anemometrie.....	130
A.2.2 Fehlerbetrachtung Extinktionsmessverfahren.....	134
A.3 Erläuterungen zum phänomenologischen Modell nach BALLAL & LEFEBVRE..	143
A.4 Berechnung der Brennraumbedingungen.....	149
A.5 Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit	150
Abbildungsverzeichnis	151
Literaturverzeichnis	156
Lebenslauf	177

Nomenklatur

A	m^2	Fläche
A_b	m^2	Verbrennungsterm
A_v	m^2	Verdunstungsterm
a	m^2/s	Temperaturleitkoeffizient
B_H	-	Wärmetransportzahl
B_M	-	Massentransportzahl
b	-	Parameter der Nukiyama-Tanasawa-Verteilung
C	m^2	Wirkungsquerschnitt
C	-	Konstante
c	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität
c_p	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_N	$1/\text{m}^3$	Tropfenanzahldichte
c_V	m^3/m^3	Volumenkonzentration
c_M	kg/m^3	Massekonzentration
D_{Fk}	mm	Flammenkerndurchmesser
D_{Diff}	m^2/s	Diffusionskoeffizient
d	$\mu\text{m}, \text{mm}$	Durchmesser
E	-	Extinktion, $= -\ln T$
E	J	Energie
f	$1/\text{s}$	Frequenz
f	mm	Brennweite
Δh_v	J/kg	Verdampfungsenthalpie
Δh_r	J/kg	Reaktionsenthalpie
I	W/m^2	Intensität
K_v	m^2/s	Verdampfungskonstante
k	$\text{W}/(\text{m K})$	Wärmeleitfähigkeit
L	m	Länge, optischer Pfad
L_{st}	$\text{kg}_L/\text{kg}_{Kr}$	stöchiometrischer Luftbedarf
M	kg	Masse
m	-	relativer Brechungsindex
N	-	Anzahl
N	-	Ordnung
n	-	Anzahl

n	-	Brechungsindex
n	1/min	Drehzahl
P_{ij}	$^{\circ}/\mu\text{m}$	Phasenkonversionsfaktor bzgl. Detektor i und j
p	Pa, bar	Druck
p	-	Streumodus
p	-	Parameter der Nukiyama-Tanasawa-Verteilung
p_{mi}	bar	indizierter Mitteldruck
Q	-	Extinktionskoeffizient
Q_p	-	p-Quantil
\dot{Q}	W	Wärmestrom
q	-	Parameter der Nukiyama-Tanasawa-Verteilung
q	$\text{kg}_{\text{Kr}}/\text{kg}_{\text{L}}$	Kraftstoff-Luft-Verhältnis
R_{Fk}	-	Verhältnis aus Verbrennungs- und Verdunstungsterm
R_L	$\text{J}/(\text{kg K})$	Gaskonstante Luft
r	μm	Radius
S_l	m/s	laminare Brenngeschwindigkeit
S_t	m/s	turbulente Brenngeschwindigkeit
s	-	Standardabweichung der Messung
T	-	Transmission
T	s	Periodendauer
T	K	Temperatur
t	s	Zeit
t_i	μs	Injektoransteuerdauer
u	m/s	Geschwindigkeit
u'	m/s	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
V	m^3	Volumen
X_{RG}	-	Restgasgehalt
x	-	Mie-Parameter
Y	-	Massenbruch

Griechische Symbole

α	$^{\circ}$	Kurbelwinkel
β	-	Geometriefaktor
γ	$^{\circ}$	Winkel der Tropfenausbreitung
Δ	-	Differenz
δ	μm	Flammendicke
ϑ	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur
Θ	$^{\circ}$	Strahlschnittwinkel
Θ	$^{\circ}$	Apertur

κ	-	Isentropenexponent
λ	nm	Wellenlänge
λ	-	Luftverhältnis
μ	μm	Erwartungswert der Normalverteilung
μ	$\text{kg}/(\text{m s})$	dynamische Viskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	-	Standardabweichung der Normalverteilung
σ	N/m	Oberflächenspannung
Φ	-	Äquivalenzverhältnis, $= I / \lambda$
$\Delta\Phi_{ij}$	$^\circ$	Phasenverschiebung bzgl. Detektor i und j
φ	$^\circ$	Streuwinkel
ψ	$^\circ$	Elevationswinkel
Ω	-	Anteil dampfförmiger Kraftstoff

Indizes

<i>abs</i>	Absorption (absorption)
<i>B</i>	Blende
<i>Br</i>	Brennraum
<i>Brew</i>	Brewster
<i>b</i>	Verbrennung
<i>C</i>	Wärmeleitung
<i>D</i>	Doppler
<i>Diff</i>	Diffusion
<i>Dpf</i>	Kraftstoffdampf
<i>eff</i>	effektiv
<i>ext</i>	Extinktion (extinction)
<i>F</i>	Flamme
<i>Fl</i>	Flüssigphase
<i>Fk</i>	Flammenkern
<i>G</i>	Gasphase
<i>H</i>	Wärmezufuhr
<i>i</i>	allg. Zählvariable
<i>j</i>	allg. Zählvariable
<i>K</i>	Kammer
<i>Kr</i>	Kraftstoff
<i>krit</i>	kritisch
<i>L</i>	Luft
<i>l</i>	laminar

<i>M</i>	Masse
<i>Mie</i>	Mie-Theorie
<i>min</i>	minimal
<i>N</i>	Anzahl
<i>n</i>	normiert
<i>Ob</i>	Oberfläche
<i>p</i>	Pause
<i>Reg</i>	Regression
<i>RG</i>	Restgas
<i>res</i>	resultierend
<i>rel</i>	relativ
<i>Shift</i>	Shift-Frequenz
<i>S</i>	Siedepunkt
<i>sca</i>	Streuung (scattering)
<i>st</i>	stöchiometrisch
<i>T</i>	Tropfen
<i>t</i>	turbulent
<i>v</i>	Verdunstung
<i>V</i>	Volumen
<i>w</i>	Strahltaile (waist)
<i>Zünd</i>	Zündung
<i>x, y, z</i>	Raumkoordinaten
<i>0</i>	Ausgangszustand
∞	unendlich

Abkürzungen

ACEA	Association des Constructeurs Européens d'Automobiles
ASR	Aussetzerrate
abs.	absolut
BDE	Benzindirekteinspritzung
CAI	Controlled Autoignition
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
ES	Einspritzung
ESE	Einspritzende
HC	Kohlenwasserstoffe
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
HDEV	Hochdruckeinspritzventil
KW	Kurbelwinkel
NO _x	Stickoxide

OT	oberer Totpunkt
PDA	Phasen Doppler Anemometer
rel.	relativ
TSZ	Transistorspulenzündung
VC	Variationskoeffizient
v. ZOT	vor Zünd-OT
ZZP	Zündzeitpunkt

Dimensionslose Kennzahlen

Le	Lewis-Zahl
Nu	Nusselt-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sh	Sherwood-Zahl
We	Weber-Zahl

1

Einführung

Der Wunsch nach individueller Mobilität kann mit zunehmendem Wohlstand einer Gesellschaft von einer immer breiteren Bevölkerungsschicht verwirklicht werden. Während in den Industrieländern der motorisierte Individualverkehr bereits weite Verbreitung gefunden hat, wird in den aufstrebenden Schwellenländern eine ähnliche Entwicklung erwartet. Im Jahr 2010 wurden weltweit 71 Mio. Pkw und leichte Nutzfahrzeuge verkauft, im Jahr 2020 werden es nach einer Prognose der ROBERT BOSCH GMBH 103 Mio. Fahrzeuge sein [115], siehe **Bild 1.1**. Dabei wird in 100 Mio. Fahrzeugen ein Verbrennungsmotor zum Einsatz kommen, nur in 3 Mio. Fahrzeugen wird es ein Elektro- oder ein Plug-in-Hybrid-Antrieb¹ sein. Nach dieser Prognose wird der Zuwachs bei den Verbrennungsmotoren somit ca. 40% betragen. Auf mittlere Sicht wird der Verbrennungsmotor demnach die vorherrschende Antriebstechnik bleiben.

Aufgrund dieser zu erwartenden Entwicklung tritt die ökologische Verträglichkeit der Fahrzeuge zunehmend in den Vordergrund. Einen wesentlichen Aspekt stellt der Kraftstoffverbrauch dar, dessen Reduzierung in der Motorenentwicklung eine hohe Priorität einnimmt. Getrieben wird diese Entwicklung zum einen durch die Begrenztheit der Ressource fossiler Kraftstoff. Zum anderen ist mit dem Kraftstoffverbrauch direkt der Ausstoß des Treibhausgases Kohlenstoffdioxid (CO_2) verknüpft, das mit für die weltweite Klimaerwärmung verantwortlich gemacht wird. Neben dem CO_2 -Ausstoß ist die Reduzierung der Emission toxischer Gase wie Kohlenmonoxid, Stickoxide, Kohlenwasserstoffe sowie von Partikeln ein wesentliches Ziel. Neben der ökologischen Verträglichkeit der Motoren ist weiterhin die Akzeptanz des Kunden zu beachten. So ist die Reduktion der Emissionen bei Aufrechterhaltung von Fahrspaß und Komfort sowie bei akzeptablen Anschaffungs- und Betriebskosten zu realisieren.

¹ Als Plug-in-Hybrid wird ein Hybridfahrzeug bezeichnet, dessen Batterie extern über ein Stromnetz aufgeladen werden kann.

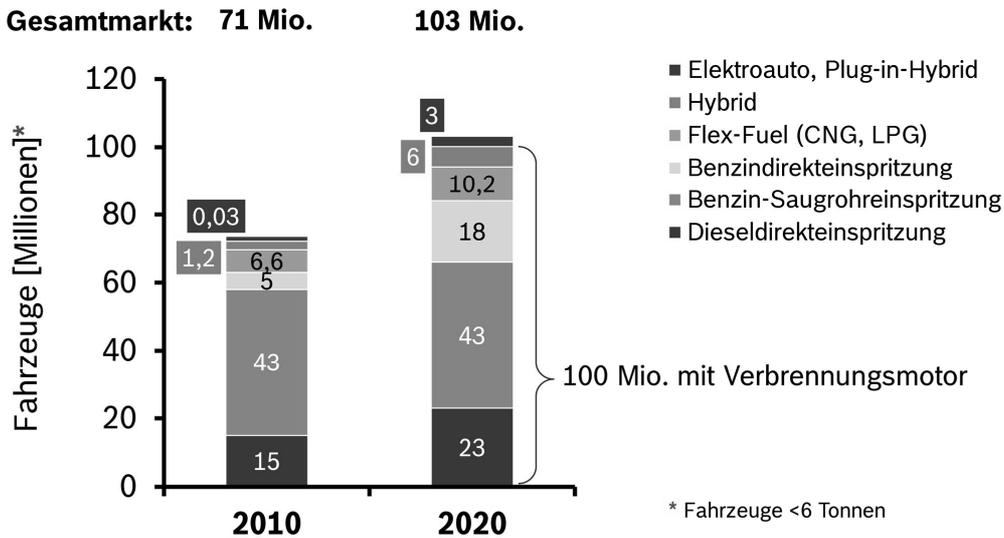


Bild 1.1: Prognose des weltweiten Fahrzeugabsatzes differenziert nach Antriebskonzepten [115]

Die Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs bzw. des CO₂-Ausstoßes ist weltweit Gegenstand intensiver Bemühungen. Maßgeblich tragen hierzu die Gesetzgeber bei, die durch festgelegte Emissionsobergrenzen die Automobilhersteller zur Einführung sparsamer Motoren bewegen. In Europa hatten sich die Hersteller im Rahmen der ACEA-Selbstverpflichtung das Ziel auferlegt, den Flottenverbrauch von 1995 bis 2008 um 25% zu reduzieren, siehe **Bild 1.2**. Dies entsprach einem Zielwert von 140 g CO₂/km, der jedoch nicht erreicht wurde. Im Jahr 2009 lag der CO₂-Ausstoß eines durchschnittlichen Neuwagens in der EU bei 146 g CO₂/km, für 2010 wird ein Wert von 143 g CO₂/km angegeben [29].

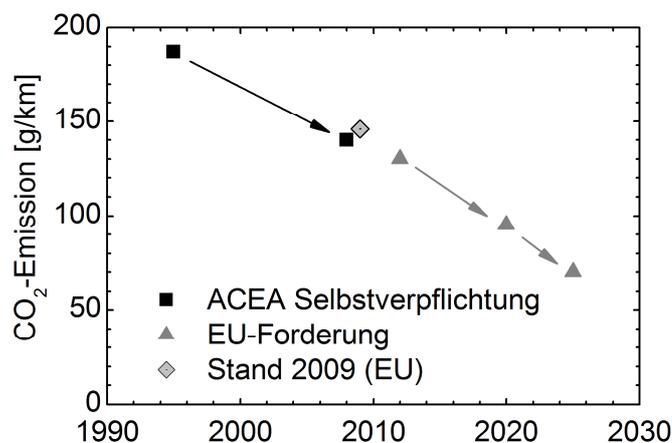


Bild 1.2: CO₂-Emissionen durch Kraftfahrzeuge in Europa

Die EU-Kommission fordert, dass der durchschnittliche CO₂-Ausstoß der Neuwagenflotte eines Fahrzeugherstellers ab dem Jahr 2012 den Wert von 130 g CO₂/km nicht überschreitet. Dieser Grenzwert muss ab 2012 zunächst für einen

Prozentsatz von 65% der Neuwagenflotte eines Herstellers eingehalten werden, dieser Anteil erhöht sich bis zum Jahr 2015 auf 100%. Bis zum Jahr 2020 ist der durchschnittliche Ausstoß weiter bis auf 95 g CO₂/km abzusenken. Für das Jahr 2025 wird ein Wert von 70 g CO₂/km diskutiert, was einem Verbrauch von ca. 3,0 l/100 km Benzin entspricht [29] [115].

Neben dem CO₂-Ausstoß wird ebenso der Ausstoß von Kohlenmonoxid (CO), Stickoxiden (NO_x), Kohlenwasserstoffen (HC) sowie von Partikeln gesetzlich geregelt. Die Emissionsobergrenzen wurden hierbei stets abgesenkt, **Bild 1.3** zeigt den Verlauf der EU-Abgasnorm für Pkw mit Ottomotor. Aktuell ist die Euro 5-Norm gültig, diese wird im Jahr 2014 durch die Euro 6-Norm ersetzt. Wesentliche Veränderung im Vergleich zur Euro 5-Norm ist, dass neben der ausgestoßenen Partikelmasse dann auch die Partikelanzahl limitiert wird.

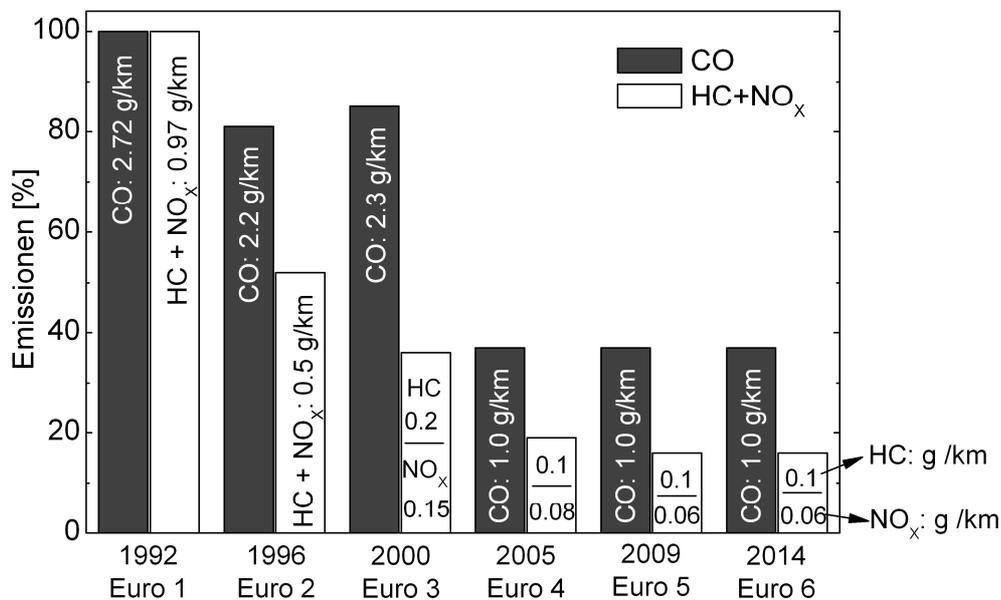


Bild 1.3: EU-Abgasnormen für Pkw mit Ottomotor

Um die geforderte Reduzierung des CO₂-Ausstoßes zu erreichen, existieren verschiedene technologische Konzepte, die den Wirkungsgrad des Verbrennungsmotors verbessern. Nachfolgend werden die wichtigsten Maßnahmen aufgeführt, die beim Ottomotor mit klassischem Homogenbetrieb (vgl. Kapitel 2.1.1) angewendet werden können [30] [119].

In Europa ist das **Downsizing** weit verbreitet, bei dem das Hubvolumen bzw. die Zylinderanzahl bei gleichbleibender Motorleistung reduziert werden. Hierzu wird üblicherweise die Direkteinspritzung (vgl. Kapitel 2.1.1) mit Aufladung kombiniert. Um den Leistungsverlust infolge des reduzierten Hubraums zu kompensieren, wird dem Motor durch ein Aufladesystem mehr Verbrennungsluft und damit mehr Kraftstoff zugeführt ($\lambda \approx \text{konst.}$). Durch das Downsizing wird der Betriebspunkt des

Motors zu höheren Lasten verschoben, wodurch geringere Drosselverluste entstehen. Der Wirkungsgrad des Motors verbessert sich durch geringere Reibungsverluste, geringere Motormasse sowie durch die Minimierung der Ladungswechselperluste. Ein Vorteil dieses Konzepts ist, dass weiterhin der Drei-Wege-Katalysator zur Abgasnachbehandlung verwendet werden kann, nachteilig ist die gesteigerte Klopfneigung infolge der gestiegenen Brennraumdrücke.

Beim **variablen Ventiltrieb** wird die zugeführte Frischgasmenge über den Schließzeitpunkt des Einlassventils festgelegt. Hierdurch können im Teillastbetrieb die Drosselverluste reduziert und somit die Ladungswechselperarbeit verringert werden, was zu einem höheren Wirkungsgrad führt. Es existieren die Strategien frühes Einlass-Schließen und spätes Einlass-Schließen. Beim frühen Einlass-Schließen wird das Einlassventil im Ansaugtakt geschlossen, beim späten Einlass-Schließen dagegen im Kompressionstakt. Bei letzterem wird die nicht benötigte Luftmenge aus dem Brennraum in den Ansaugtrakt zurückgeschoben.

Die **Zylinderabschaltung** ist insbesondere für hubraumstarke Motoren interessant. Dabei werden in der Teillast durch Deaktivierung der Ventilsteuerung und der Kraftstoffeinspritzung einzelne Zylinder abgeschaltet. Für die abgeschalteten Zylinder entfallen somit die Drosselverluste wogegen die verbliebenen aktiven Zylinder bei einem höheren Lastniveau mit entsprechend geringeren Drosselverlusten betrieben werden. Durch die abgeschalteten Zylinder darf hinsichtlich der Lambda-Regelung keine zusätzliche Luft durch den Motor geführt werden, was insbesondere bei den Umschaltvorgängen zu beachten ist.

Die gezielte Beeinflussung der im Motor auftretenden Wärmeströme ist Gegenstand des **Thermomanagements**. Im Hinblick auf die Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs ist hier die Warmlaufphase von Interesse, die durch einen hohen Kraftstoffverbrauch gekennzeichnet ist. Durch Maßnahmen des Thermomanagements wie beispielsweise der gezielten Lenkung der Wärmeströme zu den Hauptlagerstellen können hierbei Reibungsverluste reduziert werden. Beim betriebswarmen Motor hat das Thermomanagement unter anderem das Ziel des Einstellens optimaler Fluid- und Bauteiltemperaturen, der Verlustenergienutzung sowie der Minimierung der Reibleistung [74].

Beim **Start-Stopp-System** wird der Antriebsmotor in Standphasen abgestellt und bei Wunsch des Fahrers zur Weiterfahrt automatisch gestartet. Insbesondere im Stadtverkehr mit vielen Ampelstopps und Staus kann somit der Kraftstoffverbrauch reduziert werden.

Im **Homogen-Mager-Betrieb** wird der Motor überstöchiometrisch betrieben, wodurch infolge des Luftüberschusses weniger angedrosselt werden muss und somit

die Ladungswechselverluste reduziert werden können. Grenzen sind hierbei durch die abnehmende Zündfähigkeit mit zunehmender Luftverdünnung gesetzt. Weiterhin können die Stickoxide durch den Luftüberschuss nicht mit einem herkömmlichen Drei-Wege-Katalysator reduziert werden.

Die aufgeführten Maßnahmen beziehen sich auf den homogen betriebenen Ottomotor. Es existieren weitere Brennverfahren, deren Entwicklung im Hinblick auf die Reduzierung von CO₂- und Schadstoffausstoß vorangetrieben wird. Hier ist zunächst die **homogene Selbstzündung** zu nennen (CAI: Controlled Autoignition, bzw. HCCI: Homogeneous Charge Compression Ignition), bei der der Kraftstoff dampfförmig und homogen im Brennraum vorliegt. Infolge der Kompression zündet das Gemisch und verbrennt im Gegensatz zur Flammenfrontverbrennung des klassischen Ottomotors idealerweise im gesamten Brennraum simultan. Das Verfahren ist insbesondere für die Teillast interessant, bei der der Motor entdrosselt sowie mit hohen Restgasraten betrieben wird. Es entfallen somit Drosselverluste, wodurch sich der Wirkungsgrad erhöht. Ein weiterer Vorteil ist, dass sich aufgrund der hohen Ladungsverdünnung geringe Prozesstemperaturen einstellen mit einer entsprechend geringen innermotorischen NO_x-Bildung. Bedingt durch das homogene Gemisch ergibt sich weiterhin eine nur geringe Rußbildung. Wesentlich für das Verfahren ist die Kontrolle der Verbrennungseinleitung, da infolge der kurzen Brenndauer die Verbrennungslage eine wesentliche Rolle einnimmt. Der Brennbeginn wird über die Ladungstemperatur und somit über die zugeführte Restgasmenge eingestellt, was beispielsweise über eine variable Ventilsteuerung realisiert wird. Bei höheren Lasten muss auf konventionellen Betrieb umgeschaltet werden, da sich durch die Selbstzündung zu starke Druckanstiege ergeben würden. Problematisch beim Verfahren der homogenen Selbstzündung ist die Beherrschung des transienten Motorbetriebs sowie der Umschaltvorgänge von Homogenzündung auf Fremdzündung [119].

Als weiteres Brennverfahren mit hohem Potential zur Kraftstoffeinsparung ist die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Direkteinspritzung mit **strahlgeführtem Brennverfahren** zu nennen. Hierbei wird im Brennraum an der Zündkerze eine kompakte Gemischwolke erzeugt, während im übrigen Brennraum Luft und Restgas vorliegen. Der Motor kann somit entdrosselt betrieben werden, wodurch Ladungswechselverluste nahezu entfallen. Aufgrund der hohen Ladungsverdünnung stellen sich geringere Prozesstemperaturen ein, was zu reduzierten Wandwärmeverlusten führt. Die Direkteinspritzung mit strahlgeführtem Brennverfahren wird nachfolgend ausführlich erläutert.

2

Stand des Wissens

2.1 Direkteinspritzung im Ottomotor

2.1.1 Betriebsarten

Die Benzindirekteinspritzung (BDE) ist in der jüngeren Vergangenheit Gegenstand intensiver Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten, getrieben von der Forderung eines reduzierten Kraftstoffverbrauchs. Bereits in den 30er Jahren begannen wesentliche Arbeiten an Flugmotoren mit dem vorrangigen Ziel der Erhöhung der Leistung sowie der Betriebssicherheit im Vergleich zu den damals üblichen Vergasermotoren. Im Jahr 1937 wurde der erste Flugmotor mit Benzindirekteinspritzung in Serie eingeführt, der Kraftstoff wurde bei diesen Motoren während des Ansaugtaktes mittels Mehrlochdüsen in den Brennraum eingebracht [187]. In einem Sportwagen von *Mercedes-Benz* (300 SL) wurde 1954 zum ersten Mal die Benzindirekteinspritzung an einem Fahrzeug mit Viertaktmotor in Serie eingeführt [188]. Infolge der hohen Kosten und der Schmierölverdünnung konnte sich dieses Verfahren zunächst nicht durchsetzen. Die erste Serieneinführung eines Motors mit Ladungsschichtung gelang 1996 durch *Mitsubishi*. Einen historischen Überblick über die Benzindirekteinspritzung geben [31] und [236].

Im Verlauf der 1980er Jahre wurde in zunehmendem Maße bei Ottomotoren die Saugrohreinspritzung eingesetzt. Hierbei ist die Gemischbildungszeit entsprechend lange, so dass das Gemisch zum Zündzeitpunkt weitgehend homogen vorliegt. Die Last wird über die Gemischmenge eingestellt, woraus Drosselverluste insbesondere in der Teillast entstehen. Beim typischen Betrieb mit stöchiometrischem Luftverhältnis erfolgt die Abgasnachbehandlung zur Reduzierung der Schadstoffe fast ausschließlich mit 3-Wege-Katalysator.

Im Gegensatz dazu wird bei der Direkteinspritzung der Kraftstoff direkt in den Brennraum eingebracht. In Abhängigkeit des Betriebspunkts (Last und Drehzahl)

wird der Motor entweder mit Homogen- oder Schichtbrennverfahren betrieben. Beim *homogenen Betrieb* wird der Kraftstoff im Ansaugtakt in den Brennraum eingespritzt, so dass zum Zündzeitpunkt ein homogenes Gemisch vorliegt, siehe **Bild 2.1**. Aus der Einspritzung direkt in den Brennraum resultiert der Effekt der Innenkühlung. Die Verdichtungsendtemperatur ist im Vergleich zur Saugrohrein-spritzung geringer, woraus eine geringere Klopfneigung resultiert. Das bessere Klopfverhalten kann für eine Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses genutzt werden, wodurch eine Reduktion des Kraftstoffverbrauchs um ca. 5% erreicht werden kann [31]. Das homogene Brennverfahren mit Benzindirekteinspritzung ist wie die Saugrohrein-spritzung im gesamten Kennfeld anwendbar.

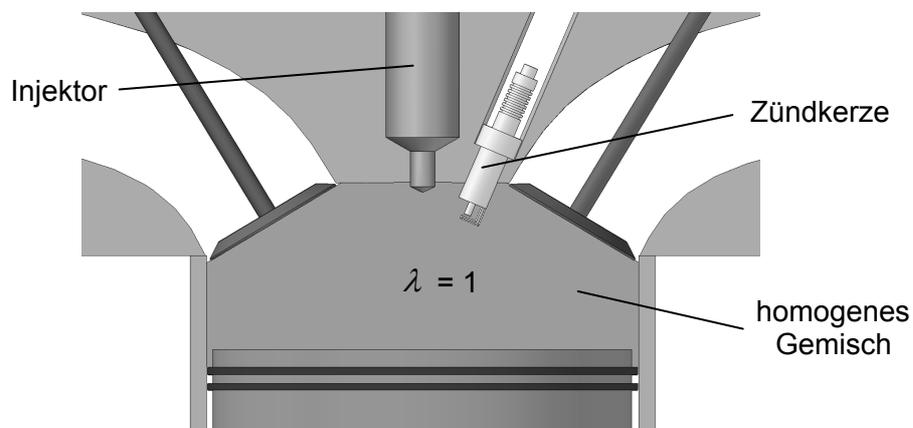


Bild 2.1: Direkteinspritzung im Homogenbetrieb

Bei der Benzindirekteinspritzung im *Schichtbetrieb* erfolgt die Einspritzung dagegen erst spät im Kompressionshub mit dem Ziel, zum Zündzeitpunkt im Bereich der Zündkerze eine kompakte, zündfähige Gemischwolke zu erhalten, siehe **Bild 2.2**.

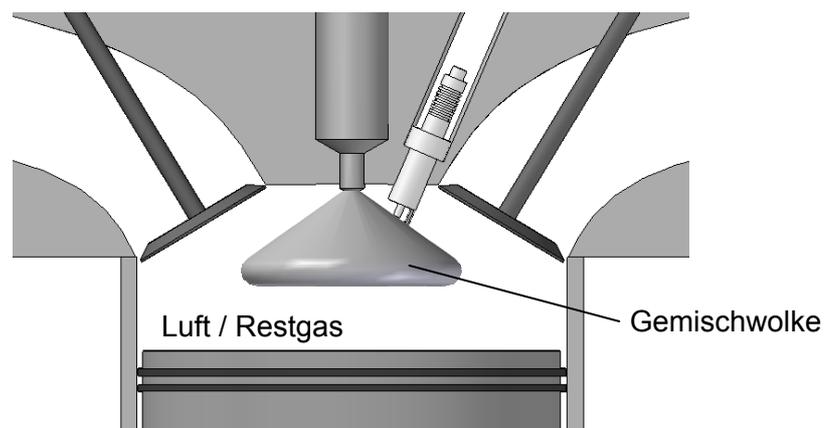


Bild 2.2: Direkteinspritzung im Schichtbetrieb

Hieraus bewirken folgende Effekte eine Verbesserung des Wirkungsgrads: Die Luft kann nahezu ungedrosselt in den Brennraum einströmen, Drosselverluste entfallen somit weitgehend. Die Gemischwolke wird von Luft und Restgas umgeben, das globale Luftverhältnis ist somit stark überstöchiometrisch. Durch den Luftüberschuss

sinkt die Prozesstemperatur, woraus geringere Wandwärmeverluste resultieren. Weiterhin erhöht sich durch den Luftüberschuss der Isentropenexponent κ , was zu einer Wirkungsgraderhöhung führt [27]. Nachteilig beim Schichtbetrieb ist, dass aufgrund des globalen Luftüberschusses die Stickoxide nicht mit einem klassischen 3-Wege-Katalysator konvertiert werden können. Zur Reduktion der Stickoxide hat sich bisher der NO_x Speicherkatalysator durchgesetzt, bei dem die Stickoxide während des Magerbetriebs an Speichermaterialien gebunden werden. Nachteile der Speicherkatalysatortechnik sind, dass nahezu schwefelfreier Kraftstoff benötigt wird sowie die Notwendigkeit, das Speichermaterial periodisch bei unterstöchiometrischem („fetten“) Motorbetrieb zu regenerieren [85] [146].

Der Schichtbetrieb ist vom Leerlauf bis hin zu mittleren Drehzahlen sowie bis zu mittleren Lasten anwendbar. Bei zu hoher Drehzahl ist die zur Verfügung stehende Gemischbildungszeit zu gering und die intensive Brennraumströmung steht einer stabilen Ladungsschichtung entgegen. Mit zunehmender Last nimmt dagegen die eingespritzte Kraftstoffmenge zu. Hieraus resultiert das Problem der unzureichenden Homogenisierung der Gemischwolke, da vermehrt fette Gemischanteile auftreten und eine optimale, rußarme Verbrennung nicht mehr dargestellt werden kann. Weiterhin nimmt der Effekt der verringerten Ladungswechselverluste im Vergleich zur Saugrohreinspritzung mit zunehmender Last ab. Die Schichtladung ist somit ein Konzept zur Abdeckung der Teillast. Die nachfolgend beschriebenen Brennverfahren wurden hierfür entwickelt.

2.1.2 Brennverfahren mit Ladungsschichtung

Um das Ziel einer Ladungsschichtung zu erreichen, wurden verschiedene Brennverfahren entwickelt. Es werden das wandgeführte, luftgeführte und das strahlgeführte Brennverfahren unterschieden [30].

Beim *wandgeführten* Verfahren wird der Kraftstoff von einem seitlich, nahe der Zylinderwand positionierten Injektor während der Kompression auf eine Kolbenmulde eingespritzt. Über die Kolbenmulde und die Aufwärtsbewegung des Kolbens wird das Kraftstoffspray nach oben zur Zündkerze umgelenkt. Aufgrund der großen Distanz von Injektor und Zündkerze muss relativ früh im Kompressionstakt eingespritzt werden (ca. 70° KW v. ZOT [148]), woraus dem Gemischbildungsprozess entsprechend viel Zeit zur Verfügung steht. Beim *luftgeführten* Verfahren wird der Kraftstoff ebenfalls von einem seitlich positionierten Injektor in den Brennraum eingespritzt. Idealerweise wird die Kraftstoffwolke hierbei ausschließlich durch eine gezielte Ladungsbewegung zur Zündkerze geführt, ohne den Kolben zu berühren [169]. Hierzu ist eine zyklusstabile Luftbewegung im Brennraum erforderlich, die über

speziell ausgeführte Einlasskanalgeometrien bzw. im Einlasskanal eingebrachte Klappen erzeugt werden soll [33] [67]. Bei real ausgeführten Motorkonzepten ist häufig eine Mischform des wandgeführten und luftgeführten Verfahrens umgesetzt. Dies stellt die sogenannte 1. Generation der Benzindirekteinspritzung dar. Aufgrund folgender Schwierigkeiten konnte der theoretische Wirkungsgradvorteil nicht erreicht werden, was eine nachhaltige Marktdurchdringung verhindert hat [18] [205] [213]:

- Der Schichtbetrieb ist nur in einem relativ kleinen Kennfeldbereich anwendbar, da die Einspritzparameter von der Kolbenstellung abhängen.
- Durch die Kopplung der Gemischbildung mit der Kolbenstellung ergibt sich eine frühe und damit thermodynamisch ungünstige Lage des Verbrennungsschwerpunkts [59].
- Der auf den Kolben eingespritzte Kraftstoff bildet einen Flüssigkeitsfilm, der nur unvollständig verbrennt und die Kohlenwasserstoff-Emissionen erhöht [75] [156].
- Durch die speziell gestalteten Einlasskanäle zur Erzeugung der gewünschten Ladungsbewegung können die Ladungswechselverluste zunehmen.

Die beschriebenen Nachteile des luft- und wandgeführten Verfahrens können mit dem *strahlgeführten* Brennverfahren entscheidend reduziert werden. Dieses Verfahren wurde als die 2. Generation der Benzindirekteinspritzung im Jahr 2006 von der *Daimler AG* im Aggregat M272DE in die Serie eingeführt [120] [223] und 2010 in den Motoren der BlueDIRECT-Generation fortgeführt [121] [186]. Charakteristisch für das strahlgeführte Brennverfahren ist die zentrale Injektorlage in Verbindung mit einer injektornahen Anordnung der Zündkerze (vgl. Bild 2.2). Der dominierende gemischbildende Einfluss ist hierbei die Strahldynamik selbst, es findet keine Unterstützung durch die Brennraumwände oder die Ladungsbewegung statt. Die Einspritzung erfolgt relativ spät im Kompressionstakt, daran schließt sich unmittelbar die Zündung im Sprayrandbereich an. Aufgrund der kurzen Abfolge von Einspritzung und Zündung kann eine kompakte Gemischwolke und somit eine gute Schichtung mit hohem globalem Luftverhältnis erreicht werden. Bei entsprechend kurzer Strahleindringtiefe des Sprays kann eine Benetzung des Kolbens und der Brennraumwand gering gehalten werden.

Die kurze Gemischbildungszeit erhöht jedoch maßgeblich die Anforderungen an die Gemischentflammung (vgl. Kapitel 2.3.3). So treten am Zündort sowohl hohe Strömungsgeschwindigkeiten als auch flüssige Kraftstoffanteile auf, das Luftverhältnis ist von hohen zeitlichen und räumlichen Gradienten geprägt. Um die Robustheit dieses Verfahrens während der Betriebsdauer zu gewährleisten ist es nötig, dass sich das Kraftstoffspray mit nur geringen zyklischen Schwankungen unter den wechselnden Brennraumbedingungen ausbreitet [229]. Dies konnte bisher in der Serie nur mit einem Piezo-Injektor mit A-Düse umgesetzt werden (siehe Kapitel 2.1.3). Mit

dem strahlgeführten Brennverfahren können die Vorteile der Schichtladung im Vergleich zum wand- und luftgeführten Verfahren am besten genutzt werden. Es ist in einem weiten Kennfeldbereich anwendbar, so dass Geschwindigkeiten bis 120 km/h im Schichtmodus möglich sind [184]. Die Kraftstoffeinsparung im Vergleich zur Kanaleinspritzung beträgt im Betriebspunkt $p_{mi} = 3$ bar, $n = 2000$ 1/min ca. 20% [206].

2.1.3 Gemischbildner für die Benzindirekteinspritzung

Als Gemischbildner werden bei der Benzindirekteinspritzung typischerweise die Dralldüse, die Mehrlochdüse sowie die außenöffnende A-Düse in Betracht gezogen, siehe **Bild 2.3**. Die Dralldüse und die Mehrlochdüse werden zumeist elektromagnetisch betrieben, während die A-Düse typischerweise piezotrieben ist. Alle drei Düsenarten erzeugen ein Hohlkegelspray, was eine möglichst hohe Lufterfassung ermöglicht.

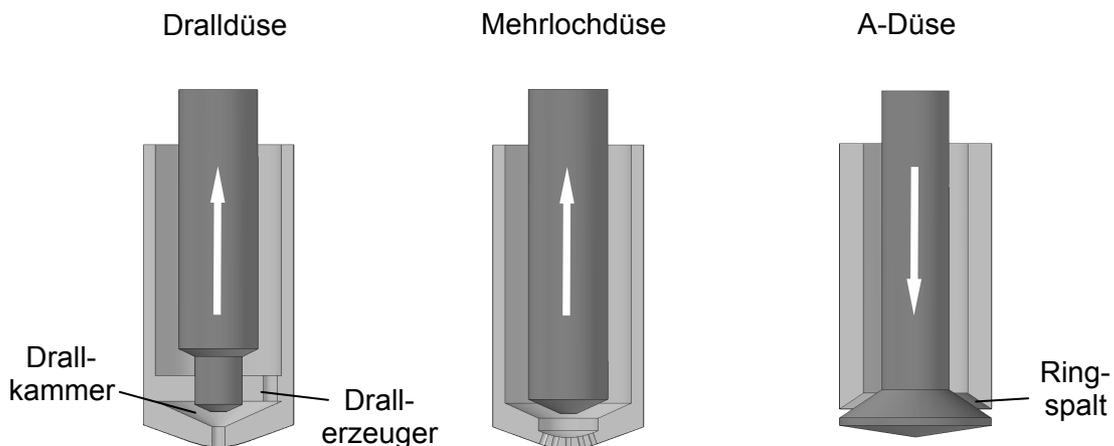


Bild 2.3: Düsenbauarten für die Benzindirekteinspritzung

Bei der *Dralldüse* strömt der Kraftstoff bei angehobener Düsennadel in die Drallkammer ein, wodurch er mittels eines Drallerzeugers in Rotationsbewegung versetzt wird. Es bildet sich in der Drallkammer ein Wandfilm aus, der die Düse über die zentrale Bohrung verlässt. Die austretende Flüssigkeitslamelle zerfällt unter Bildung eines Hohlkegels. Im Sprayrandbereich bildet sich eine Rezirkulationszone aus [14] (vgl. A-Düse). Aufgrund der Drallwirkung weist diese Düsenbauform eine gute Zerstäubungsgüte bereits bei moderaten Drücken auf. In Verbindung mit einem nicht zu breiten Spraykegel und einer mäßigen Strahleindringtiefe werden Dralldüsen für wand-/luftgeführten Brennverfahren der 1. Generation verwendet [114]. Als weitere Vorteile der Dralldüse sind zu nennen die Robustheit gegenüber Verschmutzung, die Möglichkeit den Kegel unter einem gewissen Winkel in Bezug zur

Injektorachse zu positionieren (Knickwinkel) und nicht zuletzt deren kostengünstige Herstellung. Ein wesentlicher Nachteil der Dralldüse ist jedoch die Bildung eines Vorstrahls. Dieser bildet sich mit Beginn der Einspritzung aus, da zu diesen Zeitpunkten die sich für die Zerstäubung notwendige Rotationsbewegung noch nicht ausgebildet hat [83] [107] [199]. Dementsprechend befinden sich im Vorstrahl vermehrt Tropfen mit großen Durchmessern. Charakteristisch für das Spray der Dralldüse ist dessen Sensitivität bezüglich des Gegendrucks. Bei zunehmendem Brennraumdruck kontrahiert der Spraykegel, wodurch dieser Düsentyp für strahlgeführte Brennverfahren ungeeignet ist [13] [137] [207].

Bei der *Mehrlochdüse* tritt der Kraftstoff bei angehobener Düsennadel aus den Spritzlöchern aus und bildet ein Kraftstoffspray, das sich aus mehreren Einzelkeulen zusammensetzt. Bei der Mehrlochdüse ergibt sich eine hohe Flexibilität bezüglich der Strahlgestaltung, da die Anzahl und Anordnung der Spritzlöcher jeweils angepasst werden kann. Weiterhin weist die Sprayform nur eine geringe Abhängigkeit vom Gegendruck auf [13]. Um eine gute Zerstäubung zu erhalten, sind höhere Kraftstoffdrücke im Vergleich zur Dralldüse nötig [141]. Prinzipiell ist die Mehrlochdüse für den Einsatz beim strahlgeführten Brennverfahren geeignet. Problematisch sind dabei die hohen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit und des Luftverhältnisses zwischen den Strahlkeulen. Weiterhin besteht die Gefahr, dass die verschiedenen Strahlkeulen eine nicht geschlossene Gemischwolke bilden, was eine verschleppte oder unvollständige Verbrennung nach sich ziehen kann [241]. Als weitere Schwierigkeiten sind die Neigung zur Verkokung bei kleinen Spritzlochdurchmessern sowie die Kraftstoffbenetzung des Kolbens aufgrund der relativ großen Strahleindringtiefe zu nennen [10] [224]. Das strahlgeführte Brennverfahren mit einer Mehrlochdüse konnte bisher noch nicht in der Serie dargestellt werden, dagegen ist die Benzindirekteinspritzung mit homogenem Brennverfahren mit diesem Düsentyp weit verbreitet.

Die *A-Düse* (auch Ringspaltdüse genannt) wurde speziell für die Anwendung des strahlgeführten Brennverfahrens entwickelt. Im Gegensatz zur Drall- und Mehrlochdüse ist die Düsennadel außenöffnend, wodurch beim Öffnen ein ringförmiger Spalt entsteht. Der Düsennadel kommt bei der A-Düse eine wesentlich bedeutendere Rolle zu als bei den oben beschriebenen Düsentypen. Der Nadelhub bestimmt direkt die Dicke der austretenden Flüssigkeitslamelle, der Öffnungsquerschnitt nimmt dabei nahezu linear mit dem Hub zu. Der resultierende Ringspalt weist einen relativ großen Querschnitt auf, der Durchfluss der A-Düse ist somit entsprechend groß, woraus ein geringer Nadelhub resultiert [213] (Vollhub ca. 35 μm [82]).

Im **Bild 2.4** ist exemplarisch das Spray der A-Düse bei atmosphärischen Bedingungen und unter Schichtladebedingungen dargestellt. Wesentlich für das

strahlgeführte Brennverfahren ist, dass das Spray unter Gegendruck einen charakteristischen Randwirbel ausbildet. Aufgrund der darin geringeren Strömungsgeschwindigkeiten kann dieser als Zündgebiet genutzt werden. Der Randwirbel entsteht aufgrund des verstärkten Impulsaustausches zwischen Spray und Luft bei zunehmender Gasdichte [82]. Neben den äußeren Randwirbeln bilden sich auch im Innern des Hohlkegels entsprechende Rezirkulationsgebiete aus [180]. Charakteristisch für das Spray der A-Düse ist weiterhin die ausgeprägte Strähnigkeit, insbesondere unter atmosphärischen Bedingungen [235] (vgl. Bild 2.4). Die Position und Struktur der Strähnen ist zyklusstabil und kann durch die Geometrie der Düse beeinflusst werden [138] [159]. Als Ursache für die Strähnen werden von [34] und [128] Kavitationseffekte sowie in den Düsenmund eingesogene Luft angeführt.

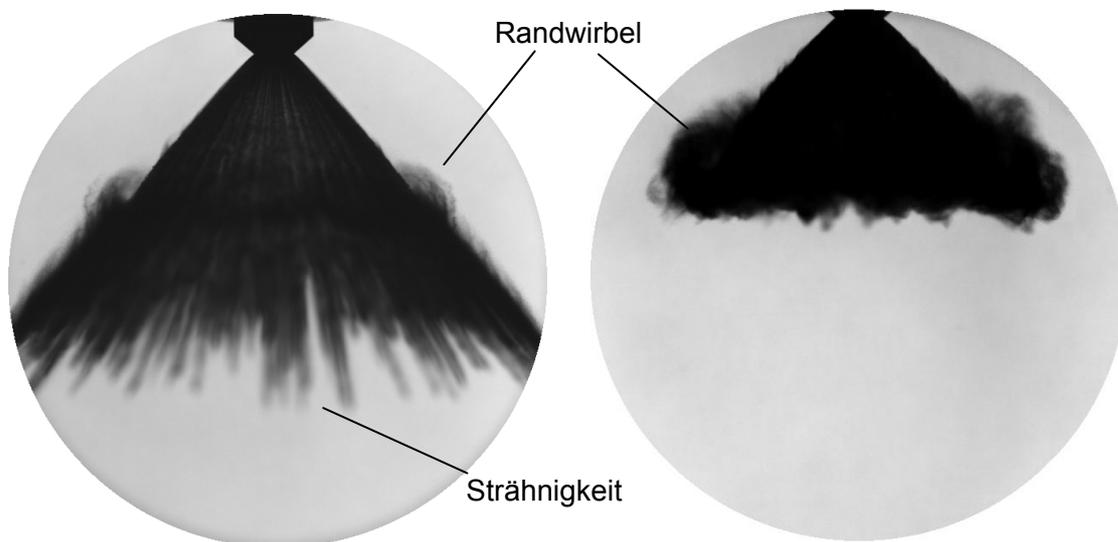


Bild 2.4: Spray der Piezo-A-Düse unter atmosphärischen Bedingungen (links) und unter Schichtladebedingungen (rechts)

Aufgrund des geringen Nadelhubs sind besondere Anforderungen an den Aktuator gestellt. Durchgesetzt hat sich bislang der piezogetriebene Injektor, der extrem kurze Einspritzzeiten und somit die Applikation von Mehrfacheinspritzungen ermöglicht. Aufgrund der guten Reproduzierbarkeit beträgt die Abweichung der eingespritzten Kraftstoffmasse weniger als 2% [1] [2]. Durch Mehrfacheinspritzungen können die Entflammungsfenster verlängert sowie insbesondere bei höheren Lasten eine bessere Durchmischung des Kraftstoffs mit dem Brennraumgas erreicht werden [11].

Aus dem hohen Durchfluss und der hohen Zerstäubungsgüte resultiert eine im Vergleich zu den anderen Düsen höhere Verdunstungsgeschwindigkeit des Sprays, was beim strahlgeführten Verfahren durch die kurze Gemischbildungszeit eine wesentliche Eigenschaft darstellt [173] [174] [232]. Weitere Vorteile der A-Düse sind die geringe Strahleindringtiefe unter Gegendruck, wodurch die Kraftstoffbenetzung des Kolbens minimiert werden kann. Weiterhin ist der Spraykegel nahezu unabhängig

vom Gegendruck, so dass eine stabile Sprayausbreitung erreicht wird [68]. Durch die außenöffnende Düsenadel ist die A-Düse unempfindlich gegenüber Verkokungen. Eventuelle Ablagerungen werden durch den Kraftstoff weggespült (Selbstreinigungseffekt). Infolge des gleichmäßigen Kraftstoffaustritts in Umfangsrichtung ist die Montage unempfindlich gegenüber Verdrehen des Injektors, es können jedoch gewisse Abweichungen von der idealen Rotationssymmetrie ausgemacht werden [239]. Den Vorteilen steht der Nachteil der deutlich höheren Kosten des Piezo-Injektors im Vergleich zur Drall- und Mehrlochdüse gegenüber. Dennoch konnte das strahlgeführte Brennverfahren bislang ausschließlich mit der piezoaktuierten A-Düse in die Serie eingeführt werden.

2.2 Grundlagen der Gemischbildung

2.2.1 Prozess der Gemischbildung

Die Verbrennung flüssiger Kraftstoffe in einem Motor setzt voraus, dass der Kraftstoff zuvor im Gemischbildungsprozess entsprechend aufbereitet wird (vgl. [134] [93]). Bei Motoren mit Schichtladung steht hierfür infolge des späten Einspritzzeitpunktes nur wenig Zeit zur Verfügung. Die einzelnen Gemischbildungsschritte laufen mitunter parallel und miteinander verzahnt ab. Mit Öffnen des Austrittsquerschnitts der Düse tritt der Kraftstoff unter hoher Geschwindigkeit aus. Der anschließende Zerfall des zusammenhängenden Strahls (bei Lochdüsen) bzw. der Lamelle (bei lamellenbildenden Düsen) bildet den *primären Strahlzerfall* (Kapitel 2.2.2). Die gebildeten Tropfen und Ligamente breiten sich im Brennraum aus und werden durch Wechselwirkung mit dem Brennraumgas abgebremst. Parallel dazu setzt sich infolge von aerodynamischen Kräften die Zerstäubung fort, was als *sekundärer Strahlzerfall* bezeichnet wird. Im düsennahen Bereich liegt in der Regel ein sehr dichtes Kraftstoffspray vor, in dem Tropfen-Tropfen-Interaktionen auftreten. Kommt es zur Tropfenkollision, so kann es zur Vereinigung (Koaleszenz) oder zum Abprallen kommen. Durch die hohe Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffs bewirkt der Impulseintrag ein intensives Vermischen des Sprays mit dem heißen Brennraumgas, als Air-Entrainment wird der Lufteintrag in die Gemischwolke bezeichnet [170]. Das Vermischen des Kraftstoffs mit dem Luftsauerstoff ist ein wesentlicher Vorgang für die Brennfähigkeit des Gemisches. Unmittelbar nach Eintritt des Kraftstoffs in den Brennraum werden die Tropfen aufgrund des Temperaturgefälles aufgeheizt, wodurch der Dampfdruck der Flüssigkeit ansteigt. Die intensive *Tropfenverdunstung* (Kapitel 2.2.3) setzt nach hinreichender Tropfenaufheizung ein und ist somit in Bezug zum Einspritzbeginn zeitlich etwas verzögert [173]. Bei entsprechend langer Einspritzdauer gleicht sich mit der Zeit die Verdunstungsrate an die Einspritzrate an, so dass die Menge der im Brennraum vorliegenden flüssigen Kraftstoffphase konstant

ist [15]. Die zur Verdunstung benötigte Verdunstungsenthalpie wird der umgebenden Gasphase entzogen, wodurch sich diese abkühlt. In der Literatur finden sich Werte für die Abkühlung von 30 - 50 K [35] [91] [191] [195]. An letzter Stelle des Gemischbildungsprozesses steht die Homogenisierung der Gemischwolke. Im Schichtbetrieb, insbesondere beim strahlgeführten Brennverfahren, erfolgt die Zündung noch während des Einspritz- bzw. Gemischbildungsprozesses, so dass die sich ausbreitende Flamme die weitere Gemischbildung beeinflusst [80] [218].

2.2.2 Kraftstoffzerstäubung

Der Primärzerfall beschreibt den Prozess der Bildung von Tropfen und Ligamenten ausgehend von einer kontinuierlichen Flüssigkeitsphase. Bei den motorisch fast ausschließlich verwendeten Druckzerstäubern wird die dazu benötigte Energie aus dem Flüssigkeitsdruck bereitgestellt. Die Zerfallsmechanismen werden durch Zähigkeitskräfte, Oberflächenkräfte sowie Trägheitskräfte bestimmt. Zum Zerfall eines zylindrischen Flüssigkeitsstrahls bei Lochdüsen finden sich aufgrund der vielfältigen praktischen Anwendungen, so auch die der motorischen Kraftstoffeinspritzung, zahlreiche veröffentlichte Forschungsarbeiten. Es werden die Zerfallsmechanismen Zertropfen, Zerwellen und Zerstäuben unterschieden [112] [161]. *Zertropfen* tritt auf, wenn die Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und umgebender Gasphase vernachlässigbar klein ist. Unter dem Einfluss von hydrodynamischen Instabilitäten und der Oberflächenspannung bilden sich entlang des Strahls Oberflächenwellen aus, die schließlich zum Zerfall führen. Die sich bildenden Tropfen haben einen größeren Durchmesser als der des Düsenaustritts. Dieser Zerfall wird als Rayleigh-Bereich bezeichnet, da LORD RAYLEIGH diesen Mechanismus im Jahr 1878 analytisch beschreiben konnte. Entsprechend seinen Berechnungen beträgt der Tropfendurchmesser das 1,89-fache des Strahldurchmessers. Nimmt die Relativgeschwindigkeit zu, so tritt der Zerfallsmechanismus des *Zerwellens* auf. Hierbei bewirken aerodynamische Kräfte lokale Druckunterschiede an der Oberfläche, die zusammen mit den Oberflächenkräften anwachsende Störungen verursachen. Der Strahl verformt sich zunächst wellenförmig und zerfällt infolge der anwachsenden Instabilitäten. Bei niedrigen Relativgeschwindigkeiten weisen die Tropfen in etwa Strahldurchmesser auf (1. windinduzierter Bereich). Bei höheren Relativgeschwindigkeiten werden die Störungen kurzwelliger, worauf die entstehenden Tropfen einen wesentlich kleineren Durchmesser als der des Strahls aufweisen (2. windinduzierter Bereich). Bei weiterer Steigerung der Relativgeschwindigkeit tritt *Zerstäuben* auf, wobei der Strahl in unmittelbarer Düsennähe in Tropfen zerfällt, die wesentlich kleiner sind als der Strahldurchmesser. Als wesentliche Einflussgrößen für den Zerfallsmechanismus der Zerstäubung werden die Düseninnenströmung, die Turbulenz der Flüssigphase, Kavitation sowie die Änderung des Strömungsprofils

durch den plötzlichen Wegfall der Düsenwand (Profilrelaxation) diskutiert. Für die motorische Hochdruckeinspritzung ist die Zerstäubung der vorherrschende Zerfallsmechanismus. In Anlehnung an die Zerfallsregime von Lochdüsen können die Zerfallsarten von lamellenbildenden Düsen beschrieben werden. Bei geringen Relativgeschwindigkeiten bildet die Lamelle Wellenformen aus, woraus sich zunächst Flüssigkeitsfäden und schließlich Tropfen bilden [233] [164]. Bei der motorischen Hochdruckeinspritzung zerstäubt die Lamelle in unmittelbarer Nähe vom Düsenaustritt [159], wobei als Ursachen dieselben Einflüsse wie bei der Lochdüse verantwortlich gemacht werden.

Der Sekundärzerfall beschreibt den weiteren Zerfall der aus dem Primäraufbruch hervorgegangenen Tropfen. Maßgeblich hierfür ist das Verhältnis von aerodynamischen Kräften zu Oberflächenspannungskräften. Die aerodynamischen Kräfte haben ihre Ursache in der Trägheit der umgebenden Gasphase. Diese verformen den Tropfen und bewirken dessen Zerfall. Stabilisierend wirken sich die Kräfte infolge der Oberflächenspannung aus. Bei hochviskosen Flüssigkeiten wirken zusätzlich stabilisierende Zähigkeitskräfte. Für niederviskose Flüssigkeiten (z.B. Benzin) kann der Einfluss der Viskosität vernachlässigt werden. Die wichtigste Kennzahl zur Beschreibung des Tropfenzerfalls ist die Weber-Zahl, die das Verhältnis der aerodynamischen Kraft zur Oberflächenkraft beschreibt:

$$We_G = \frac{\rho_G \cdot u_{rel}^2 \cdot d}{\sigma} \quad (2.1)$$

In Abhängigkeit der Weber-Zahl können verschiedene Zerfallsmechanismen unterschieden werden, **Bild 2.5** zeigt eine Übersicht nach PILCH [147]. Die dargestellten Zerfallsmodi gelten für Stoffe mit vernachlässigbarer Viskosität. Mit Zunahme der Zähigkeit steigen die angegebenen Grenzwerte der Weber-Zahl aufgrund des stabilisierenden Einflusses etwas an [94]. Die aus dem Primärzerfall hervorgegangenen Tropfen unterliegen so lange dem Sekundärzerfall, bis die Durchmesser entsprechend klein beziehungsweise die Tropfen so weit abgebremst wurden, so dass hinreichend kleine Weber-Zahlen auftreten.

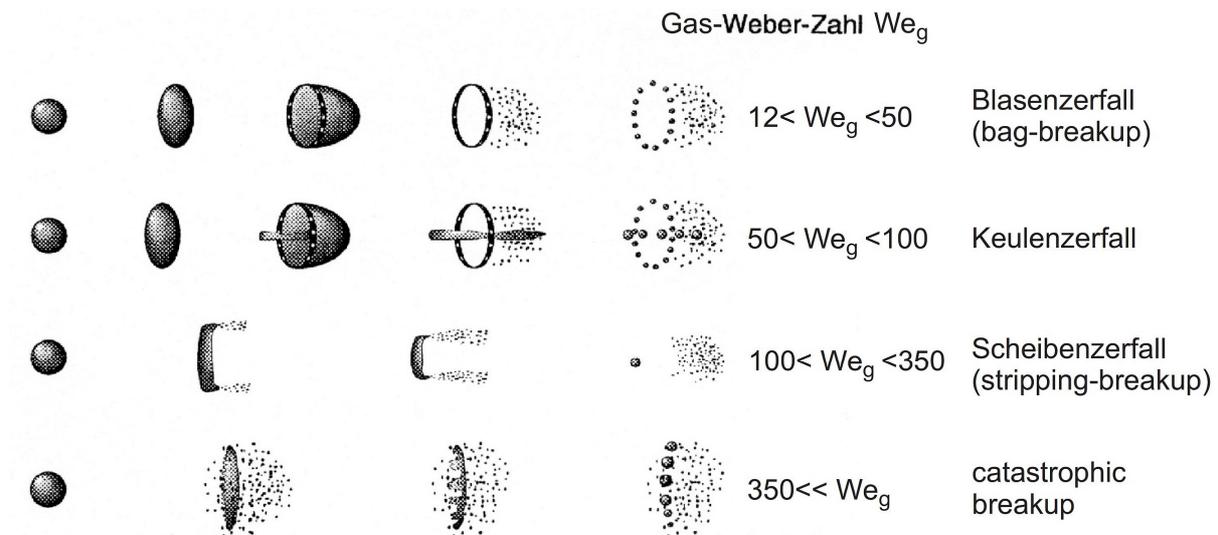


Bild 2.5: Mechanismen des Tropfenzerfalls (nach [147], entnommen aus [140])

2.2.3 Tropfenverdunstung

Die Tropfenverdunstung umfasst den Übergang des flüssigen Kraftstoffs in den gasförmigen Zustand. Treibende Kraft für den Stoffübergang ist der Konzentrationsgradient des Kraftstoffdampfes an der Tropfenoberfläche. Die benötigte Verdampfungsenthalpie wird dem Tropfen aus der Umgebung zugeführt. Im **Bild 2.6** sind die Wärmeströme, der Verlauf der Temperatur T und des Massenbruchs des Kraftstoffdampfes Y_{Dpf} an einem Tropfen dargestellt, dessen Umgebung eine höhere Temperatur aufweist als die ursprüngliche Tropfentemperatur. Dem Tropfen wird aus dem Umgebungsgas der Wärmestrom \dot{Q}_T zugeführt, von dem ein Teil in das Tropfeninnere geleitet wird und den Tropfen aufheizt (\dot{Q}_{Heiz}). Der andere Teil dient zur Deckung der Verdampfungsenthalpie des Verdunstungsmassenstroms $\dot{M}_{Kr,Dpf}$.

Die Beschreibung des Wärme- und Stofftransports kann nach der Film-Theorie erfolgen, die den Vorgang vereinfachend eindimensional darstellt [19]. Es wird dabei angenommen, dass sich die Transportprozesse in einem über der Tropfenoberfläche ruhenden Film durch Wärmeleitung und Stoffdiffusion vollziehen. Folgende weitere Annahmen und Vereinfachungen werden typischerweise getroffen [61] [62]:

- Die Löslichkeit der umgebenden Atmosphäre im Tropfen ist vernachlässigbar (einseitige Diffusion).
- Der Phasenübergang verläuft wesentlich schneller als der Abtransport des Dampfes in der Gasphase. An der Tropfenoberfläche herrscht daher Sättigungszustand.

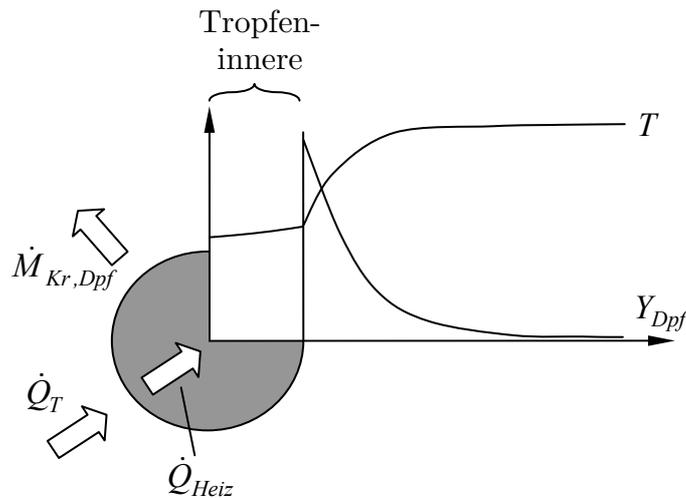


Bild 2.6: Verdunstender Tropfen in einer heißen Gasatmosphäre: Wärmeströme und Massenstrom sowie Verlauf der Temperatur und des Massenbruchs des Kraftstoffdampfes (nach [69])

- Für die Transportprozesse kann von quasistationären Temperatur- und Konzentrationsfeldern ausgegangen werden.
- Konstante Stoffeigenschaften und Transportkoeffizienten werden vorausgesetzt.
- Es werden zunächst keine Konvektionseinflüsse betrachtet. Diese werden später durch empirische Transportzahlen berücksichtigt.
- Der Einfluss anderer Tropfen in der Umgebung wird vernachlässigt. Es werden somit Einzeltropfen betrachtet.
- Die Drücke in der Flüssigkeit und in der Gasphase sind gleich.
- Es finden keine chemischen Reaktionen statt.
- Es findet kein Strahlungsaustausch statt.

Für einen einkomponentigen Kraftstoff führt die Anwendung des Ersten Fick'schen Gesetzes und die Erhaltungsgleichung der Masse auf [70] [103]:

$$\dot{M}_{Kr,Dpf} = 2 \cdot \pi \cdot d \cdot \rho_G \cdot D_{Diff,G} \cdot \ln(1 + B_M) \quad (2.2)$$

Darin ist B_M die Spaldingsche Massentransportzahl, die aus den Kraftstoffmassenbrüchen an der Oberfläche $Y_{Kr,Ob}$ und in der Tropfenumgebung $Y_{Kr,\infty}$ gebildet wird:

$$B_M = \frac{Y_{Kr,Ob} - Y_{Kr,\infty}}{1 - Y_{Kr,Ob}} \quad (2.3)$$

Der Einfluss der Konvektion kann in Gleichung (2.2) durch Einführung der Sherwoodzahl, die in ruhender Umgebung den Grenzwert $Sh = 2$ annimmt, berücksichtigt werden:

$$\dot{M}_{Kr,Dpf} = \pi \cdot d \cdot \rho_G \cdot D_{Diff,G} \cdot Sh \cdot \ln(1 + B_M) \quad (2.4)$$

Die Vergrößerung des verdunstenden Massenstroms durch erzwungene Konvektion wird durch entsprechende Werte der Sherwoodzahl berücksichtigt (vgl. [158] [139]).

Unter der Annahme von $Le = k_G / (\rho_G \cdot c_{p,G} \cdot D_{Diff,G}) = 1$ kann Gleichung (2.4) angegeben werden zu:

$$\dot{M}_{Kr,Dpf} = \pi \cdot d \cdot \frac{k_G}{c_{p,G}} \cdot Sh \cdot \ln(1 + B_M) \quad (2.5)$$

Die Stoffgrößen der Gasphase (Wärmeleitfähigkeit k_G und spezifische Wärmekapazität $c_{p,G}$) werden für eine gemittelte Referenztemperatur und eine gemittelte Referenzkonzentration bestimmt (vgl. [112]).

Der Verdunstungsmassenstrom $\dot{M}_{Kr,Dpf}$ (vgl. Gleichung (2.4)) kann auch basierend auf der Energieerhaltung bestimmt werden. Aus der Energiebilanz kann folgender Ausdruck hergeleitet werden [102]:

$$\dot{M}_{Kr,Dpf} = \pi \cdot d \cdot \frac{k_G}{c_{p,Dpf}} \cdot Nu \cdot \ln(1 + B_H) \quad (2.6)$$

Darin ist B_H die Spaldingsche Wärmetransportzahl, die das Verhältnis des für die Verdunstung verfügbaren Wärmestroms zum benötigten Wärmestrom darstellt:

$$B_H = \frac{\dot{M}_{Kr,Dpf} \cdot c_{p,Dpf} \cdot (T_{G,\infty} - T_{Kr,Ob})}{\dot{Q}_{Heiz} + \dot{M}_{Kr,Dpf} \cdot \Delta h_v} \quad (2.7)$$

Die Wärmetransportzahl B_H hängt selbst vom Verdunstungsmassenstrom $\dot{M}_{Kr,Dpf}$ ab, somit kann der Verdunstungsmassenstrom nicht direkt aus Gleichung (2.6) bestimmt werden. In numerischen Tropfensimulationsrechnungen wird typischerweise zunächst der Verdunstungsmassenstrom $\dot{M}_{Kr,Dpf}$ aus Gleichung (2.4) bestimmt, worauf sich die Berechnung der Wärmetransportzahl B_H nach Gleichung (2.6) und des dem Tropfen zugeführten Wärmestroms \dot{Q}_{Heiz} nach Gleichung (2.7) anschließt. Mittels des Wärmestroms \dot{Q}_{Heiz} kann die Änderung der Tropfentemperatur berechnet werden [70] [209]. Hat der Tropfen die Beharrungstemperatur erreicht, so verschwindet der Wärmestrom \dot{Q}_{Heiz} in Gleichung (2.7) und die Wärmetransportzahl B_H wird unabhängig vom Verdunstungsmassenstrom $\dot{M}_{Kr,Dpf}$.

Ein Zusammenhang zwischen den beiden Transportzahlen B_M und B_H lässt sich durch Gleichsetzen von Gleichung (2.4) und Gleichung (2.6) herstellen, wodurch die Kopplung des Wärme- und Stofftransports deutlich wird:

$$B_H = \left(1 + B_M\right) \frac{c_{p,Dpf}}{c_{p,G}} \frac{1}{Le} \frac{Sh}{Nu} - 1 \quad (2.8)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die beiden Transportzahlen nur für den Fall der Analogie von Wärme- und Stofftransport mit $Sh = Nu$, $Le = 1$ sowie $c_{p,Dpf} = c_{p,G}$ identisch sind ($B_H = B_M = B$).

Aus der Kenntnis des verdunstenden Massenstroms kann das klassische d^2 -Gesetz abgeleitet werden, das vereinfachend davon ausgeht, dass der quadrierte Tropfendurchmesser linear mit der Zeit abnimmt [73] [202]. Hierbei wird die instationäre Tropfenheizung nicht berücksichtigt, der Tropfen wird mit einer einheitlichen Temperatur (im Allgemeinen Siedetemperatur) angenommen. Weiterhin wird von einem ruhenden Tropfen ausgegangen. Mit der Verdampfungskonstanten K_v und dem Tropfenanfangedurchmesser d_0 lautet das d^2 -Gesetz:

$$d_0^2 - d^2 = K_v \cdot t \quad (2.9)$$

Zusammen mit Gleichung (2.6) kann mit $Nu = 2$ folgender Ausdruck für die Verdampfungskonstante K_v abgeleitet werden [98]:

$$K_v = \frac{8 \cdot k_G}{\rho_{Kr,Fl} \cdot c_{p,G}} \cdot \ln(1 + B_H) \quad (2.10)$$

Das d^2 -Modell stellt eine sehr einfache Beschreibung der Tropfenverdunstung dar. Es existieren weitere Modelle, die sich in der Komplexität und dem rechnerischen Aufwand unterscheiden (vgl. [209] [81]). Beim *Uniform-Temperature-Modell* (*UTM* bzw. Mischungsmodell) wird bei der Berechnung der Tropfentemperatur von einer unendlich großen Wärmeleitfähigkeit im Tropfeninnern ausgegangen, so dass der Tropfen stets eine einheitliche Temperatur aufweist. Beim *Conduction-Limit-Modell* (*CLM* bzw. Schalenmodell) wird das Tropfeninnere eindimensional (radial) diskretisiert und die Temperaturverteilung aus der Lösung der Wärmetransportgleichung bestimmt. Die oben genannten Modelle zur Beschreibung von Einkomponentenkraftstoffen lassen sich auf die Anwendung von Mehrkomponentenkraftstoffen erweitern. Das *Rapid-Mixing-Modell* (*RMM*) geht basierend auf dem Uniform-Temperature-Modell von einer unendlich schnellen Vermischung der Kraftstoffkomponenten im Tropfen aus, so dass keine Konzentrationsgradienten auftreten und sich stets eine einheitliche Tropfentemperatur einstellt. Das *Diffusion-Limit-Modell* (*DLM*) basiert auf dem Conduction-Limit-Modell und berücksichtigt zusätzlich zum Wärmetransport den eindimensionalen Stofftransport innerhalb des Tropfens. Durch die Berücksichtigung der tropfeninternen Transportvorgänge nimmt der Rechenaufwand beim Conduction-Limit-Modell sowie beim Diffusion-Limit-Modell stark zu.

2.3 Zündung, Entflammung und Verbrennung

2.3.1 Grundlagen der Funkenzündung

Bei Ottomotoren wird die Verbrennung durch eine Hochspannungs-Funkenentladung zwischen den Elektroden der Zündkerze eingeleitet. Durch den Zündfunken bildet sich ein Flammenkern aus, von dem sich eine selbsterhaltende Flammenfront ausbreitet und das unverbrannte Gemisch erfasst. Der Zündfunke bewirkt einerseits das Aufheizen des Gemischs auf eine den chemischen Reaktionsumsatz ermöglichende Temperatur (Aktivierungsenergie) und andererseits die Erzeugung von Radikalen, die die chemische Reaktionsumsetzung unterstützen [208] [219]. Typischerweise wird in Kraftfahrzeugen eine induktive Zündanlage (Transistorspulenzündung, TSZ) verwendet, bei der die Energie in einer Spule gespeichert wird [166]. Neuere Weiterentwicklungen der Spulenzündung in Hinblick auf die erschwerten Entflammungsbedingungen beim strahlgeführten Brennverfahren sind Hochenergiespulen [109] sowie Multifunkenzündsysteme [226] [227]. Letztere erzeugen in schneller Abfolge eine Vielzahl von Einzelfunken mit jeweils erneutem Funkendurchbruch. Alternative Zündsysteme wie Laserzündung [66] [79], Plasmazündung [153] oder Mikrowellenzündung [31] konnten sich bisher neben der Funkenzündung nicht etablieren.

Der elektrische Zündfunke kann in seiner zeitlichen Abfolge in drei Phasen mit jeweils unterschiedlichen Eigenschaften eingeteilt werden [127] [181]. Die Dauer und der Energieanteil der einzelnen Phasen hängen sowohl vom verwendeten Zündsystem als auch vom Gaszustand zwischen den Elektroden ab. Die erste Funkenphase, der *Durchbruch*, findet statt sobald vom Zündsystem die notwendige Hochspannung an den Elektroden bereitgestellt wird. Es bildet sich innerhalb weniger Nanosekunden ein dünner zylindrischer Plasmakanal (Durchmesser ca. 40 μm), die Temperaturen erreichen bis zu 60.000K [126]. Es kommt zu einem starken Druckanstieg (ca. 200 bar), was zur Ausbreitung des Funkenplasmas und zu dessen Abkühlung führt. Weiterhin löst sich vom Plasmarand eine Schockwelle ab, die sich in den Gasraum ausbreitet. An den Durchbruch schließt sich mit der *Bogenphase* die zweite Entladungsart an. Diese Phase hat eine Dauer im Mikrosekundenbereich und ist durch relativ geringe Brennspannungen ($< 100 \text{ V}$) charakterisiert. Die Temperatur des Plasmas beträgt ca. 4.000 - 10.000 K [125]. Die *Glimmphase* bildet die letzte Entladungsart, bei der die Brennspannung wieder ansteigt ($> 300 \text{ V}$). Die Temperatur der Plasmalsäule beträgt hierbei ca. 3.000 K. Die Glimmentladung hält solange an, bis die Zündspule entladen ist, die Brennspannung somit nicht mehr aufrechterhalten werden kann und der Funke abreißt. Typische Brenndauern bei der TSZ betragen ca. 1 - 2 ms. Bei motorischen Zündanlagen wird der Großteil der

Energie während der Glimmphase übertragen, der energetische Anteil des Durchbruchs ist hingegen relativ gering.

Wesentlich für die Entflammung ist der vom Plasma an das Gemisch übertragene Energieanteil, der sich für die einzelnen Entladungsarten stark unterscheidet. Als Energieübertragungswirkungsgrad wird das Verhältnis der effektiv an das Gemisch übertragenen Energie zur elektrisch zugeführten Energie bezeichnet. Als Verluste treten Schockwellenverluste, Strahlungsverluste sowie Elektrodenverluste auf. Der *Schockwellenverlust* entsteht durch die während des Funkendurchbruchs mit der Schockwelle abtransportierte Energie. Ein gewisser Teil dieser Schockwellenenergie wird in der näheren Umgebung wieder absorbiert und geht dem Entflammungsvorgang somit nicht verloren [44]. Aufgrund der hohen Temperaturen des Funkenplasmas ist die Frage nach den *Strahlungsverlusten* zu klären. Verschiedene theoretische Arbeiten legen den Schluss nahe, dass der Anteil der abgestrahlten Energie gering ist [108] [125]. Im Wesentlichen ist dies auf die starke Absorption der Strahlung durch das Plasma zurückzuführen. Der dominierende Verlust wird hingegen durch die in die Zündelektroden transportierte Wärme verursacht, die dem Entflammungsvorgang somit nicht mehr zur Verfügung steht. Ursache für diesen *Elektrodenverlust* ist zum einen die hohe Temperaturdifferenz zwischen dem Funkenplasma und den Elektroden, die einen entsprechenden Wärmestrom erzeugt. Als weitere Ursache sind die Spannungsabfälle an der Anode und der Kathode zu nennen, die ihre Ursache im Prozess der Elektronenemission haben (vgl. [157] [237]). Diese Fallspannungen treten in einer dünnen Schicht in unmittelbarer Nähe zur Elektrodenoberfläche auf, so dass die darin umgesetzte Wärme durch Wärmeleitung in die Elektrode fließt. Der Betrag der Fallspannungen hängt von der Entladungsart sowie vom Elektrodenmaterial ab. Die Einflussparameter auf den Energieübertragungswirkungsgrad des Funkens können wie folgt zusammengefasst werden [44]:

- Entladungsart (Durchbruch, Bogen-, Glimmphase).
- Elektrodenabstand und Elektrodengeometrie: Ein großer Elektrodenabstand sowie dünne Elektroden vergrößern den Wirkungsgrad.
- Betrag der Energie: Mit zunehmender Energie wird die Energieübertragung schlechter [177] [212].
- Anströmgeschwindigkeit: Durch die Anströmung wird der Funke ausgelenkt und der Spannungsabfall des Funkenplasmas (sogenannte Säulenspannung) nimmt mit der Länge des Funkens zu. Der Anteil der Fallspannungen, die für den Elektrodenverlust verantwortlich sind, nimmt somit ab, was zu einer Verbesserung des Energieübertragungswirkungsgrads führt [84].

Typische Werte der Verlust- und Nutzanteile für eine Transistorspulenzündung zeigt **Tabelle 2.1** nach MALY [125] [126]. Der Durchbruch hat den höchsten Wirkungsgrad, da infolge der kurzen Zeit die Verluste gering ausfallen. Die

Glimmentladung weist eine hohe Kathodenfallspannung auf, wodurch der Energieübertragungswirkungsgrad dieser Funkenphase entsprechend gering ausfällt.

Tabelle 2.1: Verlust- und Nutzanteile der drei Entladungsformen

	Durchbruch	Bogenentladung	Glimmentladung
Strahlungsverlust	< 1%	5%	< 1%
Elektrodenverlust	5%	45%	70%
Gesamtverlust	6%	50%	70%
Nutzanteil	94%	50%	30%

2.3.2 Entflammung homogener und heterogener Gemische

Bei der Verbrennung von Kraftstoff-Luft-Gemischen hängen die prozessbestimmenden Teilschritte von der Art des vorliegenden Gemisches ab. Beim homogenen Gemisch ist das Kraftstoff-Luftgemisch einphasig, der Kraftstoff liegt somit vollständig dampfförmig vor. Das heterogene Gemisch ist mehrphasig und tritt typischerweise auf, wenn der Kraftstoff neben Dampfanteilen auch flüssige Anteile aufweist. Weiterhin wird die Verbrennung in vorgemischte und nicht-vorgemischte Verbrennung eingeteilt. Bei der vorgemischten Verbrennung liegt der Kraftstoff dampfförmig vor und ist mit dem Oxidationsmittel (Luft) idealerweise vollständig vermischt. Bei der nicht-vorgemischten Verbrennung werden der Kraftstoff und die Verbrennungsluft erst während der Verbrennung gemischt [154]. Der Verbrennungsablauf wird somit von Mischungsprozessen beeinflusst. Beim homogenen Gemisch kann durch gutes Vermischen eine vorgemischte Verbrennung erreicht werden. Die Verbrennung des heterogenen Gemisches enthält stets nicht-vorgemischte Anteile, da der Kraftstoff nach dem Verdunsten erst mit dem Oxidationsmittel vermischt werden muss. Beim klassischen Ottomotor (stöchiometrischer Homogenbetrieb) liegt eine näherungsweise vorgemischte Verbrennung vor, beim Ottomotor im Schichtladebetrieb liegt ein heterogenes, partiell vorgemischtes Gemisch vor.

2.3.2.1 *Homogene Gemische*

Nach erfolgter Zündung beginnt am Zündort der chemische Reaktionsumsatz unter Bildung eines Flammenkerns (Entflammungsphase). Dieser wird beim klassischen Ottomotor aufgrund seiner geringen geometrischen Abmessungen nur unwesentlich von der Turbulenz beeinflusst. Mit Anwachsen des Flammenkerns wird er zunehmend der Turbulenz ausgesetzt, es vollzieht sich der Übergang zur voll entwickelten, turbulenten Flamme (Verbrennungsphase) [84]. Aufgrund des fehlenden

Turbulenzeinflusses erfolgt zunächst eine quasi-laminare Ausbreitung des kleinen Flammenkerns [39] [165] [150]. Diese Phase des Flammenkernwachstums wird somit wesentlich von der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l beeinflusst. In einem ruhenden Gemisch beschreibt die laminare Brenngeschwindigkeit die Geschwindigkeit einer ebenen Flammenfront in Bezug zum unverbrannten Gemisch. Durch die starke volumetrische Expansion der heißen Verbrennungsprodukte ist die zum ortsfesten Koordinatensystem bezogene Flammenfrontgeschwindigkeit deutlich größer als die Brenngeschwindigkeit. Bei der laminaren Flammenausbreitung wird von der Flammenzone jeweils das vor ihr liegende unverbrannte Gasgemisch aufgeheizt, wodurch sich dieses entzündet. Wesentliche Prozesse für die selbsterhaltende Flamme sind der Wärmetransport durch Leitung sowie die Diffusion von Radikalen [98] [119]. Es kommt zu einer Kettenreaktion mit einer selbstständig durch das Gemisch fortschreitenden Flammenfront. Hinter der Flammenfront entsteht die verbrannte Zone. Die laminare Brenngeschwindigkeit S_l hängt wesentlich vom Luftverhältnis λ ($\lambda = M_L / (M_{Kr} \cdot L_{st})$) ab sowie von Temperatur und Druck des unverbrannten Gemisches. Ein Temperaturanstieg vergrößert die laminare Brenngeschwindigkeit, ein Druckanstieg setzt sie herab (vgl. Kapitel 6.2.2). Durch Krümmungseffekte beim näherungsweise sphärischen Flammenkern ist die tatsächliche Brenngeschwindigkeit geringer als die laminare Brenngeschwindigkeit S_l , die definitionsgemäß eine ebene Flammenfront charakterisiert [44] [84].

Mit Anwachsen der Flamme wird diese zunehmend von der Turbulenz beeinflusst. Die Flammenoberfläche wird aufgeraut und gefaltet, wodurch sich ihre Oberfläche vergrößert. Der Reaktionsumsatz nimmt somit bei lokal weiterhin auftretender laminarer Brenngeschwindigkeit S_l aber unter erhöhter Oberfläche A_t zu. Üblicherweise wird der volumetrische Reaktionsumsatz mit der ungefalteten, glatten Oberfläche A_t unter Einführung der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t gebildet:

$$\dot{V}_b = A_t \cdot S_t = A_l \cdot S_l \quad (2.11)$$

Es existieren verschiedene Ansätze zur Beschreibung der turbulenten Brenngeschwindigkeit, die neben der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' noch weitere Parameter enthalten können [44]. Zentral ist dabei meist der Bezug zur laminaren Brenngeschwindigkeit, woraus sich für die turbulente Brenngeschwindigkeit die Form $S_t = f(S_l, u', \dots)$ ergibt.

Damit sich aus dem Flammenkern eine selbstständig erhaltende Flamme entwickeln kann, muss der Flammenkern, unterstützt durch den Energieeintrag des Zündsystems, eine minimale, kritische Größe erreichen. Ab diesem kritischen Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$ übersteigt die Wärmeproduktion aus der Verbrennung die Wärmeverluste an das kalte Umgebungsgas. Basierend auf dieser Bedingung leiten [21] [72] [144] [216] für den kritischen Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$ den folgenden Ansatz her:

$$D_{Fk,krit} \sim \frac{a}{S_l} \sim \delta_l \quad (2.12)$$

Der kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$ ist demnach proportional zum Verhältnis aus dem Temperaturleitkoeffizienten a und der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l . Ferner ist der kritische Flammenkerndurchmesser proportional zur laminaren Flammendicke δ_l . Nimmt man an, dass die zum Erreichen des kritischen Flammenkerndurchmessers benötigte Energie durch das Zündsystem bereitgestellt werden muss und hierzu das Gas von der Ausgangstemperatur T_0 auf die Flammentemperatur T_F erhitzt werden muss, so kann aus dem Durchmesser $D_{Fk,krit}$ die minimale Zündenergie $E_{Zünd,min}$ wie folgt berechnet werden [72] [100] [113]:

$$E_{Zünd,min} = \frac{\pi}{6} \cdot \rho_G \cdot D_{Fk,krit}^3 \cdot c_{p,G} \cdot (T_F - T_0) \quad (2.13)$$

Die Entflammbarkeit eines Gemisches lässt sich anhand der minimalen Zündenergie bewerten. Aus Gleichungen (2.12) und (2.13) lassen sich die Auswirkungen einiger Parameter beurteilen. So weist ein Gemisch mit stöchiometrischem Luft-Kraftstoffverhältnis im Vergleich zum fetten und mageren Gemisch eine deutlich geringere minimale Zündenergie auf infolge der hohen laminaren Brenngeschwindigkeit des stöchiometrischen Gemisches [20] (vgl. Bild 6.2). Druck und Temperatur des Frischgemisches wirken sich aus auf die Temperaturleitfähigkeit a , die laminare Brenngeschwindigkeit S_l sowie auf die Gasdichte ρ_G . Ein Anstieg sowohl der Temperatur als auch des Drucks bewirken jeweils eine Abnahme der minimalen Zündenergie $E_{Zünd,min}$ [116] [144] [216]. Weiterhin wird die minimale Zündenergie vom vorliegenden Strömungszustand beeinflusst. Eine Zunahme der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit bewirkt ein Ansteigen der Zündenergie infolge des gesteigerten Wärmeverlusts des Flammenkerns [20] [95]. Schließlich hängt die minimale Zündenergie vom verwendeten Zündsystem ab sowie von Elektrodenform, Elektrodenabstand, Funkenbrenndauer und Entladungsart des Funkens [116] [127].

2.3.2.2 *Heterogene Gemische*

Bei heterogenen Gemischen liegt der Kraftstoff sowohl in dampfförmiger als auch in flüssiger Form vor. Der Entflammungsvorgang ist daher gekennzeichnet durch parallel ablaufende Prozesse der Verdunstung, Vermischen des dampfförmigen Kraftstoffs mit der Luft sowie der chemischen Reaktionsumsetzung. Die Beschreibung der heterogenen Gemischentflammung ist somit im Vergleich zum homogenen Gemisch deutlich komplexer, im Folgenden sollen daher lediglich die prinzipiellen Zusammenhänge erläutert werden. Wichtige Einflussparameter bei der Sprayzündung sind der Tropfendurchmesser, die Volatilität des Kraftstoffs sowie das Luft-

Kraftstoffverhältnis. Da bei Zündungseinleitung der Kraftstoff sowohl in dampfförmiger als auch in flüssiger Phase vorliegen kann, ist das Luftverhältnis gebildet mit dampfförmigem Kraftstoff $\lambda_{Kr,Dpf}$, mit flüssigem Kraftstoff $\lambda_{Kr,Fl}$ sowie mit gesamtem (flüssigem und dampfförmigem) Kraftstoff λ zu unterscheiden. Die genannten Einflussparameter beeinflussen die minimale Zündenergie des heterogenen Gemisches in komplexer Weise, vereinfachend kann davon ausgegangen werden, dass die Zündenergie minimal wird, wenn die Reaktionsgeschwindigkeit der Gasphase maximal wird, was einem stöchiometrischen Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Dpf}$ entspricht [3] [129].

Wesentliche Arbeiten zur Entflammung heterogener Gemische wurden von BALLAL UND LEFEBVRE durchgeführt. Ausgehend von der Funkenzündung des homogenen Gemisches werden in deren Arbeiten sowohl das ruhende [22] als auch das strömende heterogene Gemisch [24] untersucht. Es werden jeweils magere Gemische betrachtet ($\lambda > 1$), was bedeutet, dass das Luftverhältnis der Gasphase stets magerer ist als das mit gesamtem Kraftstoff gebildete Luftverhältnis ($\lambda_{Kr,Dpf} > \lambda$). Die Verdunstung führt somit stets zu einem stöchiometrischer werdenden Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Dpf}$, was somit die Entflammung verbessert. Demzufolge nimmt mit steigendem Tropfendurchmesser die minimale Zündenergie stets zu infolge der verlangsamten Verdunstungsgeschwindigkeit. Hieraus resultiert ebenso eine abnehmende Brenngeschwindigkeit des heterogenen Gemisches bei zunehmendem Tropfendurchmesser [25] [136]. Bei hinreichend großem Tropfendurchmesser und/oder geringer Kraftstoffvolatilität ist der Entflammungsvorgang verdunstungskontrolliert, die chemische Reaktionsgeschwindigkeit ist somit wesentlich schneller als die Verdunstungsgeschwindigkeit. Hieraus resultiert eine starke Abhängigkeit der minimalen Zündenergie vom Tropfendurchmesser im Fall der verdunstungskontrollierten Entflammung [4]. Bei hinreichend feiner Zerstäubung nähert sich die Brenngeschwindigkeit des heterogenen Gemisches der des homogenen Gemisches an [45] [111]. Infolge der hohen Verdunstungsgeschwindigkeit liegt beim feinen Spray unmittelbar vor der Flammenfront ein homogenes Gemisch vor [131]. LAWES [111] untersucht hierzu die Brenngeschwindigkeit von Iso-Oktan bei Tropfendurchmessern von ca. 30 μm ($\vartheta \approx 0^\circ\text{C}$, $p = 1 - 2$ bar) und stellt übereinstimmende Brenngeschwindigkeiten des homogenen und heterogenen Gemisches fest. Von BALLAL UND LEFEBVRE werden weiterhin die Einflüsse der Turbulenz sowie des zu Beginn dampfförmig vorliegenden Kraftstoffanteils untersucht [24] [26]. Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit erhöht demnach analog zum homogenen Gemisch den Wärmeverlust des Flammenkerns, was die minimale Zündenergie erhöht. Zu Beginn dampfförmig vorliegender Kraftstoff verringert die minimale Zündenergie, wobei die Abnahme ausgeprägter wird mit Zunahme des Tropfendurchmessers und/oder Abnahme der Kraftstoffvolatilität. Im mageren Gemisch ($\lambda > 1$) kann die Entflammbarkeitsgrenze des heterogenen Gemisches im Vergleich zum homogenen Gemisch zu größeren Luftverhältnissen hin ausgeweitet werden. Dies wird damit

begründet, da im heterogenen mageren Gemisch in unmittelbarer Tropfennähe stöchiometrischere Bereiche auftreten können im Vergleich zum homogenen mageren Gemisch [23] [48].

Für die Funkenzündung heterogener Gemische wurde von BALLAL UND LEFEBVRE ein phänomenologisches Modell entwickelt, das eine gute Übereinstimmung zu experimentellen Ergebnissen aufweist [22] [24] [26] (vgl. Kapitel 6 und Kapitel A.3). Dieses Modell wird auch in späteren Arbeiten für die Beschreibung von heterogenen Gemischen angeführt [131] [8]. Ein ähnliches Modell, jedoch nur für ruhende Gemische, wird in [145] vorgestellt.

Im Gegensatz zum mageren Gemisch kann im fetten Gemisch ($\lambda < 1$) eine gute Zerstäubung ein entsprechend unterstöchiometrisches Gasphasen-Luftverhältnis mit entsprechend schlechten Entflammungseigenschaften bedeuten. Wie bereits ausgeführt hängt das Luftverhältnis der Gasphase $\lambda_{Kr,Dpf}$ ab vom Luftverhältnis λ , dem Tropfendurchmesser d und von der Kraftstoffvolatilität. Wenn nun das Luftverhältnis λ unterstöchiometrischer wird, so muss für eine gute Entflammung der Durchmesser zunehmen und/oder die Volatilität abnehmen, so dass das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Dpf}$ nicht zu unterstöchiometrisch wird. Bei konstanten Luftverhältnissen λ und $\lambda_{Kr,Dpf}$ bedeutet eine Durchmesserzunahme eine Reduktion der Tropfenanzahl und der integralen Tropfenoberfläche, was die Verdunstungsgeschwindigkeit reduziert. In Abhängigkeit des Luftverhältnisses λ und der Kraftstoffvolatilität ergibt sich somit ein optimaler Tropfendurchmesser, der das günstigste Gasphasen-Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Dpf}$ ermöglicht und somit in einer geringen minimalen Zündenergie resultiert [5] [7].

Die Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit des Tropfendurchmessers ist qualitativ im **Bild 2.7** dargestellt (vgl. [163]). Der Tropfendurchmesser d_1 sei hinreichend groß, so dass der Entflammungsvorgang im mageren Gemisch verdunstungskontrolliert ist. Die Brenngeschwindigkeit steigt an, ausgehend vom mageren hin zum fetten Gemisch infolge der damit verbundenen steigenden Tropfenanzahl. Die maximale Brenngeschwindigkeit liegt im fetten Gemisch. In Abhängigkeit des Tropfendurchmessers und der Kraftstoffvolatilität kann die Brenngeschwindigkeit bei sehr unterstöchiometrischem Gemisch infolge des zu fetten Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Dpf}$ wieder abfallen. Im Gegensatz hierzu sei der Durchmesser d_2 ein wesentlich kleinerer Durchmesser ($d_2 \ll d_1$) mit entsprechend höherer Verdunstungsgeschwindigkeit. Im mageren Gemisch liegt die Brenngeschwindigkeit über der des Durchmessers d_1 . Der Maximalwert liegt in der Nähe des stöchiometrischen Gemisches ($\lambda \approx 1$). Beim Übergang ins Fette nimmt die Brenngeschwindigkeit deutlich ab, da infolge der schnellen Verdunstung das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Dpf}$ zu fett wird mit entsprechend geringer Brenngeschwindigkeit.

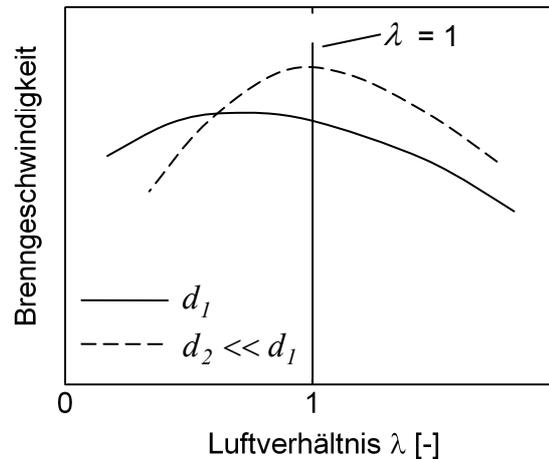


Bild 2.7: Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit des Tropfendurchmessers d

Verschiedene Autoren weisen darauf hin, dass die Entflammung heterogener Gemische probabilistischen Charakter aufweist [48] [131]. Somit kann keine scharfe Grenze für die Zündenergie angegeben werden, ab der die Entflammung immer bzw. nie einsetzt. Vielmehr nimmt die Entflammungswahrscheinlichkeit mit zunehmender Zündenergie zu. DANIS beispielsweise definiert die minimale Zündenergie bei einer Entflammungswahrscheinlichkeit von 50% [48]. Als Ursache der Probabilität werden Fluktuationen in der Gemischzusammensetzung sowie bezüglich der Strömungsgeschwindigkeit angegeben.

2.3.3 Entflammung und Verbrennung beim strahlgeführten Brennverfahren

Im motorischen Schichtbetrieb muss eine sichere Entflammung für die variierenden Drehzahl- und Lastbereiche gewährleistet sein. Kann dies nicht sichergestellt werden, so treten Verbrennungsanomalien wie Entflammungsaussetzer, verschleppte sowie unvollständige Verbrennung und hohe zyklische Schwankungen auf. Ziel ist ein hinreichend langes Entflammungsfenster, so dass das Brennverfahren robust ist gegenüber Toleranzen bezüglich fertigungsbedingter sowie während der Betriebsdauer auftretender alterungsbedingter Streuungen. Im Vergleich zum klassischen, homogen betriebenen Ottomotor liegt die Herausforderung in der kurzen Gemischbildungszeit beim strahlgeführten Brennverfahren. Für eine sichere Entflammung ist es notwendig, dass einerseits im Zündvolumen zündfähiges Gemisch vorliegt und andererseits die Parameter des verwendeten Zündsystems eine Entflammung ermöglichen. Eine Verbesserung auf der Seite der Gemischbildung führt zu geringeren Anforderungen auf der Seite des Zündsystems, während bei ungünstiger Gemischaufbereitung der Anspruch an das Zündsystem zunimmt. Hieraus folgt, dass für die Beurteilung des

Entflammungsverhaltens sowohl die Gemischparameter als auch die Zündsystemcharakteristika stets in ihrem Zusammenwirken betrachtet werden müssen. Die prinzipiellen Einflüsse der einzelnen Gemisch- und Zündsystemparameter werden im Folgenden diskutiert.

2.3.3.1 *Gemischseitige Einflussgrößen*

Auf der Seite der Gemischgrößen ist das Luftverhältnis λ ein zentraler Parameter (vgl. Kapitel 2.3.2). Hiermit wird mit der laminaren Brenngeschwindigkeit direkt der Reaktionsumsatz beeinflusst. Für typische motorische Anwendungen werden die Grenzen des Luftverhältnisses angegeben zu $\lambda = 0,5 - 1,2$ [197] bzw. $\lambda = 0,85 - 1,15$ [122], wobei sich diese Werte auf den homogen betriebenen Ottomotor beziehen. Unter Schichtladebedingungen ist zusätzlich der flüssige Kraftstoff zu berücksichtigen. Nach [11] [36] ergibt sich bei zu hohem Anteil flüssigen Kraftstoffs eine nur langsame Entflammung infolge der fetten Gemischzusammensetzung sowie des Energieentzugs durch die Verdampfungsenthalpie. Bezüglich des flüssigen Kraftstoffanteils fehlen in der Literatur jedoch eine quantitative Charakterisierung des Sprays der Piezo-A-Düse sowie dessen Einfluss auf die Entflammung. Aufgrund der hohen zeitlichen Dynamik des Sprays liegt bei einer 1-fach-Einspritzung nur in einem kurzen Zeitbereich brennfähiges Gemisch im Zündkerzenbereich vor. Durch den Einsatz von Mehrfacheinspritzungen kann das Zeitfenster mit zündfähigem Gemisch entscheidend ausgeweitet werden [36] [185]. Ausgehend von einer 1-fach-Einspritzung kann in [36] das Entflammungsfenster mit einer Länge von 5°KW auf zwei Entflammungsfenster mit einer Gesamtlänge von 11°KW bei der 3-fach-Einspritzung vergrößert werden (Betriebspunkt: $n = 2000$ 1/min, Mitteldruck $p_{mi} = 3$ bar). Neben der Vergrößerung des Entflammungsfensters kann mit Hilfe der Mehrfacheinspritzung auch das Durchbrennen des Gemisches verbessert werden, siehe Kapitel 2.3.3.3.

Neben dem Luftverhältnis ist der Strömungszustand am Zündort (Geschwindigkeit sowie Turbulenzgrößen) eine wesentliche Eigenschaft. Eine moderate Anströmung wirkt sich aus folgenden Gründen positiv auf die Entflammung aus:

- Der Funke erreicht beim strömenden Gemisch ein größeres Gemischvolumen. Es können somit Einflüsse durch Inhomogenitäten reduziert werden.
- Der Energieübertragungswirkungsgrad der vom Funken an das Gas übertragenen Energie verbessert sich, da das Verhältnis der Säulenspannung zu den Fallspannung steigt, (vgl. Kapitel 2.3.1).
- Durch die Anströmung wird der kleine Flammenkern von den Zündelektroden wegbewegt, wodurch sich der Wärmeverlust des Flammenkerns verringert [151].

Nach SEIBEL beträgt der optimale Wert der Strömungsgeschwindigkeit $u = 6$ m/s, gute Entflammungsbedingungen ergeben sich für den Bereich von $u = 2 - 10$ m/s [197]. Ein ähnlicher Wert der optimalen Anströmgeschwindigkeit wird von HERDEN mit $u = 5$ m/s angegeben [78]. Eine zu hohe Anströmgeschwindigkeit wirkt sich hingegen negativ auf den Entflammungsvorgang aus. Zum einen erhöht sich der Wärmeverlust der Flamme, zum anderen wird der Zündfunke so weit ausgelenkt dass es zu Funkenabrissen und erneuten Durchbrüchen kommt (vgl. Kapitel 2.3.3.2). Als maximale Strömungsgeschwindigkeit wird ein Wert von $u = 15$ m/s angegeben [51]. Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit erhöht, wie bereits angeführt, die minimale Zündenergie eines Gemisches (vgl. Kapitel 2.3.2.1). Deren Wert im Randwirbelgebiet einer A-Düse wird von [149] basierend auf numerischen Untersuchungen mit $u' = 5 - 10$ m/s angegeben, ähnliche Werten werden von [182] angeführt. Nach [47] scheitert die Entflammung, wenn die kleinsten Wirbelstrukturen (Kolmogorov-Wirbel) die Reaktionszone zerreißen. Wirbelstrukturen, die größer sind als der Flammenkern bewirken dessen konvektiven Transport. Aufgrund der hohen sprayinduzierten Turbulenz beim strahlgeführten Brennverfahren wird der Flammenkern im Vergleich zum homogenen Brennverfahren deutlich früher durch die Turbulenz beeinflusst [54].

Zyklische Schwankungen im Verbrennungsablauf sowie sporadische Verbrennungsaussetzer werden auf Schwankungen bezüglich der Gemischzusammensetzung sowie des Strömungszustands zurückgeführt, weshalb eine hohe Strahlstabilität eine zentrale Eigenschaft beim strahlgeführten Brennverfahren darstellt [53] [63] [64] [229].

In der Literatur existieren mehrere Ansätze, die die gemischseitigen Einflüsse in einer Entflammungskennzahl zusammenfassen. MAAß [123] berücksichtigt hierbei die Konzentrationen von dampfförmigem und flüssigem Kraftstoff sowie zeitliche und räumliche Schwankungen des Kraftstoffdampfes. Hierzu werden teilweise empirische Gewichtungsfaktoren verwendet, der Strömungszustand bleibt unberücksichtigt. SEIBEL berücksichtigt neben dem Luftverhältnis und dessen räumlicher Standardabweichung (bezogen auf das Kontrollvolumen) auch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit sowie die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit [197]. Weiterhin beinhaltet dessen Entflammungskennzahl eine Größe, die die zeitliche Länge der Anwesenheit von zündfähigem Gemisch im Kontrollvolumen beschreibt. Auch hierbei werden die einzelnen Einflussgrößen mit empirischen Gewichtungsfaktoren belegt. VOGT berücksichtigt zusätzlich die kinetische Energie basierend auf der Strömungsgeschwindigkeit im Kontrollvolumen sowie den Einfluss der feinskaligen Turbulenz [222]. Hierzu werden jedoch Ergebnisse aus der numerischen Strömungssimulation benötigt.

2.3.3.2 *Zündsystemseitige Einflussgrößen*

Aufgabe des Zündsystems ist es, unter allen motorisch auftretenden Bedingungen genügend viel Zündenergie an das Gemisch zu übertragen. Für die Entflammung eines ruhenden, stöchiometrischen Gemisches wird eine Energie von nur ca. 0,2 mJ benötigt [90]. Unter motorischen Bedingungen wird dagegen eine deutlich höhere Energie gefordert. Konventionelle Zündspulen liefern eine Energie von ca. 30 - 50 mJ, für den Schichtbetrieb werden Zündspulen mit einer Energie von ca. 100 mJ und darüber eingesetzt [109] [234]. Bei der Transistorspulenzündung wird mit Zunahme der Zündenergie die Brenndauer des Funkens verlängert. Bei einer hinreichend langen Brenndauer des Zündfunkens können beim strömenden Gemisch Inhomogenitäten kompensiert werden. Das Entflammungsverhalten verbessert sich, was in einem längeren Entflammungsfenster resultiert [71]. Günstig für das Entflammungsverhalten ist weiterhin ein großer Zündspalt, wodurch Elektrodenverluste reduziert werden [240]. Nachteilig ist der damit verbundene erhöhte Zündspannungsbedarf sowie die erhöhte Wahrscheinlichkeit zur Bildung von Gleitfunken (siehe unten). Durch Verwendung dünner Zündelektroden kann der Wärmeverlust des Flammenkerns an die Elektroden minimiert werden [152], was die Entflammung verbessert.

Negativ wirkt sich auf die Entflammung eine zu hohe Strömungsgeschwindigkeit in der Funkenstrecke aus (vgl. Kapitel 2.3.3.1). Der Funke wird dabei so weit ausgelenkt, dass er abreißt und neu auf direktem Weg zwischen den Zündelektroden durchbricht. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit nimmt die Anzahl der erneuten Durchbrüche zu [196]. Die Brenndauer des Funkens wird hierbei reduziert, was das Entflammungsverhalten verschlechtert [63] [134]. Durch die injektornahe Zuordnung der Zündkerze besteht das Problem der Benetzung der Zündelektroden mit flüssigem Kraftstoff. Die hierdurch verursachte Kühlung der Elektroden wirkt sich negativ auf die Entflammung aus [183]. Weiterhin können infolge der Benetzung Ablagerungen auf den Elektroden entstehen, die eine elektrisch leitfähige Strecke bilden. Schlägt der Zündfunke entlang dieser Strecke über, anstatt über den direkten Weg von der Mittel- zur Masselektrode, so spricht man von einem Gleitfunken. Ein Gleitfunke weist eine erhöhte Brennspannung sowie eine deutlich verkürzte Brenndauer auf und erzeugt häufig eine unvollständige Verbrennung bzw. einen Verbrennungsaussetzer [63] [183]. Das Entflammungsverhalten wird weiterhin von der Wechselwirkung der Zündelektroden mit dem Spray beeinflusst. Typischerweise werden Hakenzündkerzen verwendet, die somit nicht symmetrisch sind. Ist die Masselektrode (Hakenlektrode) in Richtung des Injektors orientiert, so kommt es zur Abschattung des Sprays in Bezug auf das Zündvolumen. Das Entflammungsfenster wird bei dieser ungünstigen Elektrodenorientierung verkleinert [234].

Im Vergleich zur klassischen Transistorspulenzündung kann der Entflammungsbereich durch Einsatz einer Multifunkenzündung vergrößert werden [109]. Hierbei

werden die Anzahl der Funkendurchbrüche sowie die Brenndauern der Einzelfunken vom Zündsystem definiert vorgegeben. Die Funkencharakteristik ist somit besser kontrollierbar im Vergleich zum Einzelfunken einer Transistorspulenzündung, der infolge der sprayinduzierten Strömungen massiv gestört wird. Mit einem Multifunkenzündsystem können sowohl der Kraftstoffverbrauch reduziert als auch die HC-Emissionen und NO_x -Emissionen minimiert werden [121].

2.3.3.3 Verbrennung beim strahlgeführten Brennverfahren

Nach erfolgter Entflammung erfolgt der Reaktionsumsatz des gesamten Gemisches in der Verbrennungsphase. Beim homogen betriebenen Ottomotor breitet sich die Flammenfront näherungsweise sphärisch aus und durchläuft den Brennraum, bis die Flamme an den Brennraumwänden erlischt und das gesamte Gemisch erfasst wurde. Der Reaktionsumsatz vollzieht sich in einer näherungsweise vorgemischten Verbrennung. Infolge der turbulenten Brennraumströmung wird die Flamme gefaltet und zerklüftet, wodurch sich die Flamme mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit ausbreitet (vgl. Kapitel 2.3.2.1). Im Gegensatz zur vorgemischten Verbrennung beim homogen betriebenen Ottomotor findet unter Schichtladebedingungen eine Überlagerung von vorgemischter und nicht-vorgemischter Verbrennung statt. Die Flamme breitet sich entlang der Gemischwolke aus, woraus deutliche Abweichungen von der sphärischen Flammenkontur entstehen [31] [204]. Nach [11] ist die Wahrscheinlichkeit des Erlöschens eines einmal entstandenen Flammenkerns gering. Der Beginn der Verbrennung weist im Vergleich zum homogenen Ottomotor eine gesteigerten Umsatzrate auf [105] [201]. Als Ursachen hierfür werden angeführt:

- höhere Brenngeschwindigkeit im leicht unterstöchiometrischen Gemisch
- hohes Turbulenzniveau infolge der sprayinduzierten Turbulenz
- höhere Brennraumtemperatur durch ungedrosselten Betrieb

Gegen Ende der Verbrennung (Ausbrand) ist die Reaktionsrate hingegen reduziert, da die Flamme die mageren Außenränder der Gemischwolke erreicht [182] [190]. Numerische Untersuchungen von DRAKE haben ergeben, dass der Beginn der Verbrennungsphase charakterisiert ist durch eine fast ausschließliche vorgemischte Verbrennung. Nach einer umgesetzten Kraftstoffmasse von ca. 10% treten Anteile von nicht-vorgemischter Verbrennung (Diffusionsverbrennung) auf, den dominanten Anteil macht aber weiterhin die vorgemischte Verbrennung aus [51] [52].

Durch geeignete Einspritzstrategien kann der Verbrennungsablauf optimiert werden. Hier ist insbesondere die auch für den Entflammungsvorgang vorteilhafte Mehrfacheinspritzung zu nennen. Diese führt zu einer besseren Homogenisierung der gesamten Gemischwolke und somit zu einer höheren Brenngeschwindigkeit bzw.

kürzeren Brenndauer [183] [231]. Weiterhin können die HC- und Ruß-Emissionen [189] sowie der Ausstoß der Partikelanzahl reduziert werden [186]. Auch im Homogenbetrieb kann die Mehrfacheinspritzung vorteilhaft eingesetzt werden. Durch die damit verbundene geringere Strahleindringtiefe kann insbesondere in der Vollast die Benetzung der Brennraumwand reduziert und somit die Rußentstehung deutlich minimiert werden [99].

In der neuesten Motorengeneration (BlueDIRECT-Generation) der *Daimler AG* wird zur Ausweitung des Schichtbetriebs hin zu höheren Lasten die Betriebsart Homogen-Schicht (HOS) eingeführt. Hierbei wird im Saughub ein Teil des Kraftstoffs eingespritzt, während im Kompressionshub zusätzlich zum homogenen Grundgemisch im Zündkerzenbereich eine Ladungsschichtung mit guten Entflammungseigenschaften appliziert wird [121] [186]. Auf diese Weise kann eine zu fette und inhomogene Gemischwolke im Schichtbetrieb bei höheren Lasten vermieden werden. Der Kraftstoffverbrauch kann mit dieser Betriebsart bei höheren Lasten im Vergleich zur klassischen Schichtladung reduziert werden.

3

Zielsetzung

Die Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs und der damit verbundenen CO₂-Emissionen ist derzeit eines der beherrschenden Themen in der Entwicklung von Verbrennungsmotoren. Beim Ottomotor kann mit einer geschichteten Brennraumladung und strahlgeführten Brennverfahren im Vergleich zum homogenen Brennverfahren eine deutliche Kraftstoffeinsparung erzielt werden. Charakteristisch für dieses Brennverfahren sind die enge räumliche Zuordnung von Zündkerze und Injektor sowie die kurze zeitliche Abfolge von Einspritzung und Zündung. Für die Beherrschung des Verfahrens ist die zuverlässige Gemiscentflammung unabdingbar. Aufgrund folgender Ursachen ergeben sich hohe Anforderungen an die Entflammung:

- kurze Gemischbildungszeit
- hohe Strömungsgeschwindigkeiten am Zündort
- flüssige Kraftstoffanteile am Zündort
- hohe räumliche und zeitliche Gradienten des Luftverhältnisses

Eine sichere Entflammung setzt voraus, dass im Zündvolumen ein zündfähiges Gemisch vorliegt und dass vom Zündsystem ausreichend Zündenergie an das Gemisch übertragen werden kann. Das Zusammenwirken von Gemisch- und Zündparametern entscheidet somit über die zuverlässige Entflammung.

Beim strahlgeführten Brennverfahren wird der Gemischbildungsprozess von der Strahldynamik dominiert. Für ein eingehendes Verständnis des Entflammungsverhaltens ist somit die genaue Kenntnis der Spraycharakteristik am Zündort nötig. Das bislang einzige in der Serie befindliche Verfahren verwendet einen Piezo-Injektor mit A-Düse. Dieser Injektor erzeugt ein Hohlkegelspray mit charakteristischem Randwirbelgebiet, das als Zündgebiet genutzt wird. In der Literatur finden sich mehrere Arbeiten, die sich mit dem Spray der A-Düse beschäftigen, dennoch fehlt bislang eine detaillierte experimentelle Analyse des Sprayzustands des für die Entflammung wichtigen Randwirbelgebiets. Insbesondere ist die zum Zündzeitpunkt vorliegende flüssige Kraftstoffphase nur unzureichend untersucht, woraus sich der weitere Forschungsbedarf erklärt.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel der Charakterisierung des Sprays der Piezo-A-Düse im Hinblick auf das Entflammungsverhalten. Hierzu soll zunächst die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung eingesetzt werden, um die globale Sprayausbreitung sowie den Austritt der Kraftstofflamelle aus der Düse zu untersuchen. Der Sprayzustand im Randwirbelgebiet ist anhand laseroptischer Messmethoden zu charakterisieren. Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) erlaubt die Bestimmung von Tropfendurchmesser und -geschwindigkeiten basierend auf Mie-Streulichtmessungen. Da das vorliegende Spray eine sehr hohe Spraydichte aufweist, ist die Anwendung der PDA-Messtechnik nicht trivial. Es müssen somit bezüglich Versuchsaufbau, -durchführung und -auswertung Lösungen zur Akquirierung zuverlässiger Messdaten gefunden werden. Für die quantitative Erfassung des flüssigen Kraftstoffanteils erscheint die Extinktionsmessung basierend auf dem Lambert-Beerschen Gesetz geeignet. Hierzu ist eine entsprechende Versuchsmethodik zu entwickeln, um lokal im Zündgebiet Messergebnisse mit hoher zeitlicher Auflösung zu gewinnen. Die Untersuchungen sollen unter Variation motorrelevanter Parameter durchgeführt werden, wie z.B. Anzahl der Einspritzungen, Kammerdruck und Injektoransteuerdauer. Die Ergebnisse der optischen Untersuchungen sollen mit dem aus Motormessungen gewonnenen Entflammungsverhalten korreliert werden. Insbesondere soll die Abhängigkeit der motorischen Aussetzerrate von den hierfür ursächlichen Spraycharakteristika analysiert werden. In der Kombination der optischen und motorischen Untersuchungen sollen somit die sprayseitigen Bedingungen für eine sichere Entflammung und demzufolge für ein robustes Brennverfahren herausgearbeitet werden. Neben den experimentellen Arbeiten sind die für die Sprayzündung relevanten Einflussgrößen anhand eines phänomenologischen Modells zu beurteilen. Hierzu ist aus der Literatur ein geeigneter Ansatz zu entnehmen und auf die vorliegenden Bedingungen anzuwenden. Den Schwerpunkt dieser Analysen soll die Bewertung der Parameter hinsichtlich verdunstungs- und reaktionskinetischer Effekte in Bezug auf die Gemischentflammung bilden.

4

Experimentelle Aufbauten, Messmethoden und Auswertestrategien

4.1 Versuchsstand zur Spraycharakterisierung

Die Untersuchungen zur Spraycharakterisierung werden an einer beheizbaren Druckkammer durchgeführt. An dieser finden die optischen Messtechniken High-Speed-Visualisierung, Phasen-Doppler-Anemometrie sowie die Extinktionsmessung Anwendung, wofür die Kammer entsprechende optische Zugänge aufweist, siehe **Bild 4.1** (links). Die vier Seitenfenster weisen eine lichte Weite von 80 mm auf, ein Fenster ist für die PDA-Messung vorgesehen und ist unter einem Winkel von 70° angeordnet (vgl. Kapitel 4.3.2). Der Injektor wird an der Druckkammer über eine speziell angefertigte Injektoraufnahme adaptiert (siehe rechts im Bild 4.1), über einen darin integrierten Kühlkreislauf wird der Injektor auf eine Temperatur von 70°C konditioniert. Es sollen damit näherungsweise die motorische Zylinderkopf- und Kraftstofftemperatur erreicht sowie thermische Überbeanspruchung des Injektors verhindert werden. Weiterhin bietet die Injektoraufnahme die Möglichkeit zur Adaption einer Zündkerze, um die Wechselwirkung des Sprays mit der Zündkerze untersuchen zu können. Entflammungsversuche werden hingegen nicht durchgeführt. In der Druckkammer kann Luft über einen Kompressor bis auf einen Druck von 60 bar komprimiert werden, eine elektrische Heizung erlaubt eine maximale Kammertemperatur von $\vartheta_K = 200^\circ\text{C}$. Um eine Ansammlung von Kraftstoff in der Kammer zu vermeiden, wird diese kontinuierlich durchströmt. Die Kammerbedingungen sind an den Brennraumbedingungen des Aggregats M272DE (*Daimler AG*) orientiert. Im **Bild 4.2** sind die Brennraumbedingungen des Einzylinder-Forschungsmotors für die Kompressionsphase dargestellt, die gezeigten Daten basieren auf Motormessungen (vgl. Kapitel A.4).

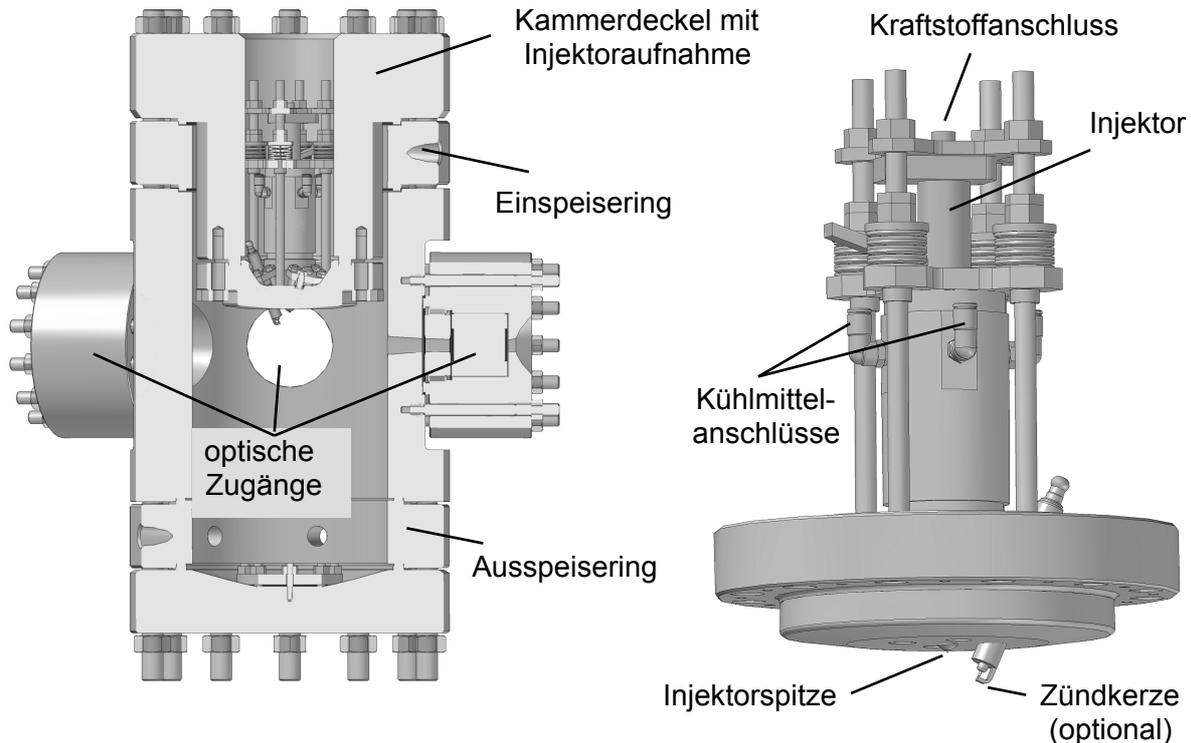


Bild 4.1: Schnitt durch die Druckkammer (links) sowie Injektoraufnahme (rechts)

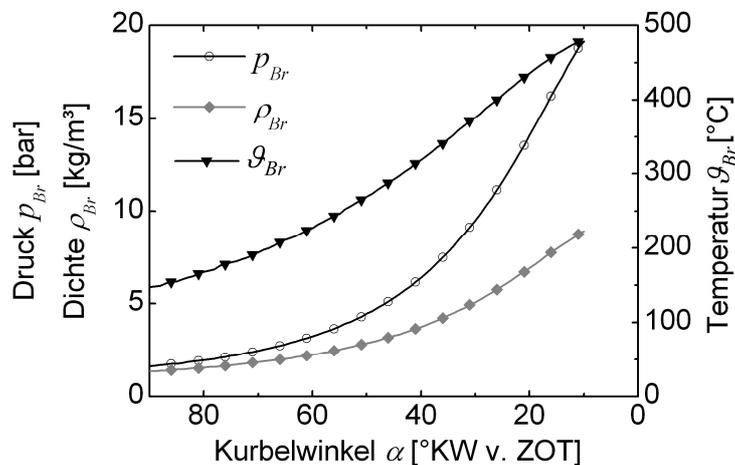


Bild 4.2: Brennraumbedingungen des Einzylinder-Aggregats (Kompressionsphase)

Die motorischen Brennraumtemperaturen der für die Einspritzung im Schichtbetrieb relevanten späten Kompressionsphase liegen über der maximalen Kammertemperatur von 200°C. Die Luftdichte in der Druckkammer $\rho_{L,K}$ wird daher der Luftdichte im Brennraum $\rho_{L,Br}$ gleichgestellt ($\rho_{L,K} = \rho_{L,Br} = \rho_L$), indem der Kammerdruck reduziert wird ($p_K < p_{Br}$). **Tabelle 4.1** zeigt die Brennraumbedingungen, die Luftdichte ρ_L sowie den entsprechenden Kammerdruck p_K bei einer Kammer-temperatur von $\theta_K = 200^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit des Kurbelwinkels α .

Tabelle 4.1: Brennraum- und Kammerbedingungen

Kurbel- winkel α (°KW v. ZOT)	Brennraum- druck p_{Br} (bar)	Brennraum- temperatur \mathcal{G}_{Br} (°C)	Luftdichte ρ_L (kg/m ³)	Kammerdruck p_K (bar (abs.), bei $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$)
35	7,8	347	4,4	5,9
30	9,5	377	5,1	6,9
25	11,6	407	5,9	8,1
20	14,1	436	6,9	9,4
15	16,7	462	7,9	10,8

Der Kraftstoffdruck wird über eine neu aufgebaute Hochdruckerzeugung bereitgestellt. Mittels eines Druckübersetzers (Druckverhältnis 2:1) und dem Gasdruck einer Stickstoff-Gasflasche kann im Hydrauliksystem ein Druck von bis zu 250 bar erzeugt werden. Die Hochdruckerzeugung wird über eine Handpumpe mit Kraftstoff befüllt, Filter vor dem Druckübersetzer (Filterfeinheit 4 μm) und vor dem Injektor (Hochdruckfilter, Filterfeinheit 10 μm) schützen den Injektor vor Beschädigung durch mögliche Verunreinigungen im Kraftstoff. Die Leitungen und Hochdruckschläuche der Anlage bestehen aus Edelstahl, gegen unzulässigen Überdruck ist das System durch ein Überdruckventil geschützt. Der Druck im Hydrauliksystem des Motors M272DE beträgt $p_{Kr} = 200$ bar. Infolge des leicht abgesenkten Kammerdrucks im Vergleich zum Motor wird für die Messungen der Kraftstoffdruck ebenso leicht abgesenkt, um denselben Differenzdruck ($p_{Kr} - p_K$) an der Düse zu erhalten. Wenn nicht anders angegeben, beträgt der Kraftstoffdruck $p_{Kr} = 196$ bar. Als Kraftstoff wird EuroSuper ROZ95 (*Shell*) verwendet. Der Piezo-Injektor HDEV4 (*Robert Bosch GmbH*, **Bild 4.3**) wird über einen Impulsgenerator, der Mehrfacheinspritzungen ermöglicht, und die Endstufe DICU200/15C1 Basic Version (*Scienlab*) betrieben. Mit dem Impulsgenerator werden weiterhin die Messsysteme synchron zum Injektor angesteuert. Die Injektoransteuerdauer sowie die vorgenommenen Einstellungen der Endstufe wurden auf Basis der am Einzylinder-Aggregat gemessenen Injektorspannungen ermittelt. Als Beginn der Einspritzung ist im Rahmen dieser Arbeit der Beginn der elektrischen Ansteuerung des Injektors definiert. Die Zeit zwischen Ansteuerbeginn durch den Impulsgenerator und Flüssigkeitsaustritt an der Düse beträgt ca. 80 μs . Das Einspritzende ist entsprechend definiert als das Ende der Injektoransteuerung. Bei Mehrfacheinspritzung bezieht sich das Einspritzende auf das Ende der Injektoransteuerung der zweiten Teileinspritzung.



Bild 4.3: Piezo-Injektor HDEV4: Fotografie (links) und Skizze des Düsenquerschnitts [82] (rechts)

4.2 Hochgeschwindigkeitsvisualisierung

Die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung wird genutzt, um die schnell ablaufenden Einspritzvorgänge sichtbar zu machen. Es kommen das Schattenverfahren und das Schlierenverfahren zum Einsatz. Bei beiden Verfahren befinden sich Beleuchtung, Spray und Kamera auf derselben optischen Achse. Beim Schattenverfahren wird eine diffuse Hintergrundbeleuchtung verwendet, siehe **Bild 4.4**. Hierzu wird das von der Blitzlampe ausgehende Licht mittels einer Linse auf die Streuscheibe projiziert. Das Licht wird vom Spray in alle Raumrichtungen gestreut, so dass die flüssigen Kraftstoffanteile dunkel abgebildet werden.

Beim Schlierenverfahren kann neben der Flüssigphase auch die Dampfphase des Kraftstoffs sichtbar gemacht werden [198] [130]. **Bild 4.5** zeigt die entsprechende Versuchsskizze. Das von einer Punktlichtquelle ausgehende Licht wird mit einem Achromat gebündelt und auf die Blendenebene des Kameraobjektivs fokussiert. Die benötigte Lichtmenge wird über einen zwischen der Blitzlampe und dem Achromaten angeordneten Graufilter eingestellt. Zwischen Achromat und Kamera befindet sich der Visualisierungsbereich (Kraftstoffspray), der somit von einem konvergenten Lichtbündel durchleuchtet wird. Durchläuft das gerichtete Licht Bereiche mit Kraftstoffdampf, so wird es infolge von Dichteänderungen abgelenkt und kann die Blende nicht passieren. Derselbe Effekt wird erzielt, wenn das Licht infolge von Kraftstofftropfen gestreut wird. Bereiche mit Kraftstoffdampf oder Kraftstofftropfen erscheinen daher dunkel bzw. sind durch einen Kontrast sichtbar.

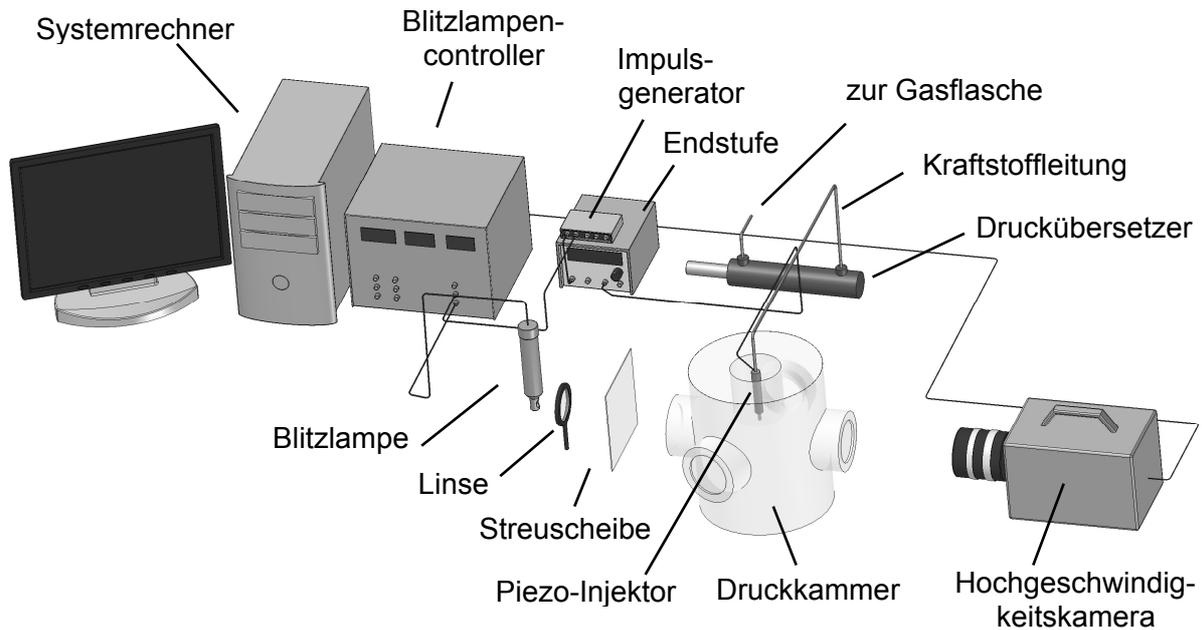


Bild 4.4: High-Speed-Schattenverfahren an der Druckkammer

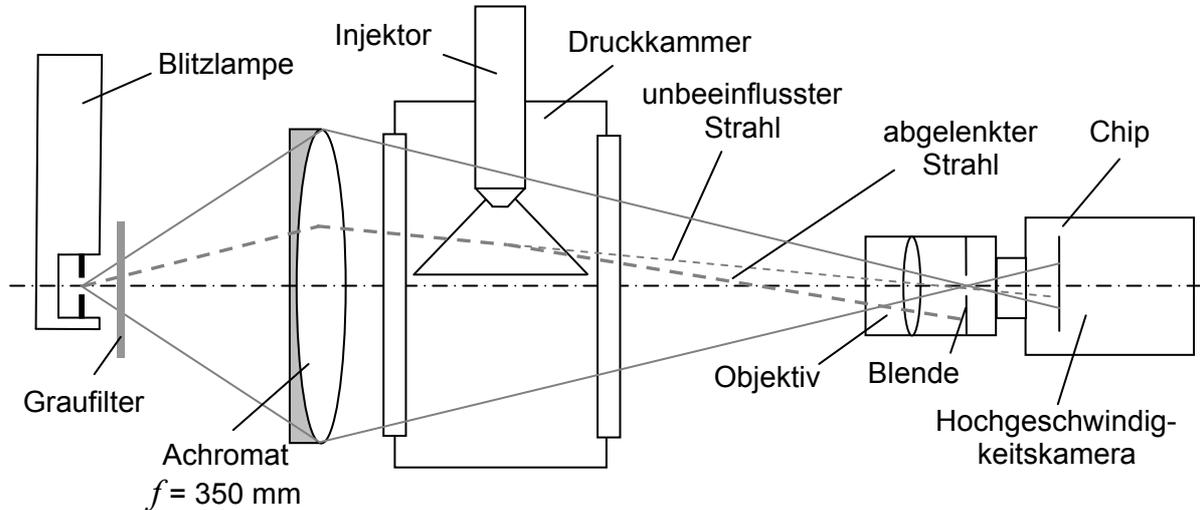


Bild 4.5: Versuchsskizze des Schlierenaufbaus

Mikroskopische Aufnahmen der düsenahen Kraftstofflamelle werden nach dem Schattenverfahren durchgeführt, siehe **Bild 4.6**. Das verwendete Fernfeldmikroskop Questar QM1 beinhaltet eine Maksutov-Optik, mit der bei einem Arbeitsabstand von 560 mm eine Vergrößerung um den Faktor ca. 6 realisiert wurde. Aufgrund der geringen Tiefenschärfe des Fernfeldmikroskops ist der Injektor gedreht, so dass die Flüssigkeitslamelle im Abbildungsbereich senkrecht auf der optischen Achse steht. Aus diesem Grund sind die fernfeldmikroskopischen Aufnahmen auf atmosphärische Bedingungen begrenzt.

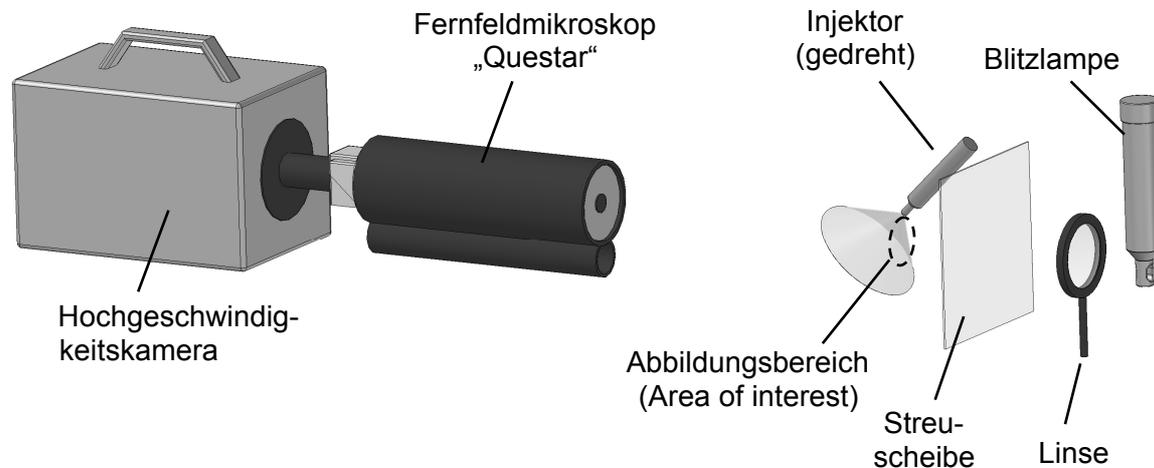


Bild 4.6: Visualisierung mit dem Fernfeldmikroskop (atmosphärische Bedingungen)

Als Lichtquelle kommt bei den beschriebenen Versuchsaufbauten die Blitzlampe NanoLite (*High-Speed Photo-Systeme*) zum Einsatz, die sich durch eine sehr kurze Belichtungszeit von ca. 20 ns auszeichnet. Die Blitzlampe kann mit einer maximalen Rate von 20 kHz betrieben werden. Die verwendete Hochgeschwindigkeitskamera (HighSpeedStar 6, *LaVision GmbH*) weist eine Chipgröße von 1024 x 1024 Pixel auf und erlaubt bei der typischerweise gewählten Aufnahmezeit von 10 kHz einen Bildbereich von 768 x 768 Pixel. Die Pixelgröße des CMOS-Chips beträgt 20 μm , aus der Dynamik von 12 bit resultieren 4096 Graustufen. Die Bildverarbeitung erfolgt mit den Programmen Davis 7.2 (*LaVision GmbH*) sowie Matlab (*The MathWorks, Inc.*).

4.3 Phasen-Doppler-Anemometrie

4.3.1 Grundlagen

Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) ist eine auf Streulicht basierende Messtechnik zur berührungslosen Bestimmung von Tropfendurchmessern und -geschwindigkeiten. Neben der Charakterisierung des Sprays hinsichtlich der Tropfengröße wird die Durchmesserinformation im Rahmen dieser Arbeit für die Berechnung der Extinktionsquerschnitte zur Bestimmung der Spraydichte benötigt (vgl. Kapitel 4.4).

Die PDA-Technik wurde zum ersten Mal von Durst & Zaré im Jahr 1975 zur Bestimmung von Partikelgrößen vorgestellt [56] [92] und hat sich seitdem zu einer Standardmesstechnik entwickelt. Trifft Licht auf ein Partikel, so wird es infolge der

Streumoden Beugung, Reflexion und Brechung von der ursprünglichen Ausbreitungsrichtung abgelenkt. Die Wechselwirkung von Licht in Form von ebenen Wellen und sphärischen Partikel lässt sich exakt mit der Mie-Theorie beschreiben. **Bild 4.7** zeigt die mit dem Programm *MiePlot* [110] berechneten Streulichtintensitäten eines Benzintröpfchens ($d = 10 \mu\text{m}$) in Abhängigkeit des Streuwinkels φ und der Polarisierung des einfallenden Lichts. Die Polarisationsrichtung ist angegeben in Bezug zur Streuebene (entspricht der Zeichenebene). Das linke Diagramm zeigt die relative Intensität in Polardarstellung und logarithmischer Skalierung, rechts ist die Intensität in kartesischen Koordinaten und linearer Auftragung dargestellt. Bei kleinen Streuwinkeln φ sind die hohen Streulichtintensitäten infolge Beugung zu erkennen (sogenannte Vorwärtskeule). Bei größeren Streuwinkeln ist die Lichtintensität deutlich geringer, infolge der Interferenz der einzelnen Streumoden treten Oszillationen auf.

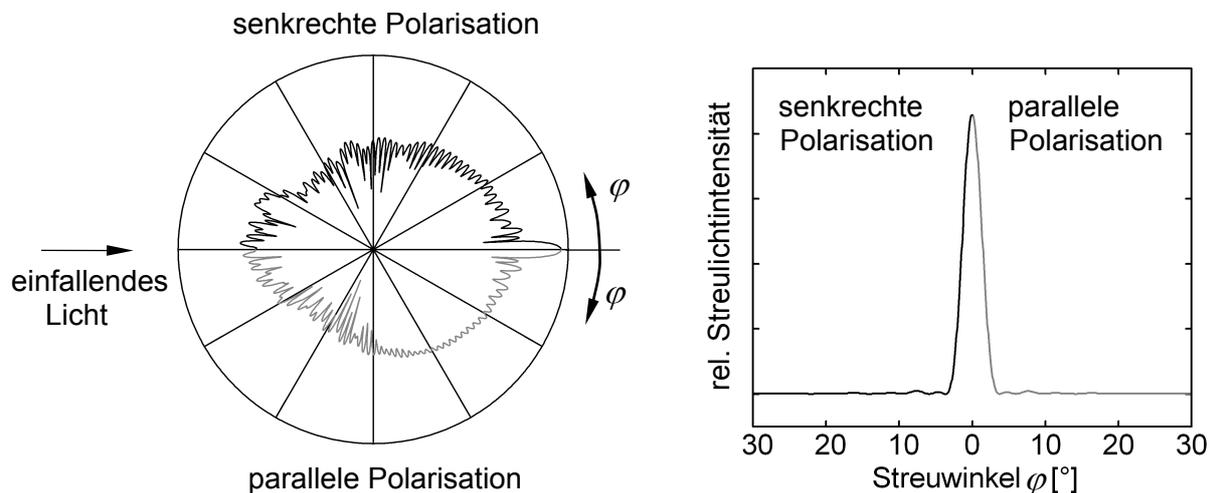


Bild 4.7: Relative Streulichtintensität eines Benzintröpfchens ($d = 10 \mu\text{m}$) in Abhängigkeit des Streuwinkels φ und der Polarisationsrichtung: logarithmische Auftragung (links), lineare Auftragung (rechts)

Im **Bild 4.8** sind die für die PDA-Messtechnik typischerweise genutzten Streumoden dargestellt. Bei der Reflexion ($p = 0$) wird das Licht an der Tropfenoberfläche reflektiert, bei der Brechung 1. Ordnung ($p = 1$) wird das Licht beim Durchtritt durch den Tropfen zweimal gebrochen. Bei der Brechung 2. Ordnung ($p = 2$) findet zusätzlich eine einfache interne Reflexion statt. Die Streumoden höherer Ordnungen ($p > 2$) spielen bei der PDA nur eine untergeordnete Rolle.

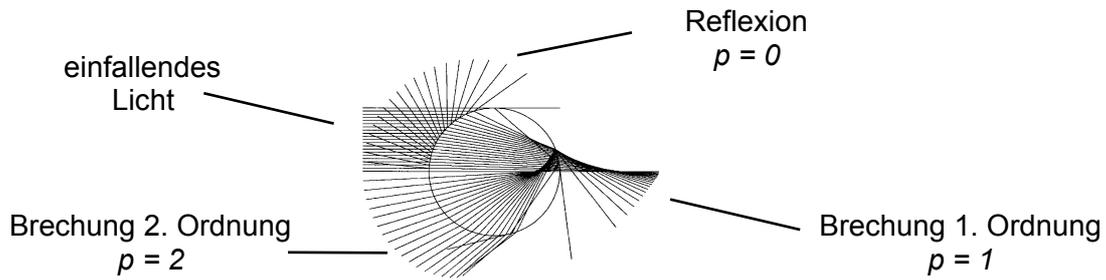


Bild 4.8: Die für PDA nutzbare Streumoden Brechung und Reflexion [215]

Den Aufbau beim Drei-Detektoren-Standard-PDA zeigt **Bild 4.9**. Das Messvolumen wird durch zwei sich schneidende Laserstrahlen gebildet, in der Empfangssonde befinden sich die drei Detektoren U_1 bis U_3 . Die Empfangssonde ist unter dem Streuwinkel φ angeordnet, die einzelnen Detektoren sind unter den Elevationswinkeln ψ_{ij} positioniert.

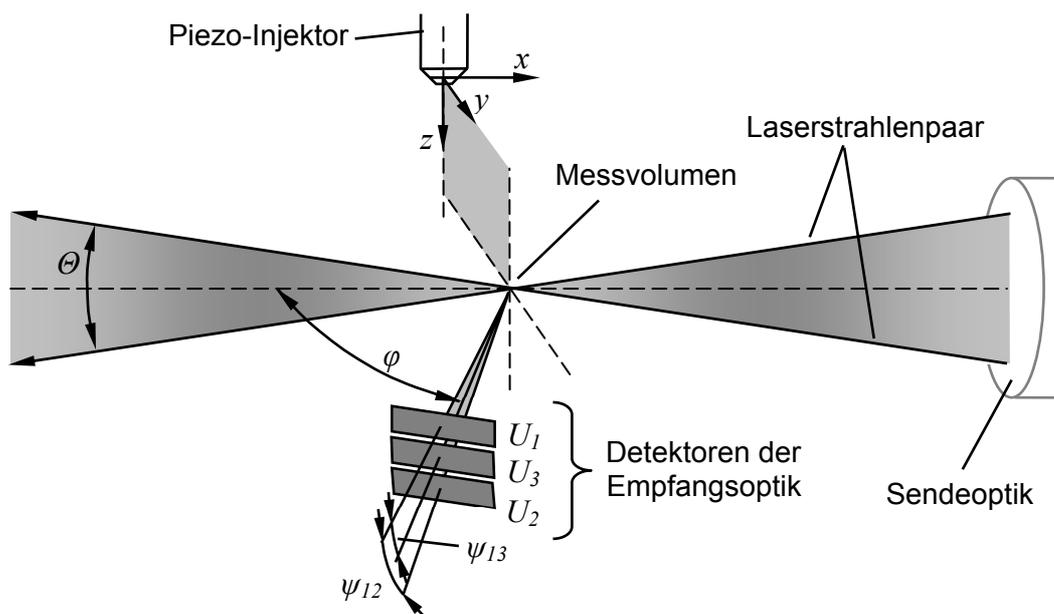


Bild 4.9: Versuchsanordnung beim Standard-Drei-Detektoren-PDA

Bewegt sich ein Partikel durch das Messvolumen, so erfährt das von ihm gestreute Licht eine Dopplerverschiebung. Diese Frequenz, die sich in der Nähe der Ursprungsfrequenz des einfallenden Lichts befindet, ist zu hoch um detektiert werden zu können. Durch die Überlagerung der Dopplersignale der beiden Laserstrahlen entsteht jedoch eine Schwebungsfrequenz f_D , die mit Photodetektoren gemessen werden kann. Eine anschauliche Beschreibung ist ebenso mit dem Interferenzstreifenmodell möglich. Durch Überlagerung der Laserstrahlen im Messvolumen bilden sich Interferenzstreifen aus, siehe **Bild 4.10**. Beim Durchtritt eines Partikels durch die hellen und dunklen Bereiche des Messvolumens wird vom Detektor die

Frequenz f_D detektiert. Im Bild 4.10 rechts sind die von zwei Detektoren empfangenen Streulichtsignale, die sogenannten Doppler-Bursts, dargestellt. Beide Signale weisen dieselbe Frequenz f_D auf, sie sind jedoch um den Betrag Δt zeitverschoben.

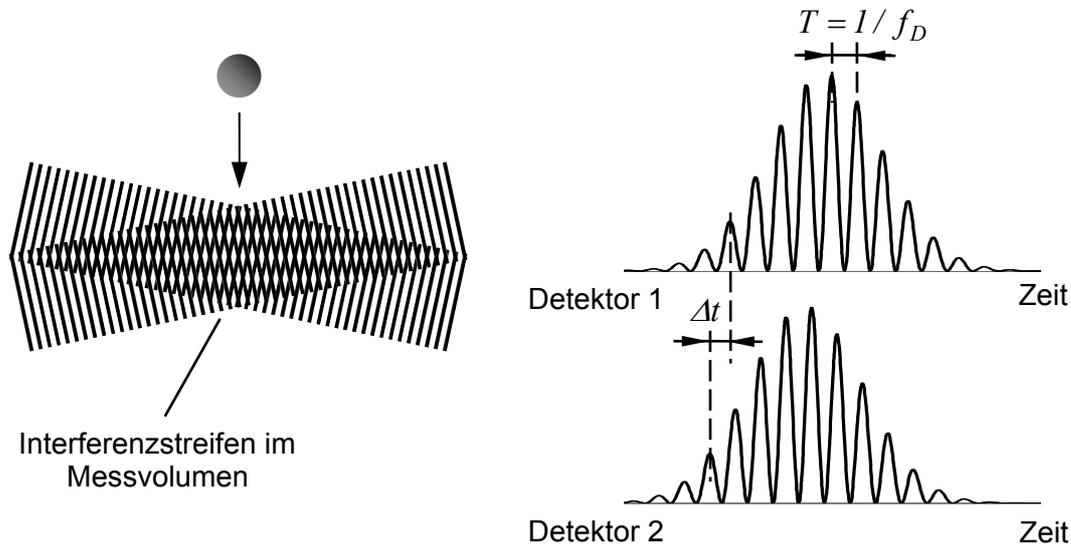


Bild 4.10: PDA-Messvolumen mit Interferenzstreifen (links), von zwei Detektoren empfangene Doppler-Bursts (rechts)

Aus der Schwebungsfrequenz f_D kann nun die senkrecht zu den Interferenzstreifen stehende Geschwindigkeitskomponente bestimmt werden. Zur Unterscheidung von positiven und negativen Geschwindigkeiten wird ein Strahl des Strahlenpaares mittels eines akustooptischen Modulators (Bragg-Zelle) um die Shiftfrequenz f_{Shift} angehoben. Hieraus resultiert ein bewegtes Interferenzstreifenmuster und macht die Bestimmung der Geschwindigkeitsrichtung möglich. Die Geschwindigkeit u berechnet sich nach:

$$u = \frac{(f_D - f_{Shift}) \cdot \lambda}{2 \cdot \sin(\Theta / 2)} \quad (4.1)$$

Bei einem Versuchsaufbau mit nur einem Strahlenpaar kann entsprechend eine Geschwindigkeitskomponente bestimmt werden. Für die Messung der weiteren Geschwindigkeitskomponenten werden Systeme mit mehreren Strahlenpaaren benötigt.

Mit der PDA-Messtechnik besteht prinzipiell die Möglichkeit zur Bestimmung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' , die hinsichtlich des Entflammungsverhaltens relevant ist (vgl. Kapitel 2.3). Es existieren Ansätze, mit denen im transienten Spray die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' bestimmt werden kann (vgl. [117] [118] [97]). Hierzu werden Einzelzyklen ausgewertet, die eine entsprechend hohe Partikelanzahl pro untersuchtes Zeitintervall aufweisen müssen. Auswertungen haben ergeben, dass unter den im Rahmen dieser Arbeit vorliegenden

Bedingungen die detektierte Partikelanzahl pro Zeitintervall für eine Bestimmung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit zu gering ist.

Die Bestimmung des Tropfendurchmessers basiert auf dem Effekt, dass das Streulicht von unterschiedlich im Raum angeordneten Empfängern mit einer Phasenverschiebung detektiert wird (siehe Bild 4.10), die proportional zur Partikelgröße ist. Bei Verwendung von Streumodi, die auf Brechung basieren ($p > 0$), ist die Kenntnis des relativen Brechungsindex m nötig:

$$m = \frac{n_{Kr}}{n_L} \quad (4.2)$$

mit: n_{Kr} Brechungsindex Kraftstoff
 n_L Brechungsindex Luft, $n_L = 1$

Die von den Detektoren i und j registrierte Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{ij}$ berechnet sich nach:

$$\Delta\Phi_{ij} = 2 \cdot \pi \cdot f_D \cdot \Delta t \quad (4.3)$$

Aus der Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{ij}$ kann der Durchmesser d unter Einführung des Phasenkonversionsfaktors P_{ij} wie folgt berechnet werden.

$$d = \frac{\Delta\Phi_{ij}}{P_{ij}} \quad (4.4)$$

Der Phasenkonversionsfaktor P_{ij} hängt vom Streumodus, dem optischen Aufbau, dem relativen Brechungsindex m sowie der Wellenlänge λ des Lichts ab. Infolge der 2π -Periodizität der Phasenverschiebung besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz und dem Durchmesser für $\Delta\Phi_{ij} > 2\pi$. Abhilfe schafft ein dritter Detektor, mit dessen Hilfe sowohl die Eindeutigkeit wieder hergestellt werden kann als auch der Messbereich vergrößert werden kann, siehe Kapitel A.1.1.

Die PDA wertet Einzelpartikel aus und gehört somit zu den zählenden Messsystemen. Es existieren Algorithmen, die auf Basis der PDA-Daten die Bestimmung der Tropfendichte ermöglichen (vgl. [49] [168] [17]). Im dichten Spray ist die Bestimmung der Tropfendichte aus den PDA-Daten begrenzt, da nicht alle Partikel erfasst werden können [55] [86]. Weiterhin sind im intermittierenden Spray wichtige Voraussetzungen zur Anwendung der Algorithmen nicht erfüllt [65]. Die Bestimmung der Spraydichte allein aus den Messergebnissen der PDA ist somit in der vorliegenden Anwendung nicht möglich, es wird hierzu mit dem Extinktionsverfahren eine separate Messtechnik eingesetzt (vgl. Kapitel 4.4).

4.3.2 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Der Versuchsaufbau des PDA-Systems ist im **Bild 4.11** dargestellt. Es kommt das System HiDense (*Dantec Dynamics GmbH*) zum Einsatz, welches speziell für die Anwendung in dichten Sprays ausgelegt ist. Es verfügt über große Aperturen der Sonden, ein kleines Messvolumen sowie über eine leistungsfähige Signalverarbeitung.

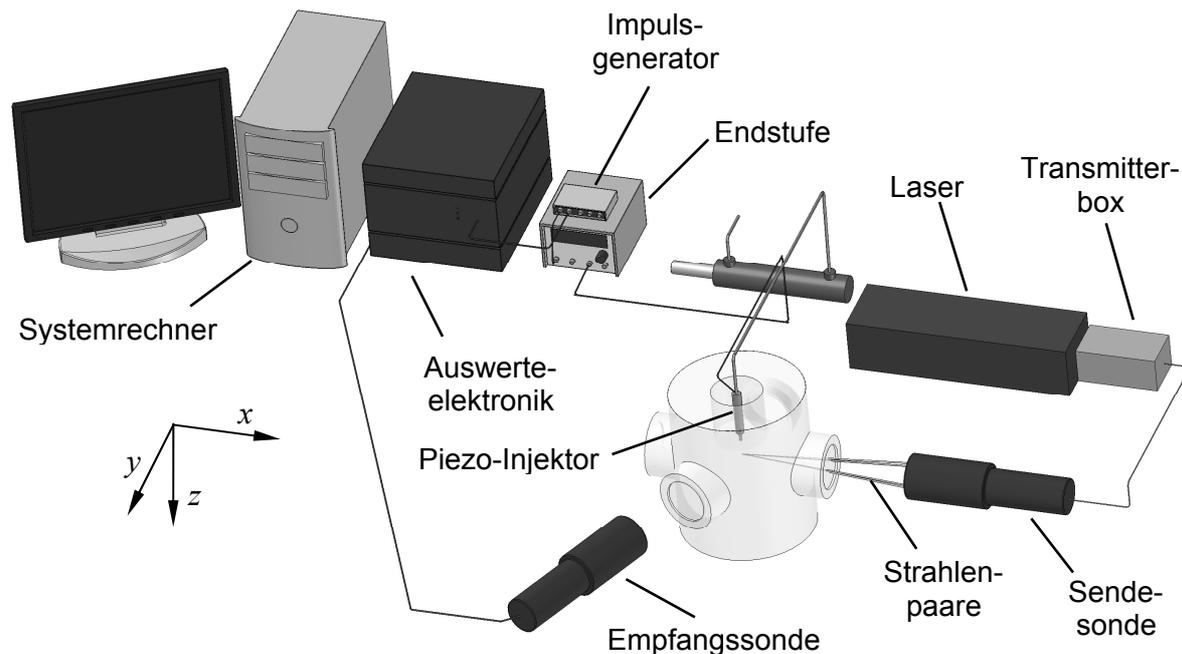


Bild 4.11: PDA-Versuchsaufbau an der Druckkammer

Mit dem 2D-System können mittels zwei Strahlenpaaren die Geschwindigkeitskomponenten in z -Richtung (Kanal 1) und y -Richtung (Kanal 2) bestimmt werden (vgl. Bild 4.9). Als Lichtquelle dient ein Argon-Ionen-Laser, die Laserleistung im Messvolumen beträgt pro Strahl 55 mW (Kanal 1) und 30 mW (Kanal 2). In der Transmitterbox werden die zwei Strahlenpaare erzeugt, die Shiftfrequenz f_{Shift} überlagert sowie die Laserstrahlen in die Lichtleiterkabel eingekoppelt. Über die Frontlinse der Sendesonde werden die Laserstrahlen am Messort fokussiert zum Schnittpunkt gebracht. Der Durchmesser des Messvolumens beträgt $47 \mu\text{m}$ und wird in x -Richtung durch eine Schlitzblende in der Empfangsoptik mit einer Breite von $50 \mu\text{m}$ begrenzt. Der Streuwinkel beträgt $\varphi = 70^\circ$ und liegt somit in unmittelbarer Umgebung des Brewsterwinkels. Bei diesem Winkel ist die Bestimmung der Tropfendurchmesser weitgehend unabhängig vom Brechungsindex, was bei Messungen an verdunstenden Tropfen einen wesentlichen Aspekt darstellt. Über Lichtleiterkabel wird das detektierte Streulicht zu den Photomultipliern geleitet, wo es in ein intensitätsabhängiges Spannungssignal umgewandelt und von einer leistungsfähigen Elektronik weiterverarbeitet wird. In **Tabelle 4.2** sind die wesentlichen Parameter des PDA-Systems zusammengestellt. Weitere Erläuterungen zur PDA-Messtechnik und den gewählten Systemparametern finden sich in Kapitel A.1.

Tabelle 4.2: Parameter des PDA-Systems

Sendeoptik	Kanal 1	Kanal 2
Ebene des Strahlenpaares	xz -Ebene	xy -Ebene
Laserleistung pro Strahl	55 mW	30 mW
Wellenlänge λ	514,5 nm	488 nm
Brennweite	310 mm	
Strahlabstand (an Frontlinse)	76,3 mm	
Strahldurchmesser (an Frontlinse)	4,4 mm	
halber Strahlschnittwinkel Θ	7,28°	
Polarisation in Bezug zur Streuebene	parallel (xy -Ebene)	

Empfangsoptik	
Brennweite	310 mm
Schlitzblende	50 μm
Streuwinkel φ	70 °
Apertur	80 mm

Weitere Eigenschaften	
Streumodus	Brechung 1. Ordnung
Durchmesser Messvolumen d_w	47 μm
Anzahl der Interferenzstreifen	22
Abstand der Interferenzstreifen	2 μm
Shiftfrequenz f_{Shift} (Bragg-Zelle)	40 MHz
Phasenkonversionsfaktoren $P_{12}; P_{13}$	12,59; 6,30
Relativer Brechungsindex m Benzin /Luft bei beheizter Kammer (vgl. Kapitel A.1.3)	1,398
Relativer Brechungsindex m Benzin /Luft bei kalter Kammer (vgl. Kapitel A.1.3)	1,434

Die PDA-Messungen finden im Randwirbelgebiet der Piezo-A-Düse statt. Die Messebene befindet sich in Bezug zum Injektor wie im Bild 4.9 gezeigt (yz -Ebene, $x = 0$), woraus kurze optische Pfade der Laserstrahlen und des Streulichts im Spray resultieren. Eine in der Druckkammer montierte Justierblende (Öffnungsdurchmesser ca. 50 μm) erlaubt eine einfache Zuordnung des Messvolumens in Bezug zum Düsenmund.

Die Einspritzfrequenz an der Kammer beträgt 1 Hz bei einer Messdauer von ca. 10 Minuten. Typischerweise werden pro Messpunkt 50.000 - 100.000 Tropfen detektiert, an Messstellen sehr geringer Spraydichte liegt die Anzahl entsprechend darunter. Die Anzahl der detektierten Tropfen pro Messpunkt stellt einen Kompromiss dar zwischen der Messdauer und der tolerierten Schwankung der auf Zeitklassen basierend berechneten mittleren Durchmesser (vgl. Kapitel 4.3.3). Sofern

nicht anders angegeben, wird im nicht-koinzidenten Modus gemessen, was bedeutet, dass beide Kanäle unabhängig voneinander Messdaten akquirieren und eine Zuordnung beider Geschwindigkeitskomponenten sowie des Durchmessers zu einem bestimmten Partikel nicht möglich ist. Im Gegensatz dazu werden bei der Anwendung des koinzidenten Modus nur diejenigen Partikel validiert, bei denen zu einem Tropfen basierend auf der Ankunftszeit am Messvolumen beide Geschwindigkeitskomponenten sowie der Durchmesser zugeordnet werden können.

Die PDA-Messungen werden im Randwirbelgebiet des Sprays durchgeführt, dem als Zündgebiet beim strahlgeführten Brennverfahren entscheidende Bedeutung zukommt. Der Messbereich setzt sich aus 15 Messpunkten zusammen, siehe **Bild 4.12**. Die Abmessungen des Messbereichs betragen 3 mm x 6 mm, der Abstand der Messpunkte beträgt 1,5 mm. Die Koordinaten des Messpunkts A in Bezug zum Düsenmund lauten $y = 13$ mm, $z = 10$ mm. Die Definition der Geschwindigkeiten u_y und u_z sowie des Strömungswinkels γ sind im Bild 4.12 rechts dargestellt.

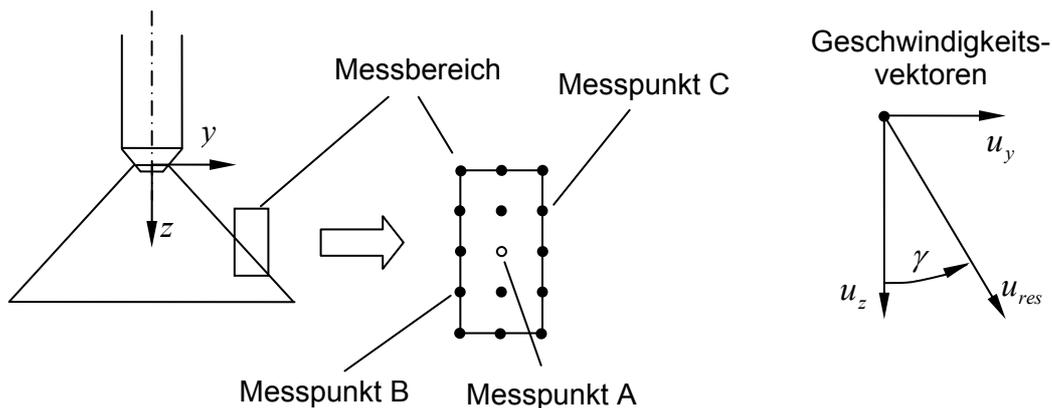


Bild 4.12: Messpunkte für PDA (links) und Definition der Geschwindigkeitskomponenten u_y und u_z sowie des Winkels γ (rechts)

4.3.3 Auswertemethodik

Eine typische PDA-Auswertung ist dadurch gekennzeichnet, dass aus einer Vielzahl von Einspritzzyklen durch Überlagerung in Bezug zum Ansteuerbeginn des Injektors ein mittlerer Zyklus generiert wird. Anhand der detektierten Partikel werden die mittleren Geschwindigkeiten und Durchmesser auf Basis von Zeitklassen bestimmt. Hierzu werden die Rohdaten aus der PDA-Software (BSA Flow V4.5) exportiert und mit dem Programm Matlab weiterverarbeitet. Um die hohe zeitliche Dynamik des Sprays erfassen zu können, wird eine Klassenbreite von 50 μ s verwendet. Aus der geringen Klassenbreite folgt eine hohe Klassenanzahl mit teilweise geringer Partikelanzahl pro Zeitklasse. Dies macht eine Glättung der mittleren Durchmesser

nötig, insbesondere bei Zeitpunkten mit geringer Spraydichte. Es wird mit dem gleitenden Mittelwert 3. Ordnung eine geringe Glättung vorgenommen. Die mittleren Geschwindigkeiten u_y und u_z werden pro Zeitklasse jeweils als arithmetischer Mittelwert der in der jeweiligen Zeitklasse enthaltenen Partikel berechnet. Die resultierende Geschwindigkeit u_{res} wird aus der geometrischen Addition der mittleren Geschwindigkeiten u_y und u_z bestimmt. Die mittleren Durchmesser werden entsprechend Gleichung (4.5) und **Tabelle 4.3** berechnet.

$$d_{ab} = \left(\frac{\sum_i n_i d_i^a}{\sum_i n_i d_i^b} \right)^{\frac{1}{a-b}} \quad (4.5)$$

Tabelle 4.3: Parameter a und b zur Berechnung der mittleren Durchmesser

Formelzeichen	a	b	Bezeichnung
d_{10}	1	0	mittlerer, auf die Länge bezogener Durchmesser
d_{20}	2	0	mittlerer, auf die Oberfläche bezogener Durchmesser
d_{30}	3	0	mittlerer, auf das Volumen bezogener Durchmesser
d_{32}	3	2	Sauterdurchmesser

Weiterhin folgt aus Gleichung (4.5) der Zusammenhang für den Sauterdurchmesser d_{32} :

$$d_{32} = \frac{d_{30}^3}{d_{20}^2} \quad (4.6)$$

Fehlerhaft bestimmte Durchmesser von Einzelpartikeln können den mittleren Durchmesser einer Zeitklasse merklich beeinflussen, sobald die Partikelanzahl im Zeitintervall gering ist. Dies trifft insbesondere bei fehlerhaft zu groß ermittelten Durchmessern zu, die die mittleren Durchmesser, die mit höheren Potenzen gebildet werden (d_{30} und d_{32}), zu größeren Werten hin verfälschen. Ursächlich für die fehlerhafte Durchmesserbestimmung einzelner Partikel können eine schlechte Signalqualität im dichten Spray sowie Einflüsse des Gauß- und Slit-Effekts sein (siehe Kapitel A.2.1). Um diese Verfälschung zu vermeiden werden alle Partikel mit $d > 25 \mu\text{m}$ von der Verarbeitung ausgeschlossen. Ein Vergleich mit der Durchmesserverteilung der Tropfen zeigt, dass dieser Grenzwert hinreichend groß gewählt ist und somit ein Ausschluss valider Daten unwahrscheinlich ist (vgl. Bild 5.16 und Bild 5.11).

Ebenso wie bei anderen laseroptischen Verfahren ist auch bei der PDA-Technik die Messbarkeit an Benzin- und Diesel-Hochdrucksprays aufgrund der hohen Spraydichte begrenzt. Es muss daher stets überprüft werden, ob das Messergebnis zum jeweiligen Messort und Zeitintervall belastbar ist. Insbesondere die Durchmesserangabe ist bei der Messung in dichten Sprays kritisch zu betrachten, da die Streulichtintensität mit dem Quadrat des Durchmessers korreliert und kleine Tropfen aufgrund der schlechten Signalqualität (geringes Signal-Rausch-Verhältnis) im dichten Spray somit teilweise nicht mehr detektiert werden können. Dies führt zu einer Verschiebung der mittleren Durchmesser zu größeren Werten (vgl. Kapitel A.2.1).

Eine Möglichkeit zur Überprüfung der PDA-Ergebnisse besteht in der Kombination mit dem Hochgeschwindigkeits-Schattenverfahren. Mit diesem kann qualitativ die Spraydichte entlang der optischen Achse (line-of-sight) ermittelt werden [86]. Im **Bild 4.13** sind die normierten Graustufen aus dem Schattenverfahren für drei verschiedene Messpunkte bei einer 3-fach-Einspritzung dargestellt (vgl. Bild 4.12). Ein Graustufenwert von eins bedeutet, dass sich kein Spray entlang der optischen Achse befindet, ein geringer Wert korrespondiert dagegen mit einem dichten Spray. Weiterhin sind die vom PDA-System detektierte Tropfenanzahl pro Zeitklasse N_{PDA} sowie der Durchmesser d_{32} gezeigt. Der Messpunkt C (linke Spalte) liegt im Sprayrandbereich, so dass die Graustufen nur bis zu einem Wert von ca. 0,5 abfallen. An der Tropfenanzahl N_{PDA} sind die drei Maxima aufgrund der erhöhten Spraydichte durch die drei Teileinspritzungen deutlich sichtbar, beim Durchmesser d_{32} ist kein Einfluss durch die Teileinspritzungen zu erkennen. Die als bearbeitet gekennzeichneten Durchmesser sind leicht geglättet (gleitender Mittelwert 3. Ordnung), was insbesondere zu späteren Zeitpunkten im dort vorliegenden dünnen Spray sinnvoll ist. Im Gegensatz zu Messpunkt C liegt der Messpunkt B (rechte Spalte) weiter innerhalb des Sprays, wodurch deutlich höhere Spraydichten vorliegen und der Messpunkt für PDA eine schlechtere optische Zugänglichkeit aufweist. Das dichte Spray ist insbesondere im Bereich der drei Teileinspritzungen an den geringen Graustufen erkennbar (Werte $< 0,1$). Anhand der Partikelanzahl N_{PDA} kann nun gezeigt werden, dass zu den Zeitpunkten des dichten Sprays die vom PDA-System validierte Partikelanzahl stark abnimmt und teilweise praktisch keine Partikel mehr gemessen werden können. Da vorrangig die kleinen Partikel nicht mehr detektiert werden können, steigt zu diesen Zeitpunkten der Durchmesser d_{32} stark an, siehe graue Markierung. Es ist deutlich, dass zu diesen Zeitpunkten eine belastbare Messung der Durchmesser nicht möglich ist, die Werte werden daher in den entsprechenden Zeitintervallen anhand benachbarter Intervalle interpoliert (siehe bearbeitete Daten). Der Messpunkt A (mittlere Spalte) liegt, die Spraydichte betreffend, zwischen den beiden beschriebenen Messpunkten mit entsprechend mittlerer Auswirkung des dichten Sprays auf die ermittelten Durchmesser. Hier ist die Messbarkeit im Wesentlichen nur bei der Ankunft der ersten Teileinspritzung beeinträchtigt.

Die Zuverlässigkeit der PDA-Messung hängt somit stark von den jeweiligen Messbedingungen ab. Eine weitergehende Analyse der Fehlereinflüsse bei der PDA-Messtechnik wird in Kapitel A.2.1 durchgeführt.

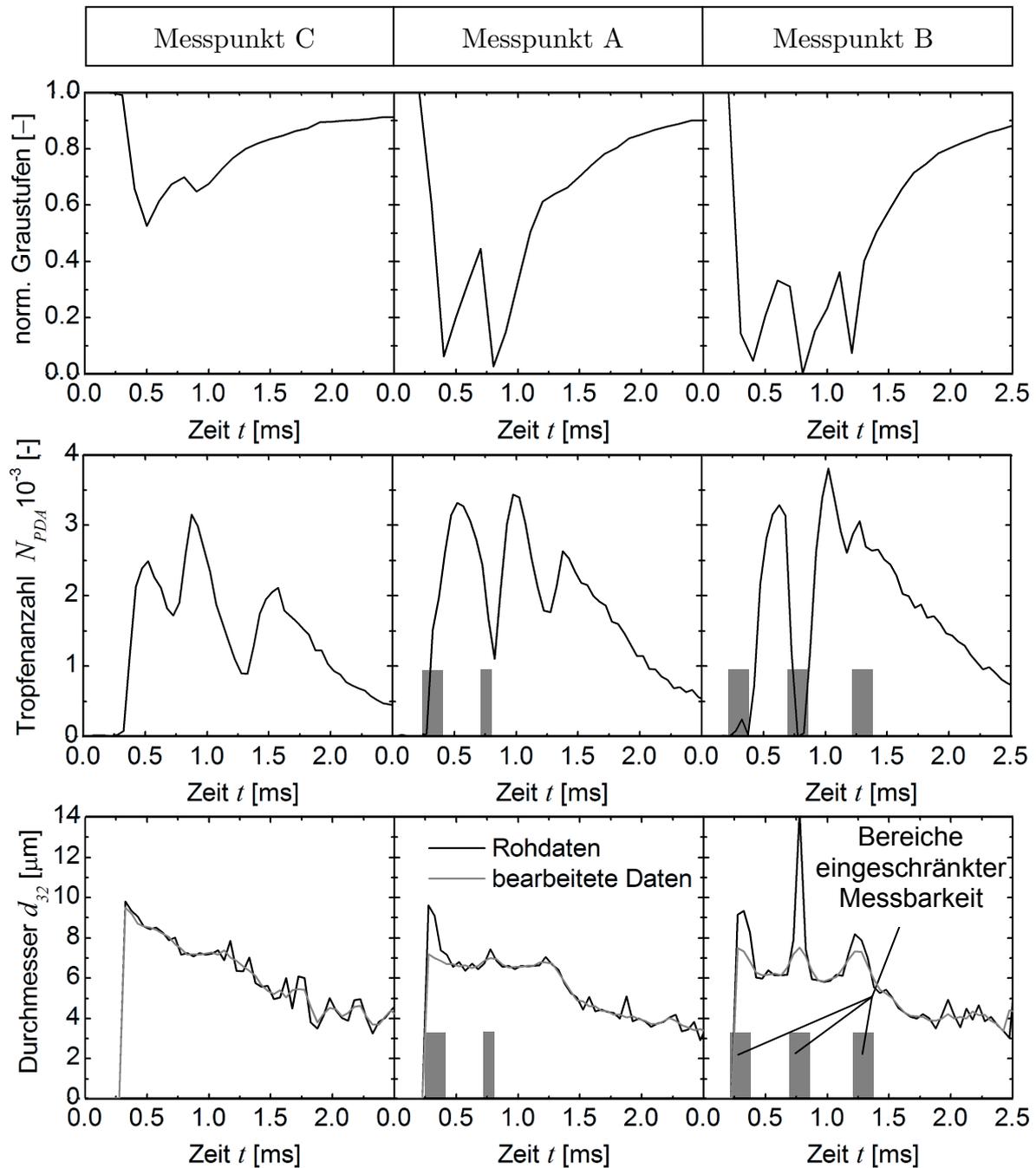


Bild 4.13: PDA-Messbarkeit an unterschiedlichen Messpositionen im Randwirbelgebiet (3-fach-Einspritzung, Referenzbedingungen (vgl. Kapitel 5.1))

4.4 Extinktionsmessung

4.4.1 Grundlagen

4.4.1.1 Das Gesetz von Lambert-Beer

Das Extinktionsmessverfahren erlaubt die Quantifizierung des im Kraftstoffspray vorliegenden Flüssigkeitsanteils. Beim Durchtritt von Licht durch das Spray wird die Intensität des Lichts infolge von Streuung und Absorption abgeschwächt, siehe **Bild 4.14**. Dieser Effekt wird als Extinktion bezeichnet. Das Lambert-Beersche Gesetz gibt den mathematischen Zusammenhang wieder zwischen der Transmission T , dem Extinktionsquerschnitt C_{ext} , dem optischen Pfad L sowie der Tropfenanzahldichte c_N . Unter Vernachlässigung von Mehrfachstreuung gilt [96] [106]:

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-c_N \cdot C_{ext} \cdot L} \quad (4.7)$$

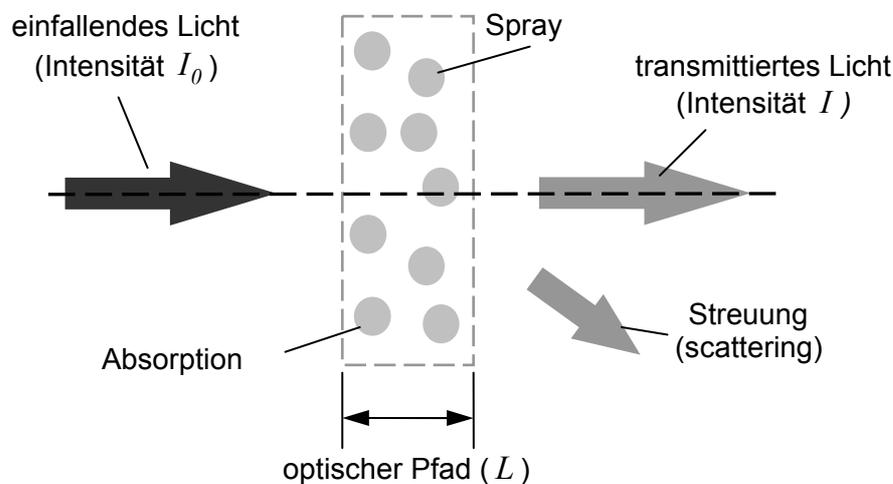


Bild 4.14: Lichtabschwächung beim Durchtritt durch ein Spray

Die Extinktion E ist definiert als:

$$E = -\ln T \quad (4.8)$$

Der Extinktionsquerschnitt C_{ext} setzt sich additiv aus den Anteilen der Streuung (C_{sca}) und Absorption (C_{abs}) zusammen und hängt für homogene, sphärische Partikel nur vom Durchmesser d , der Wellenlänge λ und dem relativen Brechungsindex m ab:

$$C_{ext}(m, d, \lambda) = C_{sca}(m, d, \lambda) + C_{abs}(m, d, \lambda) \quad (4.9)$$

Die Extinktionskoeffizienten Q_{ext} , Q_{sca} und Q_{abs} ergeben sich aus dem Verhältnis des jeweiligen Extinktionsquerschnitts mit dem geometrischen Querschnitt des Partikels:

$$Q_{ext}(m, d, \lambda) = Q_{sca}(m, d, \lambda) + Q_{abs}(m, d, \lambda) \quad (4.10)$$

mit:

$$Q = \frac{C}{\pi / 4 \cdot d^2} \quad (4.11)$$

Die Absorption in Kraftstoffen kann vernachlässigt werden, wenn sich das Licht im sichtbaren Bereich befindet (ca. $\lambda > 400$ nm) [225]. Unter dieser Annahme vereinfacht sich Gleichung (4.10) zu:

$$Q_{ext} = Q_{sca} \quad (4.12)$$

Im polydispersen Spray ist es weiterhin notwendig, den Extinktionsquerschnitt über die im optischen Pfad vorhandenen Partikel zu mitteln [60]. Es folgt für den mittleren Extinktionsquerschnitt \bar{C}_{ext} mit der Tropfenanzahl N und der Durchmesserklasse i :

$$\bar{C}_{ext} = \frac{\sum_i N_i \cdot Q_{ext,i} \cdot \pi / 4 \cdot d_i^2}{\sum_i N_i} \quad (4.13)$$

Unter der Annahme eines konstanten Extinktionskoeffizienten Q_{ext} und der Definition des mittleren Durchmessers d_{20} (vgl. Gleichung (4.5)) vereinfacht sich Gleichung (4.13) zu:

$$\bar{C}_{ext} = \frac{\pi}{4} \cdot d_{20}^2 \cdot Q_{ext} \quad (4.14)$$

Aus der Frequenzabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten Q_{ext} folgt, dass sich bei Verwendung von weißem Licht die spektrale Intensitätsverteilung beim Durchgang durch das Spray ändert, da die einzelnen Frequenzbereiche unterschiedlich stark abgeschwächt werden. Hieraus kann abgeleitet werden, dass der effektive Extinktionskoeffizient zusätzlich von der Partikelkonzentration abhängt [160]. Weiterhin sind bei der Verwendung von Weißlicht die spektrale Verteilung der Lichtquelle sowie die spektrale Empfindlichkeit des Empfängers zu berücksichtigen. Aufgrund dieser Gegebenheiten bei Verwendung von Weißlicht wird im Rahmen dieser Arbeit monochromatisches Licht eingesetzt ($\lambda = 633$ nm, vgl. Kapitel 4.4.2).

4.4.1.2 Bestimmung des Extinktionsquerschnitts

Der Extinktionsquerschnitt lässt sich aus dem Extinktionskoeffizient nach der Mie-Theorie berechnen, welche die Wechselwirkung einer ebenen Lichtwelle mit einem sphärischen Partikel beschreibt. Im Folgenden werden die mit dem Computerprogramm *MiePlot* [110] berechneten Werte verwendet. Hierzu ist die Einführung des dimensionslosen Mie-Parameters x zweckmäßig:

$$x = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \quad (4.15)$$

Die Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten Q_{ext} vom Mie-Parameter x und vom relativen Brechungsindex m zeigt **Bild 4.15** in halblogarithmischer Darstellung. Deutlich erkennbar sind die Oszillationen bei kleinen Mie-Parametern bzw. bei kleinen Durchmessern, die aus Interferenzeffekten der verschiedenen Streumoden resultieren. Die Abhängigkeit vom relativen Brechungsindex zeigt sich in einer Phasenverschiebung.

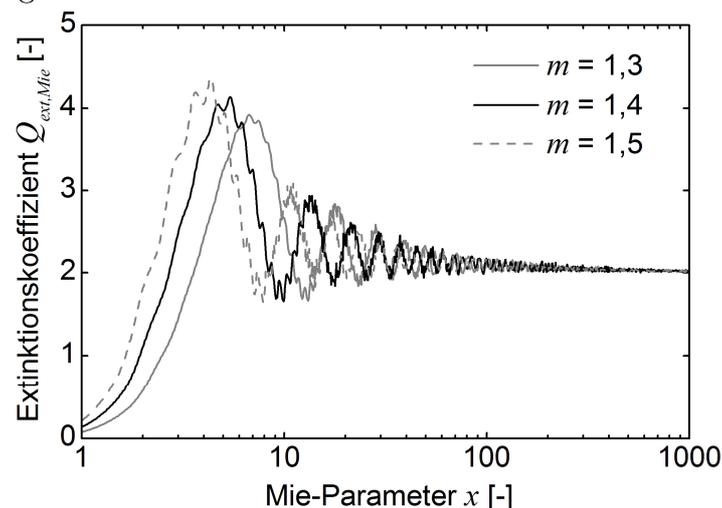


Bild 4.15: Extinktionskoeffizient $Q_{ext,Mie}$ in Abhängigkeit des Mie-Parameters x und des relativen Brechungsindex m

Für große Partikel strebt der Extinktionskoeffizient unabhängig vom relativen Brechungsindex gegen den Grenzwert $Q_{ext}^* = 2$. Dies bedeutet, dass das Partikel doppelt so viel Licht streut, als es entsprechend seines geometrischen Querschnitts nahe liegend wäre. Dieser Effekt wird als Extinktions-Paradoxon bezeichnet und ist damit erklärbar, dass Licht sowohl durch Beugung als auch durch Brechung und Reflexion von seiner ursprünglichen Ausbreitungsrichtung abgelenkt wird (Babinet-Prinzip, [38]). Es ist hinzuzufügen, dass dabei auch das unter kleinsten Winkeln φ abgelenkte Licht als gestreut gilt, was im Wesentlichen aus der Vorwärtskeule der Beugung resultiert (vgl. Bild 4.7). Ein experimenteller Aufbau zur Messung der Extinktion muss daher so gestaltet sein, dass nur das transmittierte Licht detektiert wird und das gestreute Licht, auch das unter kleinen Streuwinkeln φ , ausgeblendet wird. Werden Anteile von gestreutem Licht detektiert, so unterscheidet sich der nach

der Mie-Theorie berechnete Extinktionskoeffizient $Q_{ext,Mie}$ von dem effektiv wirksamen Extinktionskoeffizient $Q_{ext,eff}$. Ist die Empfängerapertur so groß, dass das unter kleinen Streuwinkeln gebeugte Licht der Vorwärtskeule detektiert wird, so beträgt der effektive Extinktionskoeffizient $Q_{ext,eff} \approx 1$, bei weiterer Vergrößerung der Apertur wird $Q_{ext,eff} < 1$. Die Begrenzung der Detektion des gestreuten Lichts wird durch eine vor dem Detektor platzierte Blende realisiert (vgl. Bild A.10).

Für die Anwendbarkeit der Näherung $Q_{ext}^* = 2$ wird im Allgemeinen vorausgesetzt, dass der minimal im Spray auftretende Durchmesser ca. 5 μm beträgt [16] [238]. Für die verwendete A-Düse kann diese Annahme nicht getroffen werden, da Tropfendurchmesser bis 1 μm auftreten und deren Extinktionskoeffizienten deutlich von der Näherung $Q_{ext}^* = 2$ abweichen. Die Berechnung des Extinktionsquerschnitts kann nach Gleichung (4.13) erfolgen, nachteilig ist dabei jedoch die Abhängigkeit von der Durchmesser- und vom Brechungsindex. Es wird daher eine neue Methode vorgestellt, die die Berechnung des Extinktionsquerschnitts in polydispersen Kraftstoffsprays erlaubt, die als Eingangsgröße neben der Wellenlänge des verwendeten Lichts λ nur den mittleren Durchmesser d_{20} benötigt. Da das polydisperse Spray einen Durchmesserbereich aufweist, der deutlich über dem der Oszillationen liegt (vgl. Bild 4.15), hat das polydisperse Spray einen glättenden Effekt. Es ist somit zweckmäßig, die Extinktionskoeffizienten $Q_{ext,Mie}$ mittels eines Algorithmus zu glätten. Es wird ein gewichteter, gleitender Mittelwert N -ter Ordnung entsprechend Gleichung (4.16) verwendet. Der zu glättende Wert Q_i hat dabei stets die höchste Gewichtung $((N+1)/2)$, zu den Randbereichen fällt der Gewichtungsfaktor linear bis zum Wert 1 ab.

$$\bar{Q}_i = \frac{1 \cdot Q_{i-\frac{N-1}{2}} + 2 \cdot Q_{i-\frac{N-3}{2}} + \dots + \frac{N+1}{2} \cdot Q_i + \dots + 2 \cdot Q_{i+\frac{N-3}{2}} + 1 \cdot Q_{i+\frac{N-1}{2}}}{1 + 2 + \dots + \frac{N+1}{2} + \dots + 2 + 1} \quad (4.16)$$

Die hiermit geglätteten Extinktionskoeffizienten aus Bild 4.15 sind im **Bild 4.16** für Mie-Parameter von $x = 7 - 250$ dargestellt. Es wird eine Glättung der Ordnung $N = 601$ bei einem Abstand der Datenpunkte von $\Delta x = 0,005$ verwendet. Es wird deutlich, dass die gemittelten Kurven nahezu denselben Verlauf aufweisen und somit keine Abhängigkeit mehr vom relativen Brechungsindex erkennbar ist.

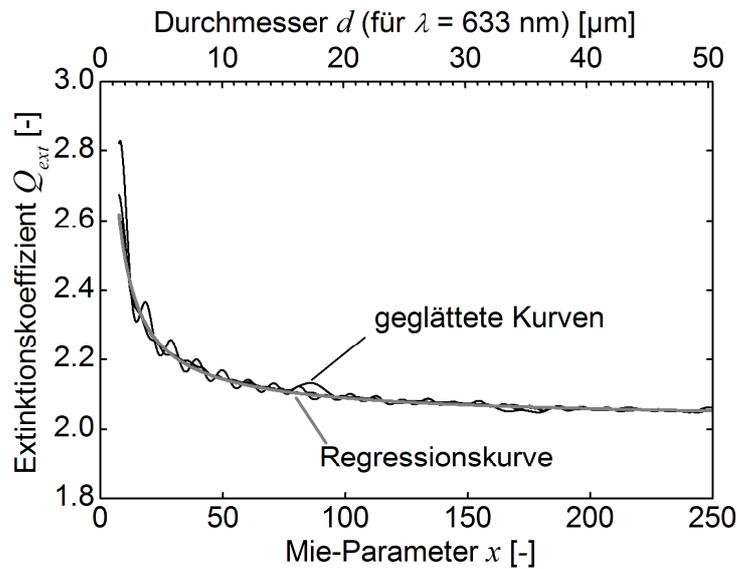


Bild 4.16: Geglättete Kurven aus Bild 4.15 sowie Regressionskurve

Es lässt sich eine einfache Regressionsfunktion finden, die den mittleren Verlauf der geglätteten Extinktionskoeffizienten in guter Näherung wiedergibt, siehe Gleichung (4.17) und Bild 4.16. Aus Gleichung (4.14) ist ersichtlich, dass für die Bestimmung des Extinktionsquerschnitts der auf die Fläche bezogene mittlere Durchmesser d_{20} maßgeblich ist. Demzufolge wird ebenso der Mie-Parameter x in Gleichung (4.17) mit dem Durchmesser d_{20} gebildet.

$$\begin{aligned}\bar{Q}_{ext,Reg} &= 2,02 + 3,256 \cdot x^{-0,8362} \\ &= 2,02 + 3,256 \cdot \left(\frac{\pi \cdot d_{20}}{\lambda} \right)^{-0,8362}\end{aligned}\quad (4.17)$$

mit : $7 \leq x \leq 250$

Der Extinktionsquerschnitt kann damit entsprechend Gleichung (4.14) angegeben werden zu:

$$\bar{C}_{ext,Reg} = \frac{\pi}{4} \cdot d_{20}^2 \cdot \bar{Q}_{ext,Reg}\quad (4.18)$$

und ist somit auch beim Vorliegen von Tropfendurchmessern kleiner $5 \mu\text{m}$ anwendbar. Mit Gleichungen (4.17) und (4.18) kann der Extinktionsquerschnitt für die in Kraftstoffsprays auftretenden Durchmesser- und Brechungsindizes allein unter Kenntnis der Wellenlänge λ und des Durchmessers d_{20} bestimmt werden. Eine Fehlerabschätzung des hier neu vorgestellten Ansatzes wird in Kapitel A.2.2 durchgeführt.

4.4.1.3 Berechnung der Sprayparameter

Die Sprayparameter des polydispersen Sprays können nun auf Basis des Lambert-Beerschen Gesetzes und des Extinktionsquerschnitts $\bar{C}_{ext,Reg}$ berechnet werden. Aus Gleichung (4.7) und Gleichung (4.18) ergibt sich die Tropfenanzahldichte $c_{N,Kr,Fl}$ zu:

$$c_{N,Kr,Fl} = \frac{-4 \cdot \ln(T)}{\pi \cdot d_{20}^2 \cdot \bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L} \quad (4.19)$$

Mit der Volumenkonzentration des Kraftstoffs $c_{V,Kr,Fl}$

$$c_{V,Kr,Fl} = c_{N,Kr,Fl} \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_{30}^3 \quad (4.20)$$

folgt mit Gleichungen (4.19) und (4.6):

$$c_{V,Kr,Fl} = -\frac{2}{3} \cdot \frac{\ln(T) \cdot d_{32}}{\bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L} \quad (4.21)$$

Die Massenkonzentration $c_{M,Kr,Fl}$ kann entsprechend mit

$$c_{M,Kr,Fl} = c_{V,Kr,Fl} \cdot \rho_{Kr,Fl} \quad (4.22)$$

zu

$$c_{M,Kr,Fl} = -\frac{2}{3} \cdot \frac{\ln(T) \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl}}{\bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L} \quad (4.23)$$

bestimmt werden. Mit dem gewählten Verfahren kann die Massenkonzentration also mit Hilfe des Sauterdurchmessers berechnet werden, der lediglich linear eingeht. Die Bestimmung des Flüssigkeitsanteils beispielsweise mit PDA basiert auf der Tropfenanzahl und dem Durchmesser d_{30} , der jedoch zur Bestimmung des Tropfenvolumens in der 3. Potenz eingeht [17] und damit deutlich sensitiver auf Messfehler in der Durchmesserbestimmung reagiert im Vergleich zum hier angewendete Verfahren.

Das mit der flüssigen Kraftstoffphase gebildete Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ kann nun gebildet werden zu:

$$\lambda_{Kr,Fl} = \frac{\rho_L}{c_{M,Kr,Fl} \cdot L_{st}} = -\frac{3 \cdot \rho_L \cdot \bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L}{2 \cdot \ln(T) \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot L_{st}} \quad (4.24)$$

Da die dampfförmigen Kraftstoffanteile hier nicht erfasst werden, weist das mit flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff gebildete Luftverhältnis λ stets kleinere Werte auf. Für den stöchiometrischen Luftbedarf des Super-Kraftstoffs wird der Wert $L_{st} = 14,26 \text{ kg}_L/\text{kg}_{Kr}$ verwendet [133], die Kraftstoffdichte wird aufgrund der unbekanntem Kraftstofftemperatur und -zusammensetzung während des Einspritzprozesses mit $\rho_{Kr,Fl} = 700 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Der Berechnung des Luftverhältnisses liegt die Annahme zugrunde, dass die Kraftstoffmoleküle die

Luftmoleküle nicht verdrängen (Volumen der Kraftstoffmoleküle ist wesentlich kleiner als das Volumen der Luftmoleküle).

4.4.2 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Den Versuchsaufbau der Extinktionsmessung zeigt **Bild 4.17**. Aus Gründen besserer Übersichtlichkeit wird auf die Darstellung der Druckkammer verzichtet. Als Lichtquelle dient ein Helium-Neon-Laser (Leistung kleiner 1 mW, $\lambda = 633 \text{ nm}$). Um die Messung lokal im Zündgebiet durchführen zu können, wird eine spezielle Messsonde eingesetzt. Diese besteht aus zwei koaxial ausgerichteten Röhren, deren

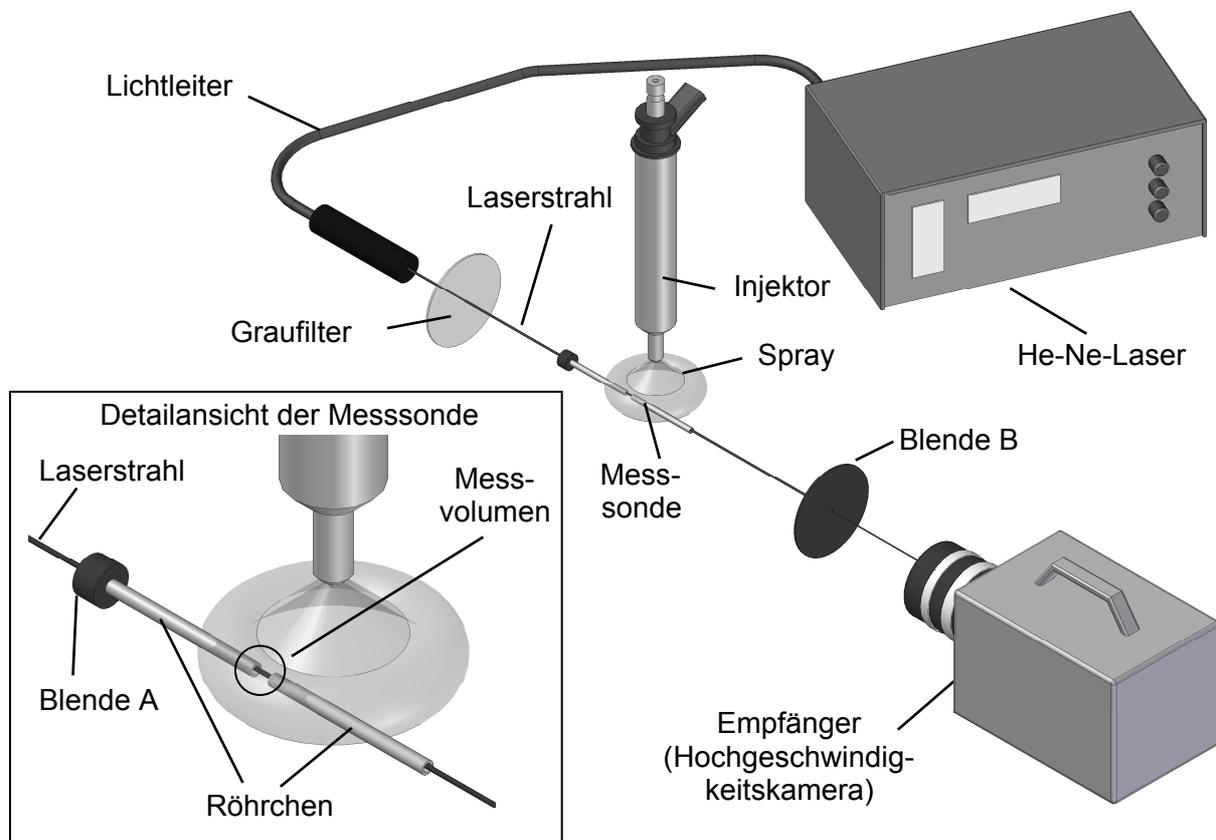


Bild 4.17: Versuchsanordnung der Extinktionsmessung

Abstand das Messvolumen definiert (Bild 4.17). Der Außendurchmesser der Röhren beträgt 2 mm, die Länge des Messvolumens (Abstand der Röhren, optischer Pfad L) beträgt 3,6 mm. Eine Blende am Strahleingang der Messsonde reduziert den Strahldurchmesser auf 0,8 mm (Blende A). Die Sondenhalterung (nicht dargestellt) erlaubt eine variable Positionierung der Messsonde im Randwirbelgebiet des Sprays. Zur genauen Ausrichtung der Messsonde wird der Laserstrahl als Justierhilfe verwendet, der mittels einer 3D-Traversierung präzise positioniert werden kann. An den Fenstern der beheizten Druckkammer kommt es infolge der Temperaturdifferenz

zu Dichteänderungen der Luft, was sich als Flimmern äußert und die Intensität des transmittierten Laserstrahls beeinflusst. Um diesen Effekt zu reduzieren, wird der Laserstrahl außerhalb der Kammer im Bereich der Fenster in einem Schutzrohr geführt (im Bild 4.17 nicht dargestellt). Die vor dem Empfänger eingebrachte Blende (Öffnungsdurchmesser 3,6 mm, Blende B) hat den Zweck, das unter kleinen Winkeln gestreute Licht auszublenden (vgl. Kapitel A.2.2.1). Als Empfänger wird die Hochgeschwindigkeitskamera verwendet. Mittels eines Graufilters wird die Intensität des Laserstrahls an den Dynamikbereich des CMOS-Chips angepasst. Die verwendete Messrate des Kamerasystems beträgt 50 kHz bei einer Belichtungszeit von 2 μ s. Hieraus folgt die zeitliche Auflösung einer Extinktionsmessung von 20 μ s. Wenn nicht anders angegeben werden pro Messpunkt 50 Einspritzzyklen durchgeführt.

4.4.3 Auswertemethodik

Die Berechnung der Spraycharakteristika erfolgt nach der in Kapitel 4.4.1.3 beschriebenen Vorgehensweise. Für jeden Einspritzzyklus wird die Transmission $T = I/I_0$ bestimmt, die Referenzintensität I_0 wird für jeden Zyklus innerhalb der ersten 200 μ s nach Ansteuerbeginn ermittelt. Entsprechend der zeitlichen Auflösung von 20 μ s wird die Referenzintensität I_0 somit aus dem Mittelwert von 10 Messwerten berechnet. Während dieser ersten 200 μ s nach Injektoransteuerung befindet sich noch kein Spray in der Messstrecke, so dass sehr zuverlässig für jeden Einspritzzyklus die Referenzintensität I_0 bestimmt werden kann. Die zur Berechnung der Spraycharakteristika benötigte Durchmesserinformation steht aus den PDA-Messungen zeitaufgelöst zur Verfügung. Die Berechnung wird ebenso wie die PDA-Auswertung mit dem Programm Matlab durchgeführt. Die für die Berechnung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ benötigte Luftdichte ρ_L unterscheidet sich geringfügig von der in Tabelle 4.1 angegebenen Luftdichte zum Zeitpunkt des Einspritzendes. Für das Luftverhältnis ist die Luftdichte zum Zündzeitpunkt $\rho_{L,ZZP}$ maßgeblich, die im Rahmen dieser Arbeit bei einem Zündabstand von $\alpha_{ESE} - \alpha_{ZZP} = 3^\circ\text{KW}$ entsprechend der Brennraumbedingungen (vgl. Bild 4.2) ermittelt wird, siehe Kapitel 5.1. Eine Fehleranalyse des Extinktionsmessverfahrens wird in Kapitel A.2.2 durchgeführt.

5

Ergebnisse der Spraycharakterisierung

5.1 Versuchsprogramm

Das Versuchsprogramm umfasst atmosphärische Messungen zur Untersuchung des Lamellenaustritts und -zerfalls (Kapitel 5.2) sowie die den Schwerpunkt der Arbeit bildenden Sprayuntersuchungen in der Druckkammer. Mit den in Kapitel 4 beschriebenen Messtechniken werden an der Kammer zunächst unter Referenzbedingungen grundlegende Untersuchungen zur Spraycharakterisierung durchgeführt (Kapitel 5.3). Darauf folgen weiterführende Untersuchungen unter Variation folgender Einflussparameter:

- Kammerdruck (Kapitel 5.4.1)
- Kammertemperatur (Kapitel 5.4.2)
- Injektoransteuerdauer (Kapitel 5.4.3)
- Einbau der Zündkerze (Kapitel 5.4.4)

Im Mittelpunkt steht dabei stets die Analyse der Sprays im Randwirbelgebiet, das als Zündgebiet beim strahlgeführten Brennverfahren genutzt wird. Die experimentellen Arbeiten werden mit der Korrelation der gewonnenen Ergebnisse mit motorischen Entflammungsuntersuchungen abgeschlossen (Kapitel 5.5).

Druckkammeruntersuchungen unter Referenzbedingungen

Der Referenzzustand basiert auf dem motorischen Betriebspunkt der Drehzahl $n = 2000$ 1/min und dem Mitteldruck $p_{mi} = 3$ bar. Bei Kammermessungen ist es üblich, die Kammerbedingungen den motorischen Brennraumbedingungen zum Zeitpunkt des Einspritzendes (ESE) anzupassen. Bei der 1-fach-Einspritzung ist das Einspritzende gleichbedeutend mit dem Ende der Injektoransteuerung, bei Mehrfach-

einspritzung ist das Einspritzende auf das Ende der Injektoransteuerung der zweiten Teileinspritzung bezogen. Das motorische Einspritzende des Referenzzustandes beträgt unabhängig von der Anzahl der Einspritzungen $\alpha_{ESE} = 25^\circ\text{KW}$ v. ZOT. Hieraus leitet sich bei der Kammertemperatur $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$ ein Kammerdruck von $p_K = 8,1$ bar (abs.) ab sowie eine Luftdichte von $\rho_L = 5,9$ kg/m³ (vgl. Kapitel 4.1). Die für die Berechnung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ nach Gleichung (4.24) benötigte Luftdichte zum Zündzeitpunkt $\rho_{L,ZZP}$ ergibt sich für einen Zündabstand von $\alpha_{ESE} - \alpha_{ZZP} = 3^\circ\text{KW}$ zu $\rho_{L,ZZP} = 6,5$ kg/m³ (vgl. Kapitel 4.4.3). Für den genannten Betriebspunkt werden mit der 1-fach-, 2-fach- und 3-fach-Einspritzung unterschiedliche Einspritzschemata untersucht. Die jeweiligen Injektoransteuerzeiten, siehe **Bild 5.1** und **Tabelle 5.1**, sind aus motorischen Messungen gewonnen.

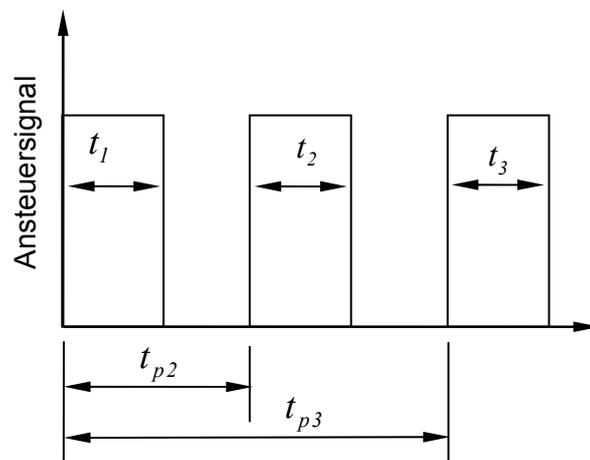


Bild 5.1: Ansteuerschema des Injektors sowie Bezeichnung der Einspritzzeiten

Tabelle 5.1: Injektoransteuerdauern des Referenzzustands (Bezeichnungen aus Bild 5.1, Angaben in μs)

	t_1	t_2	t_3	t_{p2}	t_{p3}
1-fach-Einspritzung	324	-	-	-	-
2-fach-Einspritzung	166	166	-	489	-
3-fach-Einspritzung	159	160	107	443	900

Druckkammeruntersuchungen unter Variation der Einflussparameter

Es werden Messungen bei variiertem Kammerdruck durchgeführt, wodurch sich die Luftdichte und damit das Sprayverhalten ändern. Neben dem Kammerdruck des Referenzzustands werden vier weitere Kammerdrücke untersucht, die den motorischen Einspritzzeitpunkten $\alpha_{ESE} = 35, 30, 20$ und 15°KW v. ZOT entsprechen, siehe **Tabelle 5.2** (vgl. auch Tabelle 4.1). Die Kammertemperatur beträgt jeweils $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$. Die Luftdichte zum Zündzeitpunkt $\rho_{L,ZZP}$ ist in Abhängigkeit

vom Kammerdruck p_K für einen Zündabstand von $\alpha_{ESE} - \alpha_{ZZP} = 3^\circ\text{KW}$ ebenfalls in Tabelle 5.2 angegeben. Der Druckeinfluss wird für die 1-fach- und die 3-fach-Einspritzung untersucht, die Injektoransteuersignale entsprechen unverändert denen aus Tabelle 5.1.

Tabelle 5.2: Kammerdruck p_K und Luftdichte zum Zündzeitpunkt $\rho_{L,ZZP}$ (für den Zündabstand $\alpha_{ESE} - \alpha_{ZZP} = 3^\circ\text{KW}$) in Abhängigkeit des Einspritzendes α_{ESE} (Kammertemperatur $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$)

Kurbelwinkel α_{ESE} ($^\circ\text{KW}$ v. ZOT)	Luftdichte ρ_L (kg/m^3)	Kammerdruck p_K (bar (abs.))	Luftdichte $\rho_{L,ZZP}$ (kg/m^3)
35	4,4	5,9	4,8
30	5,1	6,9	5,6
25	5,9	8,1	6,5
20	6,9	9,4	7,5
15	7,9	10,8	8,5

Als weiterer Parameter wird die Kammertemperatur variiert. Hierbei werden vergleichende Messungen zwischen beheizter Kammer ($\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$) und unbeheizter Kammer ($\mathcal{G}_K = 20^\circ\text{C}$) durchgeführt. Bei den Messungen in der unbeheizten Kammer beträgt die Luftdichte analog wie bei der beheizten Kammer im Referenzzustand $\rho_L = 5,9 \text{ kg}/\text{m}^3$. Dies wird über einen Kammerdruck von $p_K = 5,0 \text{ bar}$ (abs.) erreicht. Weiterhin werden im Rahmen der Druckkammeruntersuchungen Experimente bei variiertem Injektoransteuerdauer t_i durchgeführt, wodurch mit anderen eingespritzten Kraftstoffmengen andere Lastpunkte dargestellt werden. Abschließend werden an der Druckkammer Untersuchungen bei eingebauter Zündkerze durchgeführt, um die Wechselwirkung des Sprays mit den Zündkerzenelektroden zu analysieren.

5.2 Visualisierung des Lamellenaustritts

Das Spray der A-Düse weist eine charakteristische strähnige Struktur auf, wie sie im Bild 2.4 (links) erkennbar ist. Zur Analyse des Lamellenzerfalls wird der Austritt der Flüssigkeitslamelle aus der Düse unter atmosphärischen Bedingungen mikroskopisch untersucht. Hierzu wird das Fernfeldmikroskop „Questar“ entsprechend dem im Bild 4.6 gezeigten Versuchsaufbau verwendet. Die Umgebungstemperatur beträgt $\mathcal{G}_G = 20^\circ\text{C}$ bei einem Umgebungsdruck von $p_G = 1 \text{ bar}$ (abs.). Die Beschaffenheit der Flüssigkeitslamelle in Abhängigkeit des Kraftstoffdrucks p_{Kr} zeigt **Bild 5.2** für den Druckbereich von $p_{Kr} = 2,5 - 200 \text{ bar}$. Die Eindringtiefe der Lamelle ist in dieser

Darstellung ohne Bedeutung, da mit dem Kraftstoffdruck die Lamellenfrontgeschwindigkeit zunimmt, infolgedessen der Aufnahmezeitpunkt in Bezug zur Injektoransteuerung jeweils so angepasst wurde, dass sich die Lamellenfront stets am unteren Abbildungsbereich befindet.

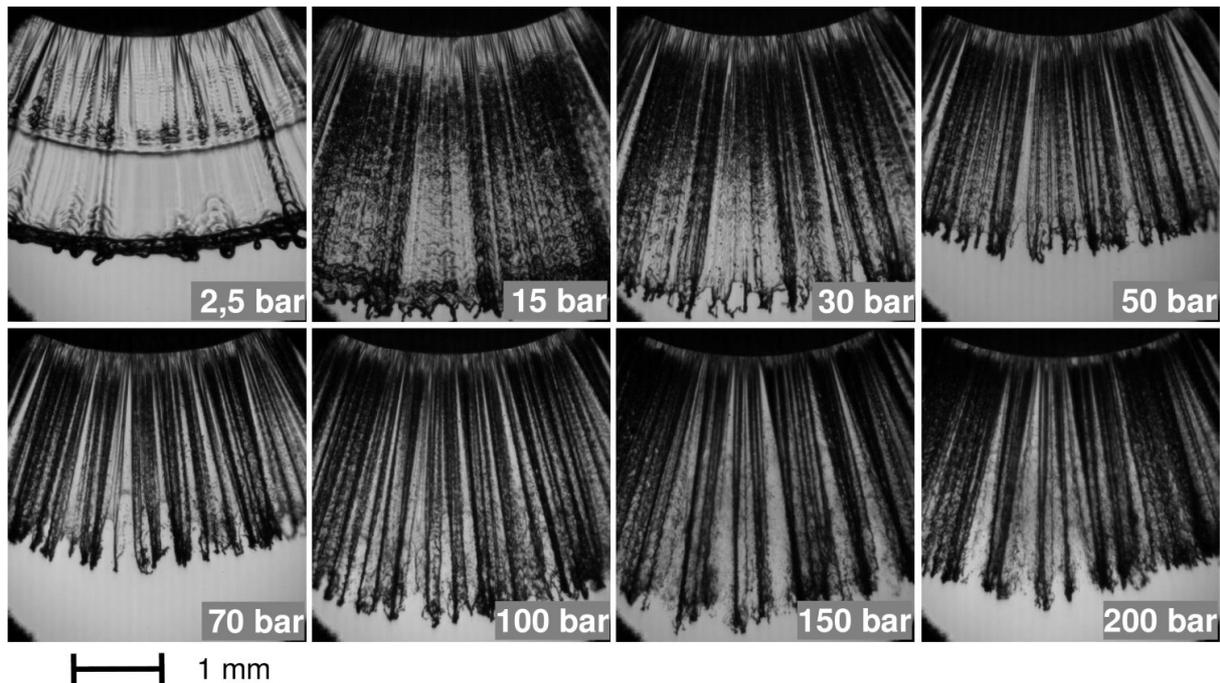


Bild 5.2: Flüssigkeitslamelle bei Variation des Kraftstoffdrucks p_{Kr}

Ab einem Kraftstoffdruck von $p_{Kr} = 15$ bar wird die Rauigkeit der Lamellenoberfläche deutlich. Sie tritt beim Druck von $p_{Kr} = 15$ bar ab einem Abstand in Bezug zum Düsenmund von ca. 0,4 mm auf. Bei weiterer Druckerhöhung ($p_{Kr} = 30 - 50$ bar) nimmt die Rauigkeit der Lamelle zu, der Abstand ab Auftreten der Rauigkeit in Bezug zur Düse verringert sich. Es ist eine zunehmend strähnige Struktur auszumachen, die Lamelle bleibt jedoch als solche geschlossen. Ab dem Druck von $p_{Kr} = 70$ bar beginnt die Lamelle zwischen den Strähnen aufzureißen. Ab einem Kraftstoffdruck von $p_{Kr} = 150$ bar zerfällt die Lamelle in unmittelbarer Düsennähe. Es ist jedoch erkennbar, dass die Flüssigkeit auch bei hohen Kraftstoffdrücken die Düse zunächst als geschlossene Lamelle verlässt bevor sich Lamellenzerfall und Strähnigkeit einstellen, was am hellen Streifen am Düsenmund deutlich wird. Mit zunehmendem Druck wird dieser helle Streifen kleiner, seine Breite beträgt beim Druck von $p_{Kr} = 200$ bar nur noch ca. 0,1 mm. Die Strähnigkeit bildet sich somit erst außerhalb der Düse, womit unter den gegebenen Bedingungen die in [34] und [128] diskutierten Einflüsse der Kavitation innerhalb der Düse sowie in den Düsenmund eingesogenen Luft bei der vorliegenden Düse nicht als Ursachen der Strähnigkeit angesehen werden können.

Den zeitlichen Verlauf des Austritts der Flüssigkeitslamelle zeigt **Bild 5.3** beim Kraftstoffdruck $p_{Kr} = 200$ bar. Das Zeitintervall zwischen zwei Aufnahmen beträgt $5 \mu\text{s}$, die dargestellte Serie setzt sich aus mehreren Einspritzzyklen mit jeweils einer Aufnahme pro Zyklus zusammen. Es zeigt sich, dass der Abstand, ab dem die Lamelle zerfällt (entspricht der Breite des hellen Streifens) zeitlich nahezu konstant ist. Ebenso zeigt sich, dass sowohl die strähnige Struktur als auch der helle Streifen am Düsenmund bereits unmittelbar nach Austritt der Flüssigkeitslamelle entstehen und sie somit keine ausgeprägte zeitliche Dynamik aufweisen.

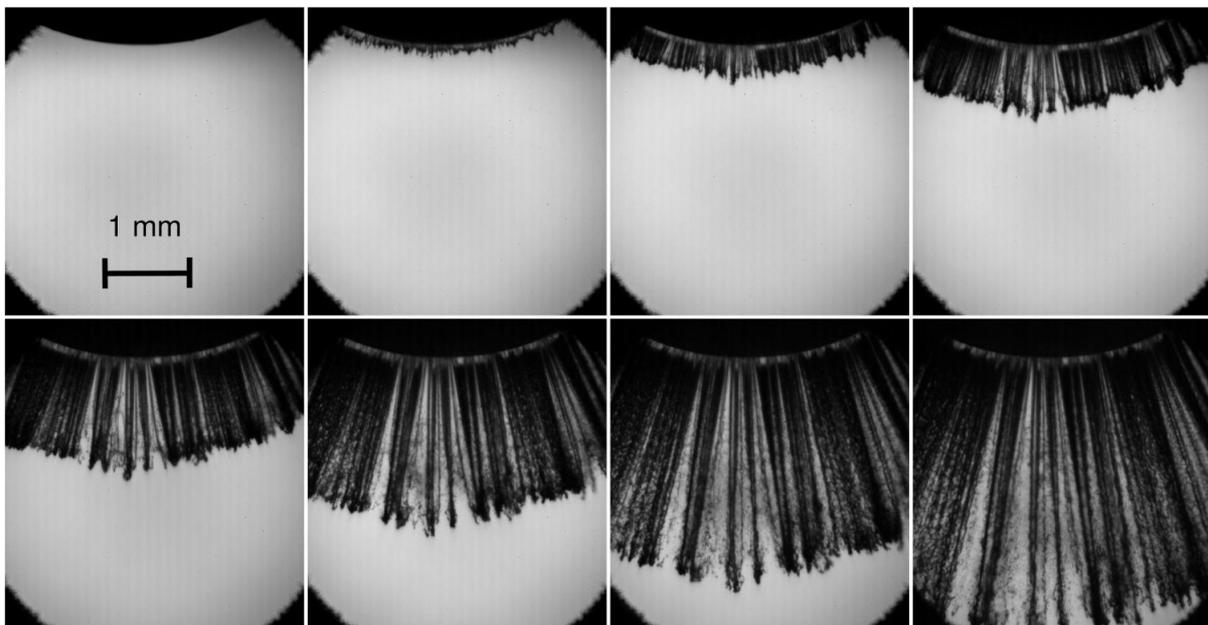


Bild 5.3: Zeitlicher Verlauf des Austritts der Flüssigkeitslamelle ($p_{Kr} = 200$ bar, Zeitschritt: $5 \mu\text{s}$)

Die Flüssigkeitslamelle in weiterer Entfernung vom Düsenaustritt zeigt **Bild 5.4** (Kraftstoffdruck $p_{Kr} = 200$ bar). Für die links dargestellte Aufnahme wurde ein Standardobjektiv verwendet, der Versuchsaufbau entspricht weiterhin Bild 4.6. Die weiße Linie markiert den Düsenaustritt, die dargestellte Skalierung hat ihren Ursprung am Düsenmund und verläuft in derselben Ebene wie die Lamelle. Die Aufnahme zeigt den Übergang des dichten düsennahen Sprays hin zum dünneren Spray bei zunehmender Distanz vom Düsenaustritt. Die mikroskopische Aufnahme rechts zeigt die Struktur der Ligamente beim Abstand vom Düsenmund von ca. 13 - 16 mm, was in etwa der Zündkerzenposition entspricht. Der Abstand der Strahlen bewegt sich bei dieser Düsendistanz typischerweise zwischen 0,25 - 0,5 mm. Es sind größere Ligamente sichtbar, die den Kern der Strahlen bilden. Ebenso sind als Folge des Zerstäubungsprozesses kleinere Tropfen visualisierbar. Die Reproduzierbarkeit der Strähnigkeit zeigt **Bild 5.5** für 10 aufeinanderfolgende Zyklen. Sowohl bezüglich der Struktur als auch bezüglich der Position und Eindringtiefe der einzelnen Strahlen kann eine sehr gute Reproduzierbarkeit nachgewiesen werden.

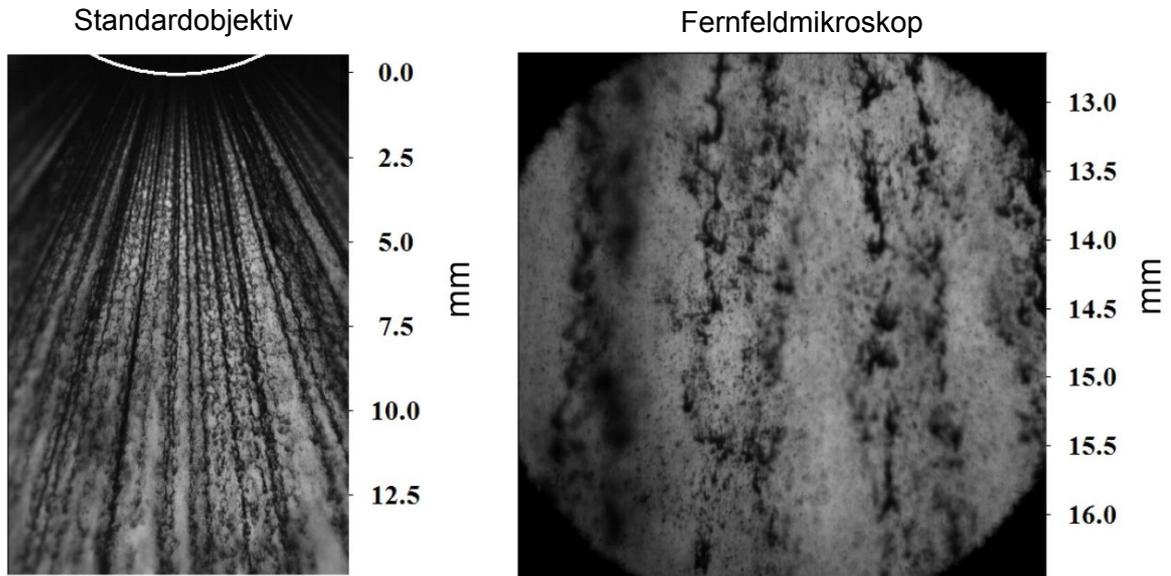


Bild 5.4: Flüssigkeitslamelle bei größerem Abstand zur Düse ($p_{Kr} = 200$ bar): Aufnahme mit Standardobjektiv (links) sowie mit Fernfeldmikroskop (rechts)

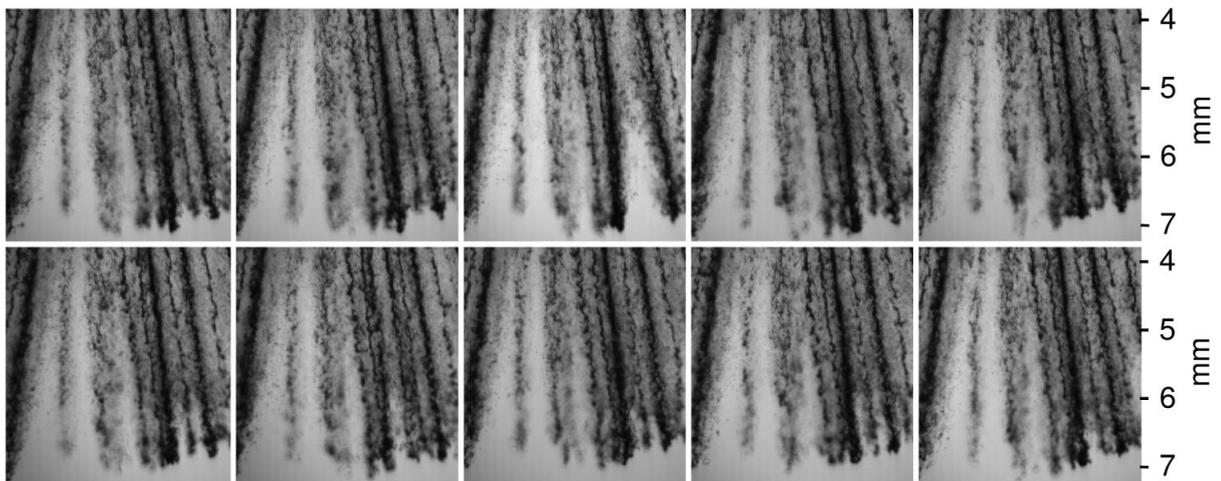


Bild 5.5: Reproduzierbarkeit der Strahlen von 10 aufeinanderfolgenden Einspritzzyklen ($p_{Kr} = 200$ bar)

5.3 Kammermessungen unter Referenzbedingungen

5.3.1 Hochgeschwindigkeitsvisualisierung

5.3.1.1 Schlierenaufnahmen

Das Schlierenverfahren wird angewendet, um sowohl die globale Sprayausbreitung als auch das qualitative Verdunstungsverhalten des Sprays zu visualisieren. Im **Bild 5.6** und **Bild 5.7** sind die Hochgeschwindigkeitsvisualisierungen für die 1-fach- und 3-fach-Einspritzung dargestellt. Die Aufnahmen stammen von jeweils einem Einspritzzyklus, der Bildabstand beträgt $100\ \mu\text{s}$. Die Einspritzschemata und Kammerbedingungen entsprechen dem in Kapitel 5.1 beschriebenen Referenzzustand. Die angegebenen Zeitpunkte beziehen sich auf den Beginn der Injektoransteuerung, mit eingetragen sind typische motorische Zündzeitpunkte. Das Spray bildet einen Hohlkegel aus mit dem unter Schichtladebedingungen typischen torusförmigen Randwirbel. Bei der 1-fach-Einspritzung sind ab ca. $600\ \mu\text{s}$ Dampfanteile im Sprayrandbereich sichtbar, nach ca. $1200\ \mu\text{s}$ ist das Spray weitgehend verdunstet. Bei der 3-fach-Einspritzung wird der Kraftstoff auf drei Teileinspritzungen verteilt appliziert. Zu den Zeitpunkten $t = 500\ \mu\text{s}$ bzw. $t = 1000\ \mu\text{s}$ ist hierbei der beginnende Flüssigkeitsaustritt der zweiten bzw. dritten Teileinspritzung am Düsenmund sichtbar. Weiterhin sind bei der 3-fach-Einspritzung zum Zündzeitpunkt mehr dampfförmige Kraftstoffanteile sichtbar, da der ersten Teileinspritzung entsprechend mehr Gemischbildungszeit zur Verfügung steht. Die Verdunstung ist hier nach ca. $1800\ \mu\text{s}$ abgeschlossen. Bei der 1-fach-Einspritzung entfernt sich die Gemischwolke mehr vom Injektor bzw. dem Zündkerzenbereich im Vergleich zur Mehrfacheinspritzung infolge der verschiedenen Kraftstoffaufteilung. Bei der 1-fach-Einspritzung ist somit eine schnellere Abmagerung des Gemisches am Zündort zu erwarten.

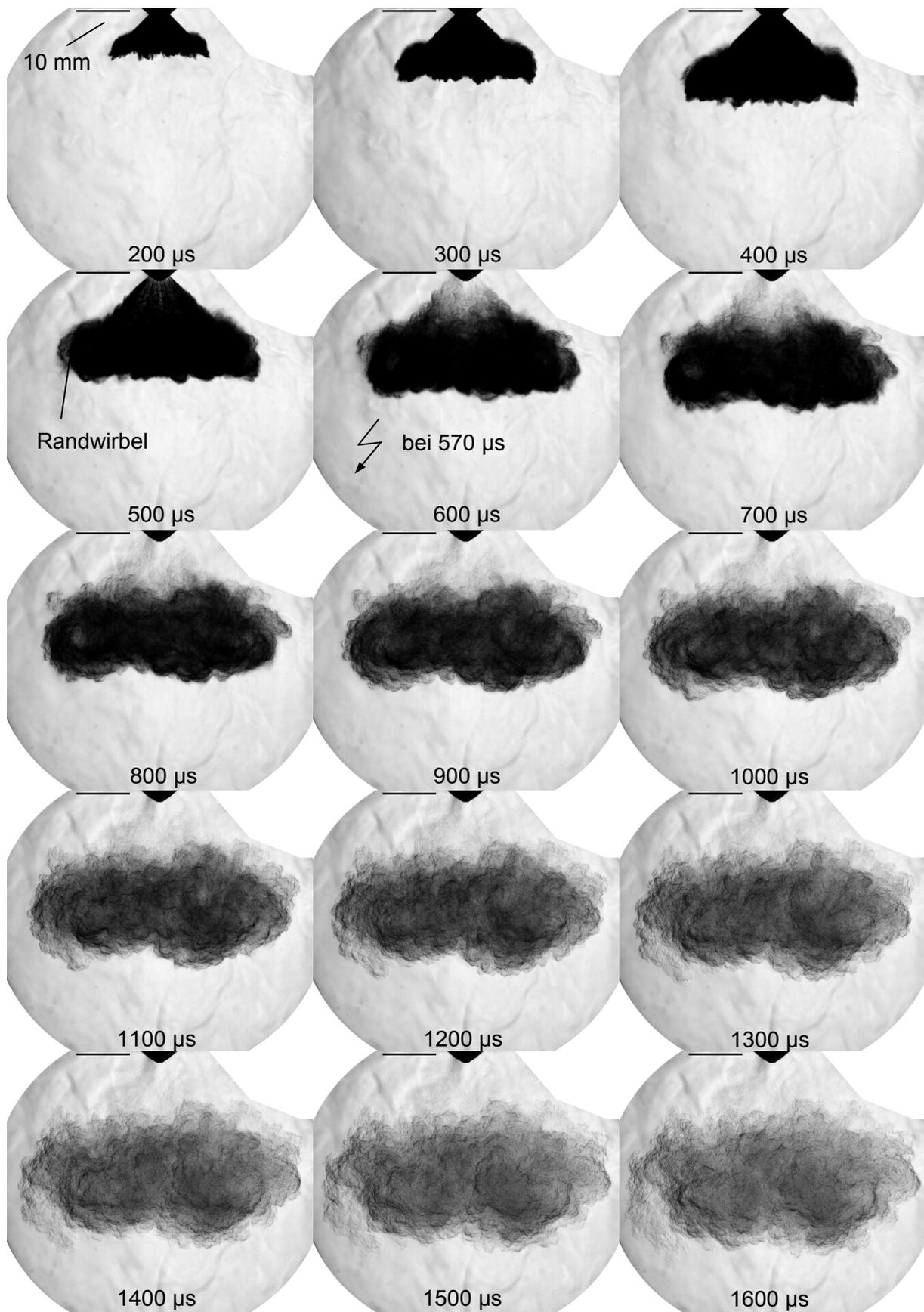


Bild 5.6: Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahme bei 1-fach-Einspritzung

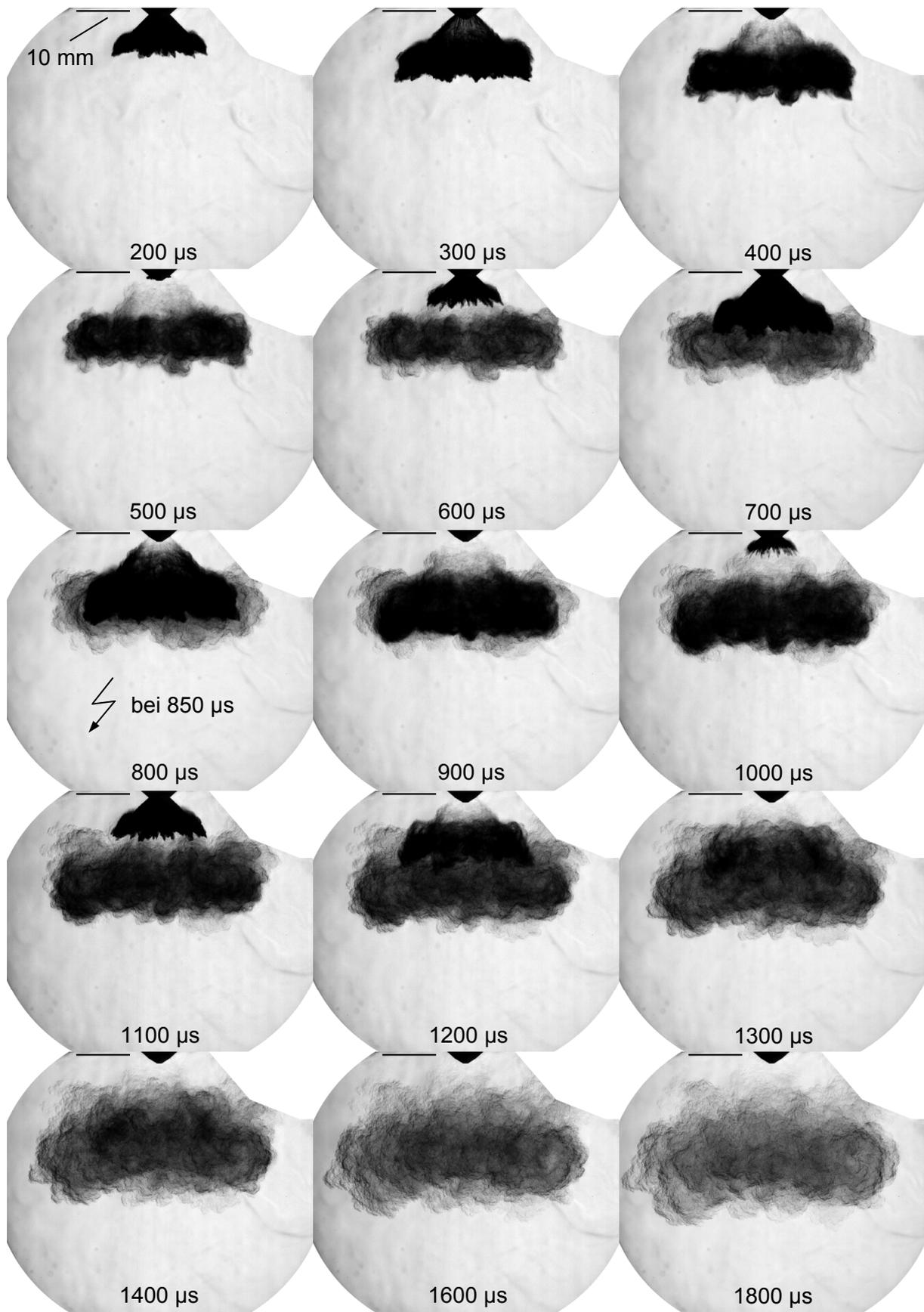


Bild 5.7: Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahme bei 3-fach-Einspritzung

5.3.1.2 Strahleindringtiefe und Strahlbreite

Den zeitlichen Verlauf der Strahleindringtiefe sowie der Strahlbreite zeigt **Bild 5.8**. Die Strahleindringtiefe beschreibt die Distanz der Sprayfront in Bezug zum Düsenmund (axiale Ausbreitung), die Strahlbreite misst den Abstand vom linken zum rechten Sprayrand (laterale Strahlausbreitung). Die minimal mögliche Strahlbreite beträgt entsprechend dem Düsenaustrittsdurchmesser 4 mm (Bild 4.3). Die Auswertung basiert auf Mittelwertbildern von je 40 Aufnahmen mit dem Schattenverfahren. Gegenübergestellt sind die 1-fach-, 2-fach- und die 3-fach-Einspritzung. Bei den Mehrfacheinspritzungen sind die Teileinspritzungen separat dargestellt. Die Kurvenverläufe sind sowohl bei der Strahleindringtiefe als auch bei der Strahlbreite infolge der hohen Sprayfrontgeschwindigkeit zunächst steil und flachen mit der Zeit bedingt durch die Tropfenabbremmung etwas ab. Diese Charakteristik ist bei der Strahlbreite deutlicher ausgeprägt als bei der Strahleindringtiefe. Durch die Mehrfacheinspritzung nimmt sowohl die axiale als auch die laterale Eindringtiefe ab. Bei der 3-fach-Einspritzung erreicht die letzte Teileinspritzung nicht mehr die Eindringtiefe der vorangegangenen Teileinspritzungen.

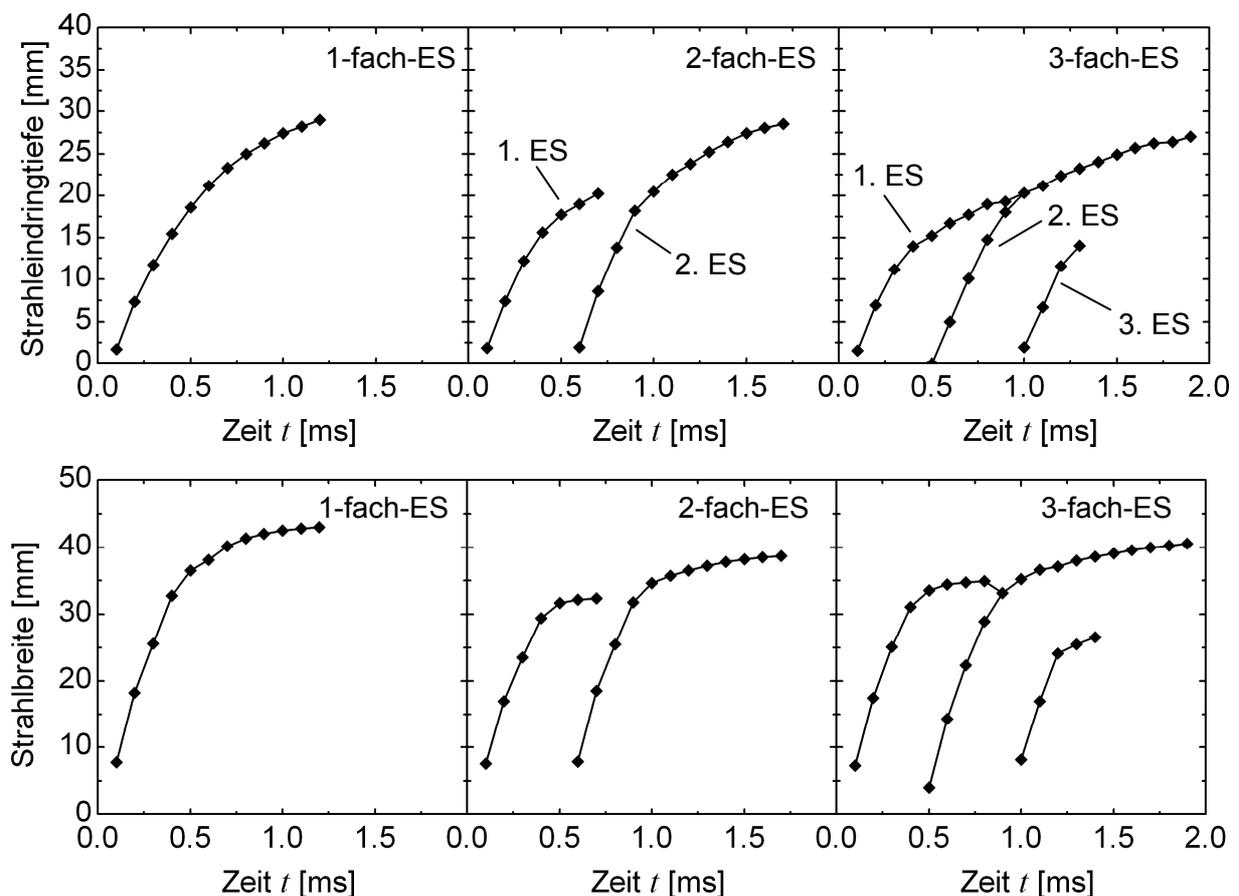


Bild 5.8: Strahleindringtiefe und Strahlbreite

5.3.1.3 Reproduzierbarkeit der Sprayausbreitung

Die Minimierung zyklischer Schwankungen hinsichtlich der Spraycharakteristik ist beim strahlgeführten Brennverfahren für eine sichere Entflammung wesentlich. Im **Bild 5.9** und **Bild 5.10** sind die Sprayausbreitung von je 40 aufeinanderfolgenden Einspritzungen für die 1-fach- und 3-fach-Einspritzung dargestellt. Die gezeigten Konturdarstellungen basieren auf Schattenaufnahmen. Es sind für beide Einspritzschemata eine gute Reproduzierbarkeit der Sprayausbreitung festzustellen, die Schwankungen nehmen erwartungsgemäß mit zunehmendem Abstand vom Einspritzbeginn leicht zu. Ab dem Zeitpunkt $t = 800 \mu\text{s}$ sind bei der 1-fach-Einspritzung die Randwirbel sichtbar, bei der 3-fach-Einspritzung sind diese in der Konturdarstellung nur ansatzweise erkennbar (z.B. $t = 600 \mu\text{s}$). Im Bild 5.9 und Bild 5.10 sind zur Veranschaulichung jeweils der Messbereich eingetragen, in dem die PDA- und Extinktionsuntersuchungen durchgeführt werden. Die Abmessungen des dargestellten Rechtecks betragen $3 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ (vgl. Bild 4.12).

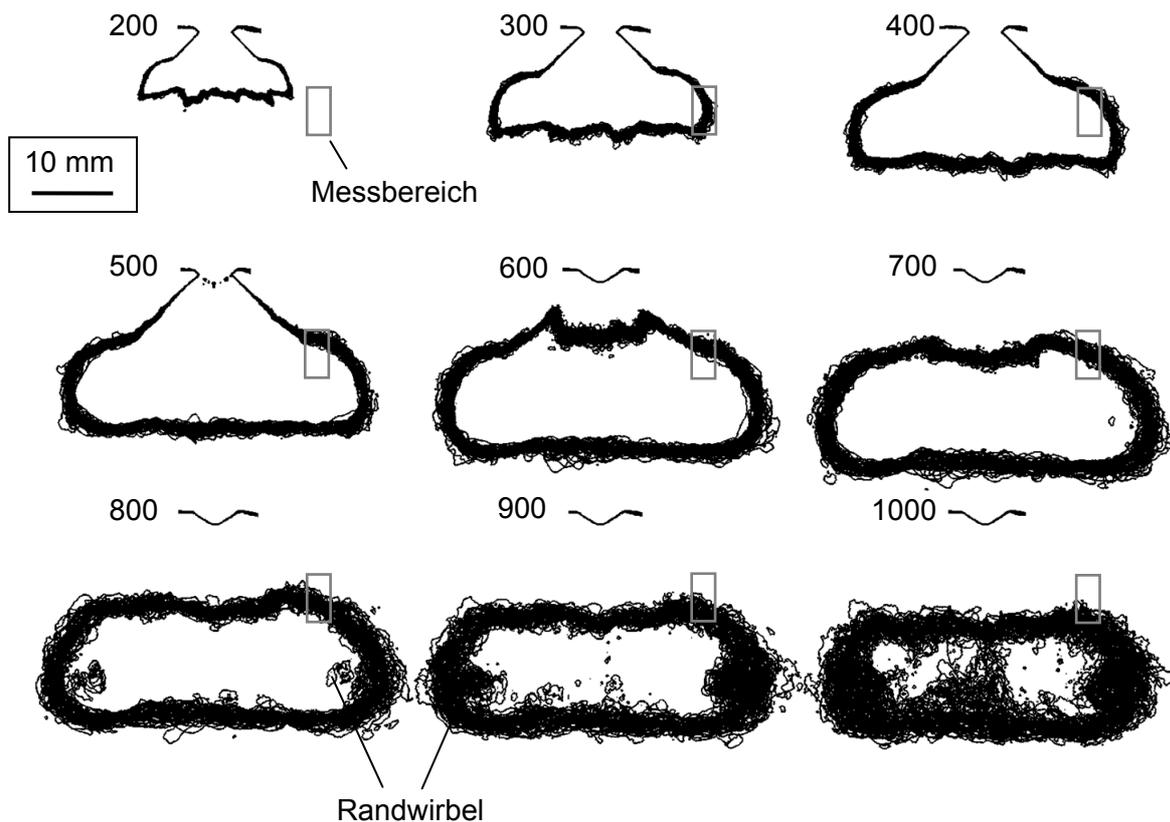


Bild 5.9: Konturdarstellung von 40 aufeinanderfolgenden Einspritzzyklen bei 1-fach-Einspritzung (Bildindex: Zeit nach Ansteuerbeginn in μs)

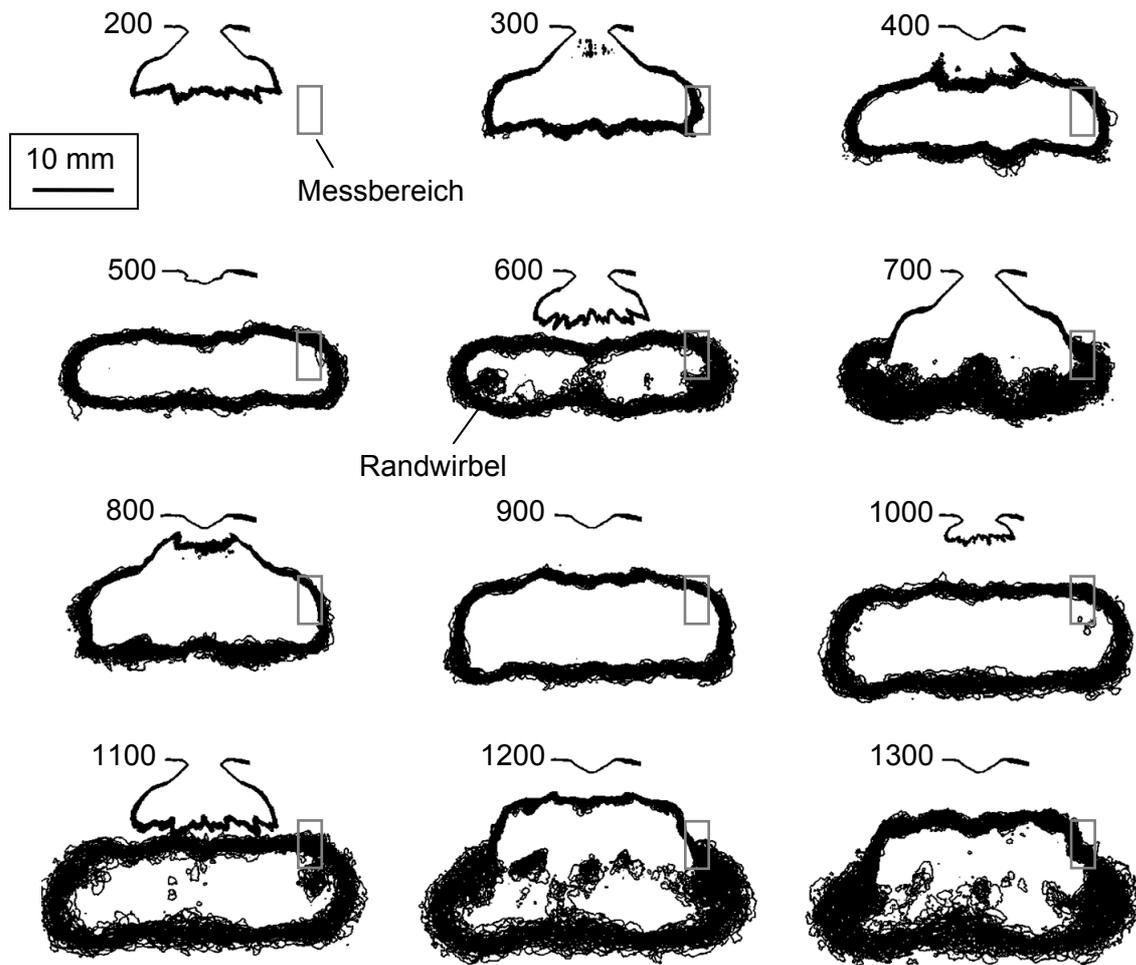


Bild 5.10: Konturdarstellung von 40 aufeinanderfolgenden Einspritzzyklen bei 3-fach-Einspritzung (Bildindex: Zeit nach Ansteuerbeginn in μs)

5.3.2 Phasen-Doppler-Anemometrie

5.3.2.1 Tropfengeschwindigkeit und -durchmesser im Randwirbelgebiet

Bei der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) werden für jedes Partikel die beiden Geschwindigkeitskomponenten sowie der Durchmesser bestimmt. Die aus einer Messung gewonnenen Rohdaten sind im **Bild 5.11** exemplarisch für 1-fach- und 3-fach-Einspritzung dargestellt (Referenzbedingungen, Messpunkt A (vgl. Bild 4.12)). Die linken Diagramme zeigen die radiale Geschwindigkeitskomponente u_y , die mittleren die axiale Geschwindigkeitskomponente u_z sowie die rechten Diagramme den Durchmesser d . Jeder Datenpunkt entspricht einem vom PDA-System

validierten Kraftstofftropfen. Die Messungen umfassen jeweils 700 Einspritzzyklen, bei der 1-fach-Einspritzung werden dabei ca. 60.000 Partikel detektiert, bei 3-fach-Einspritzung ca. 100.000 Partikel. Mit eingezeichnet sind die auf Basis von Zeitklassen berechneten mittleren Geschwindigkeiten sowie mittleren Durchmesser (vgl. Kapitel 4.3.3). Das Spray erreicht nach ca. $t = 0,25$ ms nach Beginn der Injektoransteuerung den Messort. Es werden auch zu Zeitpunkten $t < 0,25$ ms Partikel detektiert, die jedoch vom vorherigen Einspritzzyklus herrühren. Deren Tropfendurchmesser sind sehr klein und auch deren Anzahl ist sehr gering (vgl. detektierte Partikelanzahl N_{PDA} im Bild 4.13), so dass diese Tropfen die Messung nicht beeinträchtigen.

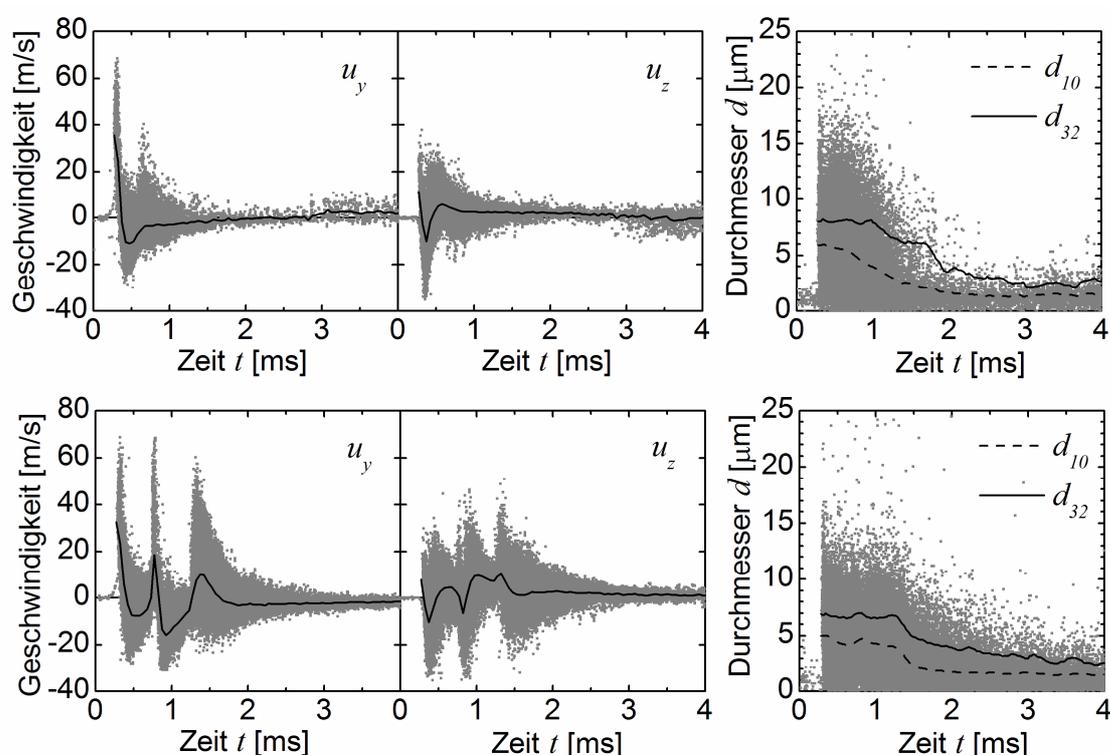


Bild 5.11: Geschwindigkeitskomponenten u_y und u_z sowie Tropfendurchmesser d bei 1-fach-Einspritzung (oben) und 3-fach-Einspritzung (unten)

Aufgrund der komplexen Strömung im Randwirbelgebiet ist es zweckmäßig, aus den PDA-Messorten entsprechend Bild 4.12 die Geschwindigkeitsfelder der gemittelten Zyklen zu bilden. Die gewonnenen Strömungsfelder zeigen **Bild 5.12** für die 1-fach-Einspritzung und **Bild 5.13** entsprechend für die 3-fach-Einspritzung. Die Injektorachse befindet sich jeweils links vom gezeigten Bereich (vgl. Bild 4.12 und Bild 5.9). Die Sprayankunft im untersuchten Messbereich erfolgt nach ca. 200 - 300 μs nach Injektoransteuerung. Infolge der hohen Tropfendichte der Sprayfront sind belastbare Messergebnisse erst ab ca. $t = 400$ μs verfügbar, weshalb die Darstellung nachfolgend ab diesem Zeitpunkt erfolgt. Bei der 1-fach-Einspritzung ist zum Zeitpunkt $t = 400$ μs die Wirbelströmung sichtbar, es treten Geschwindigkeiten bis 40 m/s auf.

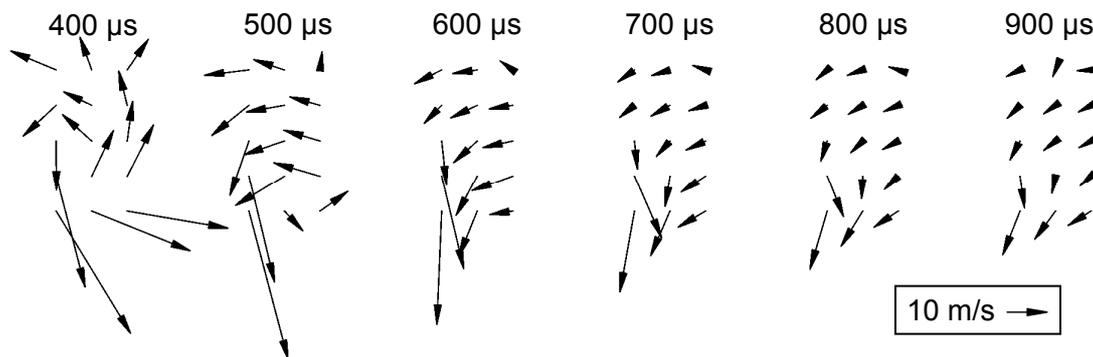


Bild 5.12: Geschwindigkeitsfeld im Randwirbelgebiet bei 1-fach-Einspritzung

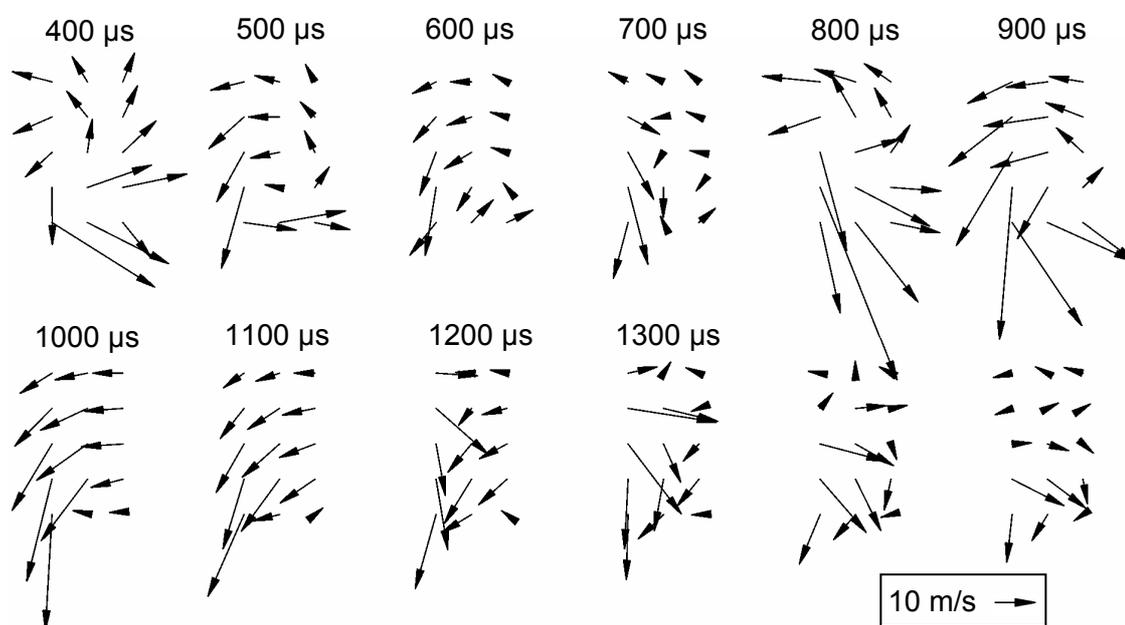


Bild 5.13: Geschwindigkeitsfeld im Randwirbelgebiet bei 3-fach-Einspritzung

Sobald der Wirbel das untersuchte Gebiet verlassen hat, folgt eine schräg nach unten, in Richtung der Injektorachse gerichtete Strömung. Die Geschwindigkeiten fallen mit fortlaufender Zeit auf Werte kleiner 5 m/s ab. Das Strömungsfeld bei der 3-fach-Einspritzung kann als sequenzielle Wiederholung der 1-fach-Einspritzung betrachtet werden. Die Ankunft der Teileinspritzungen im Messbereich führt zu einem starken Anstieg der Geschwindigkeiten. Nach der ersten und zweiten Teileinspritzung ist die Wirbelströmung erkennbar (bei 400 μs und 800 μs). Lediglich die dritte Teileinspritzung führt infolge der kurzen Ansteuerdauer t_3 (vgl. Tabelle 5.1) nur zu einer geringen Geschwindigkeitserhöhung ohne die charakteristische Wirbelströmung ($t = 1200 \mu\text{s}$).

Die mittleren Geschwindigkeiten u_{res} am Messpunkt A sind für die 1-fach-, 2-fach- und die 3-fach-Einspritzung im **Bild 5.14** dargestellt. Mit der Sprayankunft treten hohe Geschwindigkeiten auf, entsprechend Bild 5.11 treten Tropfengeschwindigkeiten größer 60 m/s auf. Die im Bild 5.14 gezeigten mittleren Geschwindigkeiten basieren auf Zeitklassen und erreichen aufgrund der hohen Gradienten nicht diese hohen Werte. Der sich daran anschließende Geschwindigkeitsabfall verdeutlicht die ausgeprägte zeitliche Dynamik des Sprays. Bei der 1-fach-Einspritzung fällt die Geschwindigkeit nach erfolgtem Spraydurchtritt auf Werte von ca. 2,5 m/s ab, bei der 2-fach- und 3-fach-Einspritzung sind durch die nachfolgenden Teileinspritzungen moderate Geschwindigkeitsanstiege auszumachen.

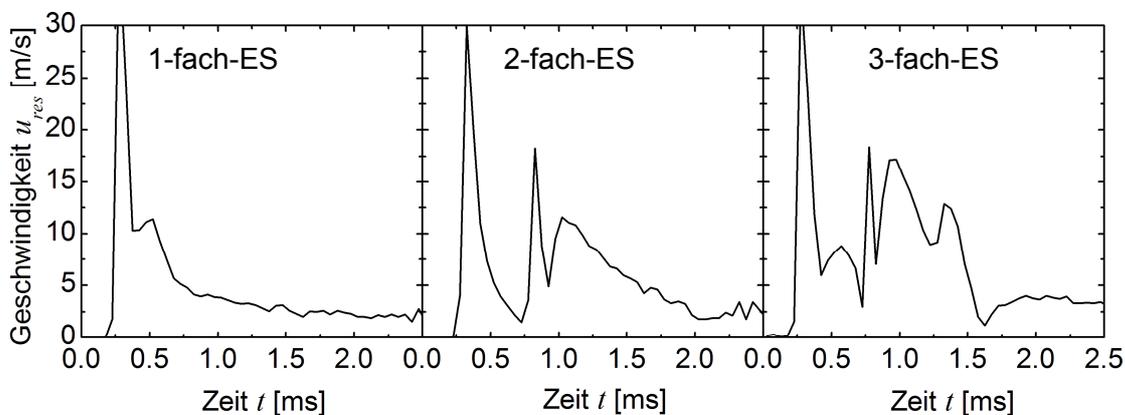


Bild 5.14: Resultierende Geschwindigkeit u_{res} (Messpunkt A)

Die mittleren Durchmesser am Messpunkt A sind für die 1-fach-, 2-fach- und 3-fach-Einspritzung im **Bild 5.15** dargestellt. Wie in Kapitel 4.3.3 erläutert, ist die zuverlässige Bestimmung der mittleren Durchmesser in einigen Zeitintervallen nicht möglich. Diese Bereiche sind durch graue Balken gekennzeichnet und entsprechen der jeweiligen Ankunft einer (Teil-) Einspritzung am Messort. In diesen Zeitintervallen werden die mittleren Durchmesser anhand von benachbarten Zeitintervallen besserer Messbarkeit abgeschätzt. Die größten mittleren Durchmesser werden jeweils bei der Sprayankunft gemessen und betragen unabhängig von der Einspritzart ca. $d_{32} = 7 - 8 \mu\text{m}$. Infolge der Verdunstung werden die Durchmesser bei der 1-fach-Einspritzung unmittelbar nach Sprayankunft kleiner, bei den Mehrfacheinspritzungen verbleiben die Durchmesser infolge der nachfolgenden Teileinspritzungen ungefähr auf dem anfänglichen Niveau und fallen schließlich nach Ende der gesamten Einspritzung ab. Zu späten Zeitpunkten (ca. $t > 2 \text{ ms}$) haben die Durchmesser deutlich kleinere Werte angenommen, sie verdunsten jedoch nicht vollständig. Dies resultiert aus den hochsiedenden Kraftstoffanteilen, die bei der limitierten Kammertemperatur von $\vartheta_K = 200^\circ\text{C}$ nur langsam verdunsten. Der zeitliche Verlauf der normierten Durchmesserverteilung für die im Bild 5.15 dargestellte 1-fach-Einspritzung zeigt **Bild 5.16**. Der Verlauf der Verteilung ist zunächst näherungsweise gaußförmig, zum Zeitpunkt $t = 400 \mu\text{s}$ beträgt der Modalwert $5 \mu\text{m}$. Mit fortlaufender Zeit reduziert

sich die Anzahl der größeren Tropfen deutlich, der Modalwert beträgt bei $t = 1400 \mu\text{s}$ nur noch $2 \mu\text{m}$.

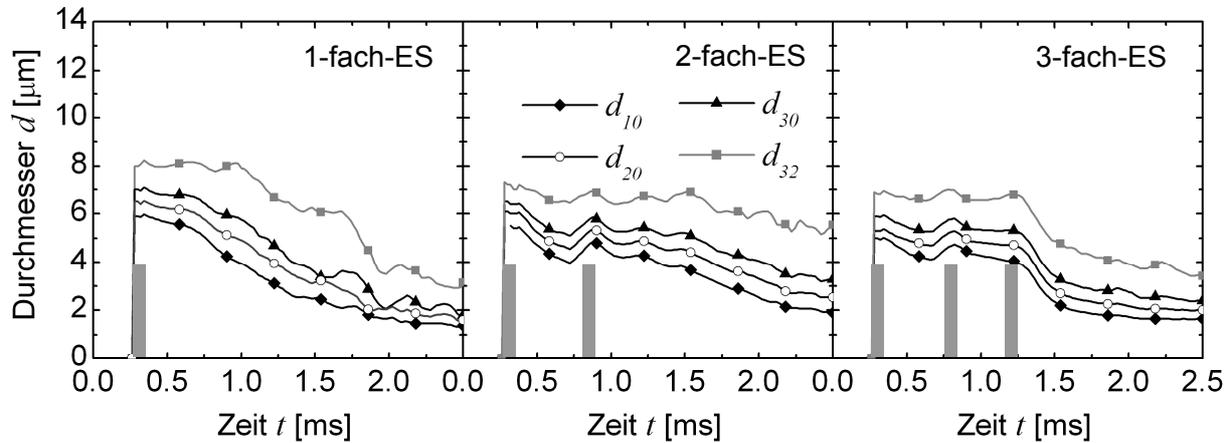


Bild 5.15: Mittlere Durchmesser d_{10} , d_{20} , d_{30} und d_{32} (Messpunkt A)

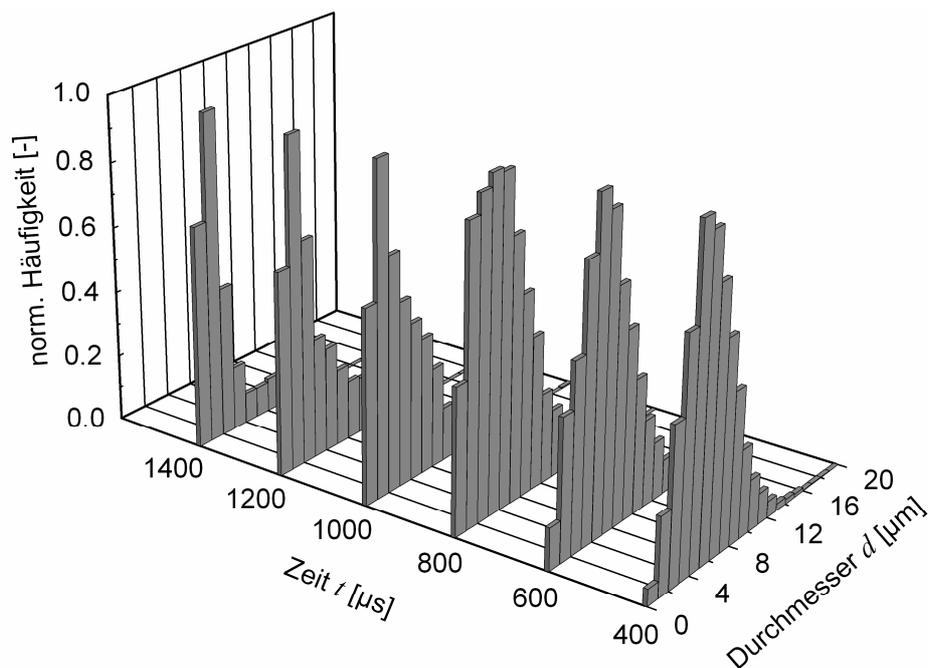


Bild 5.16: Zeitaufgelöste normierte Durchmesserverteilungen bei 1-fach-Einspritzung (Messpunkt A)

Die zweidimensionale Konturdarstellung des Sauterdurchmessers d_{32} im Messbereich zeigt **Bild 5.17** für die 1-fach-Einspritzung. Entsprechend den bisherigen Erkenntnissen nehmen die Tropfendurchmesser mit fortlaufender Zeit ab, eine klare räumliche Abhängigkeit ist in der Darstellung jedoch nicht auszumachen. Lediglich zu späteren Zeitpunkten (ca. $t = 1000 \mu\text{s}$) befinden sich am oberen Rand des Messbereichs vorrangig kleine Tropfen. Die Spraydichte ist zu diesen Zeitpunkten jedoch bereits sehr gering (vgl. Bild 5.21).

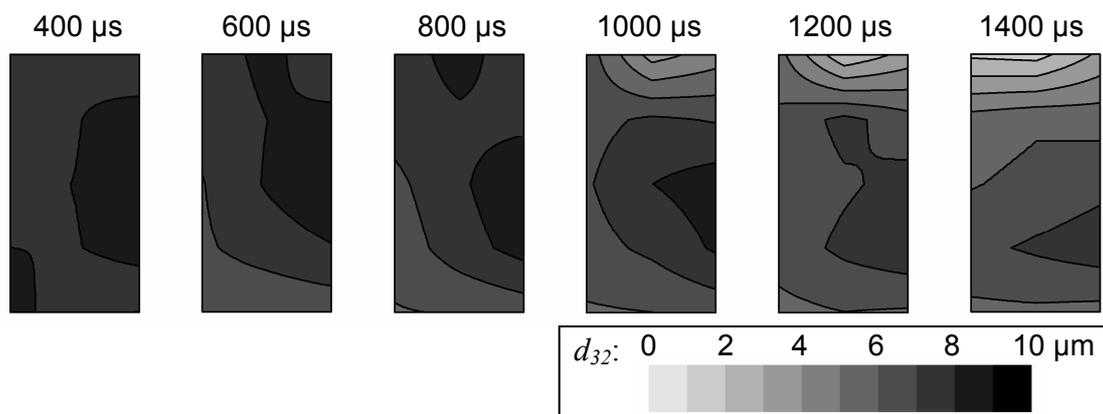


Bild 5.17: Mittlerer Durchmesser d_{32} im Messbereich (1-fach-Einspritzung)

5.3.2.2 Analyse von Einzelzyklen

Zyklische Schwankungen im Spray gelten als Hauptursache für Entflammungsaussetzer und Teilverbrennungen im motorischen Betrieb. Im Folgenden sollen daher die zyklischen Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit im Zündgebiet untersucht werden. Es wird für die 1-fach-Einspritzung (Messpunkt A) das Zeitintervall $\Delta t = 600 - 700 \mu\text{s}$ betrachtet, das hinsichtlich der Zündungseinleitung relevant ist (vgl. Zündzeitpunkt im Bild 5.6). Die Geschwindigkeiten u_y , u_z und u_{res} werden analog zum bisherigen Vorgehen als mittlere Geschwindigkeiten aus den im Zeitintervall detektierten Partikel bestimmt, abweichend hiervon werden diese mittleren Geschwindigkeiten jedoch für jeden Einzelzyklus berechnet. Auf diese Weise kann die Streuung der mittleren Geschwindigkeit u_{res} und des Winkels γ (vgl. Bild 4.12) analysiert werden.

Die PDA-Messtechnik kann prinzipbedingt nur begrenzt für zyklus aufgelöste Messungen eingesetzt werden, da die Zuverlässigkeit einer Messung stark von der Anzahl der detektierten Partikel im untersuchten Zeitintervall abhängt. Für einen Einzelzyklus ist die vorhandene Partikelanzahl bei der verwendeten Düse relativ gering. Aus diesem Grund ist die sonst verwendete Intervallbreite von $50 \mu\text{s}$ auf $100 \mu\text{s}$ vergrößert. Weiterhin ist es notwendig, die berechneten Geschwindigkeitskomponenten u_y und u_z der Einzelzyklen auf ihre Genauigkeit hin zu überprüfen. Hierzu werden für jeden Zyklus die Konfidenzintervalle Δu_y und Δu_z im untersuchten Zeitintervall Δt bestimmt:

$$\Delta u_i = t_i \cdot \frac{s_i}{\sqrt{n_i}}, \quad i = y, z \quad (5.1)$$

mit: t_i Parameter t
 s_i Standardabweichung der Geschwindigkeit u_i
 n_i detektierte Tropfenanzahl im Zeitintervall Δt

Der Parameter t hängt von der detektierten Tropfenanzahl und dem gewählten Vertrauensbereich ab. In **Tabelle 5.3** ist der Parameter t für den Vertrauensbereich von 95% nach [143] dargestellt.

Tabelle 5.3: Parameter t in Abhängigkeit der Tropfenanzahl n

Tropfenanzahl n	5	6	7	8	9	10	15	20	30	50
Parameter t	2,78	2,57	2,45	2,37	2,31	2,26	2,14	2,09	2,05	2,01

Für die Analyse werden nur diejenigen Einzelzyklen einbezogen, deren Geschwindigkeitsmessung hinreichend belastbar ist. Als Validierungskriterien werden die Konfidenzintervalle Δu_y und Δu_z verwendet, die für jeden Zyklus unter einem vom Betrag der Geschwindigkeit u_i abhängigen Grenzwert $\Delta u_{i,max}$ liegen müssen. Bei kleinerer Geschwindigkeit $|u_i|$ wird das geforderte Konfidenzintervall entsprechend kleiner gewählt. **Tabelle 5.4** zeigt die verwendeten Grenzwerte des Konfidenzintervalls in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Ein Einzelzyklus gilt als validiert, wenn im untersuchten Zeitintervall Δt beide Konfidenzintervalle (Δu_y und Δu_z) unterhalb des Grenzwerts $\Delta u_{i,max}$ liegen.

Tabelle 5.4: Grenzwert des Konfidenzintervalls $\Delta u_{i,max}$ in Abhängigkeit der Geschwindigkeit $|u_i|$

Geschwindigkeit $ u_i $	Grenzwert des Konfidenzintervalls $\Delta u_{i,max}$
$ u_i > 5$ m/s	$\Delta u_{i,max} = 1,5$ m/s
1 m/s $< u_i < 5$ m/s	$\Delta u_{i,max} = 1,0$ m/s
$ u_i < 1$ m/s	$\Delta u_{i,max} = 0,5$ m/s

Die Streuungen der Geschwindigkeit u_{res} und des Winkels γ der auf diese Weise validierten Zyklen sind im **Bild 5.18** dargestellt. Es liegen dieselben Messdaten wie im Bild 5.11 (oben) gezeigt zugrunde, es wird jedoch nur das Zeitintervall $\Delta t = 600 - 700$ μ s ausgewertet. Ein Anteil von ca. 30% der Zyklen konnte nach den in Tabelle 5.4 aufgeführten Kriterien validiert werden, was einer Anzahl von 226 Zyklen entspricht. Das Streudiagramm (unten links) zeigt, dass die meisten Zyklen eine Geschwindigkeit von ca. 8 - 10 m/s bei einem Winkel von ca. $-50^\circ - -60^\circ$ aufweisen (Hauptfeld), was einer schräg nach unten, zur Injektorachse hin gerichteten Strömung entspricht (vgl. die Vektordarstellung des Geschwindigkeitsfeldes des gemittelten Zyklus, Bild 5.12). Die Balkendiagramme zeigen die Verteilungen der Geschwindigkeit u_{res} und des Winkels γ . Beide Größen sind näherungsweise gaußförmig verteilt, weisen jedoch eine geringe Anzahl von Ausreißern auf. Insbesondere bezüglich des Winkels treten sechs Fälle mit $\gamma > 0^\circ$ auf, was bedeutet, dass die Strömung von der Injektorachse weg gerichtet ist und sich die Strömung somit deutlich von der des mittleren Zyklus unterscheidet.

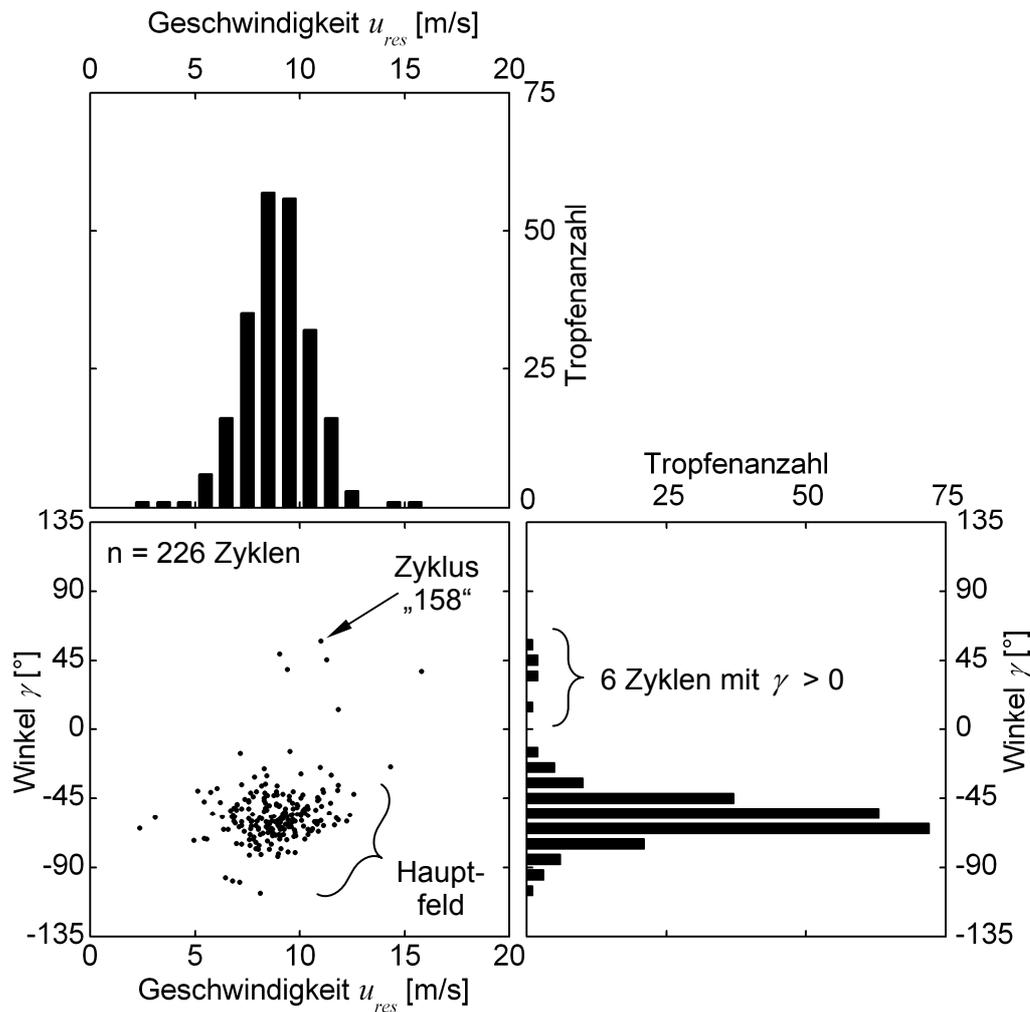


Bild 5.18: Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit u_{res} und Winkel γ der Einzelzyklen (Messpunkt A, 1-fach-Einspritzung, Zeitintervall: 600 - 700 μ s)

Im **Bild 5.19** sind exemplarisch ein typischer Zyklus aus dem Hauptfeld (links) und ein Zyklus mit einem Winkel $\gamma > 0^\circ$ (Zyklus „158“, rechts) dargestellt. Das untersuchte Zeitintervall ist grau hinterlegt. Analog zu Bild 5.11 sind bei beiden Zyklen im Bereich der Sprayankunft ($t = 0,25$ ms) infolge des dichten Sprays nur wenige Tropfen detektierbar. Der Bereich mit negativer axialer Geschwindigkeitskomponente ($u_z < 0$ für $0,3$ ms $< t < 0,5$ ms) markiert den Bereich, in dem sich der Wirbel durch das Messfeld bewegt (vgl. Bild 5.12). Im weiteren zeitlichen Verlauf ($t > 0,5$ ms) bleibt die radiale Geschwindigkeitskomponente u_y beim Zyklus aus dem Hauptfeld negativ während sie beim Zyklus „158“ wieder positive Werte annimmt. Hieraus resultiert der Winkel $\gamma > 0^\circ$ und die abweichende Strömung im Vergleich zum mittleren Zyklus bzw. den Zyklen des Hauptfeldes.

Zyklische Abweichungen der Strömungsgeschwindigkeit im Zündgebiet, die als Ursache für Entflammungsaussetzer verantwortlich gemacht werden, können somit erfasst und quantifiziert werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass diese

Untersuchungen ohne eingebaute Zündkerze durchgeführt wurden, so dass der Einfluss der Zündkerzenelektroden hier nicht berücksichtigt ist.

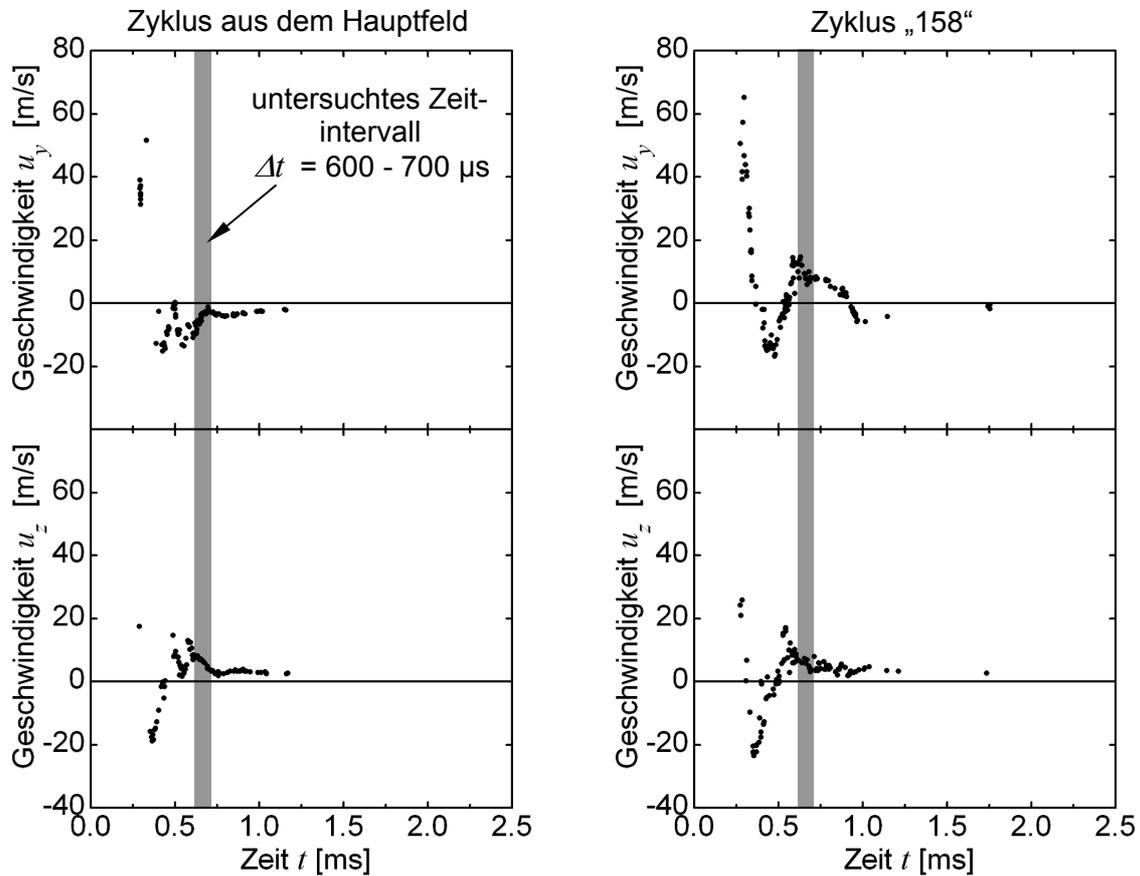


Bild 5.19: Gegenüberstellung der radialen (u_y) und axialen (u_z) Geschwindigkeitskomponente eines Zyklus aus dem Hauptfeld (links) und Zyklus „158“ (rechts) (Messpunkt A)

5.3.2.3 Korrelation von Tropfendurchmesser und -geschwindigkeit

Im Folgenden wird die Korrelation von Durchmesser d und Geschwindigkeit u_{res} der Einzeltropfen analysiert. Es wird die 1-fach-Einspritzung am Messpunkt A im Zeitintervall $\Delta t = 600 - 700 \mu\text{s}$ betrachtet. Hierzu ist es nötig, jedem Einzeltropfen beide Geschwindigkeitskomponenten zuzuordnen, was über den koinzidenten Auswertemodus des PDA-Systems möglich ist. Hierdurch reduziert sich die Anzahl der validierten Tropfen von ca. $n = 60.000$ Tropfen im nicht-koinzidenten Fall auf ca. $n = 33.750$ Tropfen im koinzidenten Modus. Da mit dem Zeitintervall $\Delta t = 600 - 700 \mu\text{s}$ nur ein Teil der Messung betrachtet wird, beläuft sich die Anzahl der hier verarbeiteten Tropfen auf $n = 5.450$. Die Korrelation des Durchmessers d und der Geschwindigkeit u_{res} zeigt **Bild 5.20**. Das Streudiagramm (unten links) zeigt eine Punktwolke ohne ausgeprägte Korrelation. Insbesondere ist ersichtlich, dass die Geschwindigkeit der größeren Partikel nicht über der der kleineren Partikel liegt.

Dies ist dadurch zu erklären, dass die Tropfen allgemein sehr klein sind. Die Verteilungen der Geschwindigkeit und des Durchmessers zeigen näherungsweise eine Gaußverteilung.

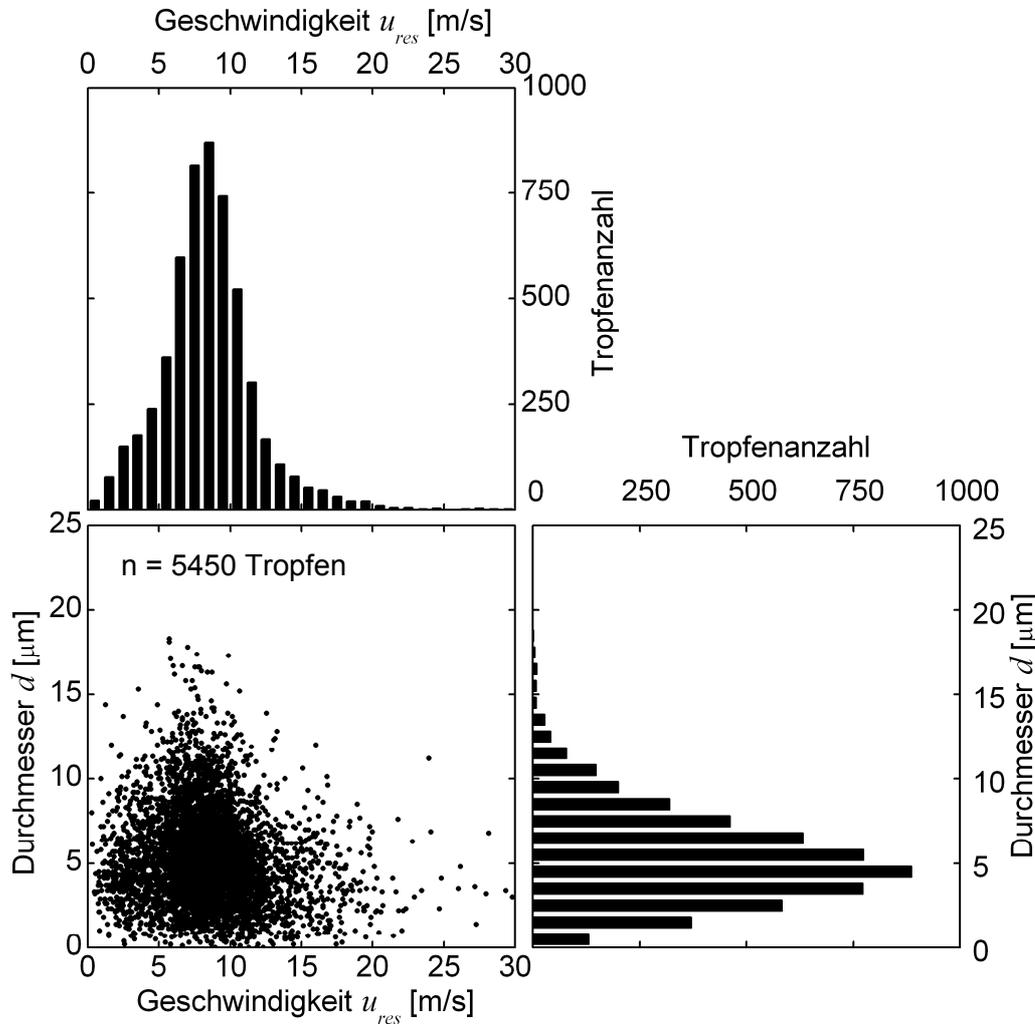


Bild 5.20: Zusammenhang zwischen Durchmesser d und Geschwindigkeit u_{res} (Messpunkt A, 1-fach-Einspritzung, Zeitintervall: 600 - 700 μ s)

5.3.3 Extinktionsmessung

Anhand der Extinktionsmessungen können die im Randwirbelgebiet vorliegende Tropfendichte sowie das mit der flüssigen Kraftstoffphase gebildete Luftverhältnis bestimmt werden. **Bild 5.21** zeigt die Transmission T und die Tropfenanzahldichte $c_{N,Kr,Fl}$ für die 1-fach-, 2-fach- und 3-fach-Einspritzung am Messpunkt A. Dargestellt sind die Daten von jeweils 50 Einzelzyklen sowie die daraus gemittelten Zyklen und deren Standardabweichungen. Für die Berechnung der Tropfenanzahldichte $c_{N,Kr,Fl}$ der Einzelzyklen werden die mittleren Durchmesser entsprechend Bild 5.15 verwen-

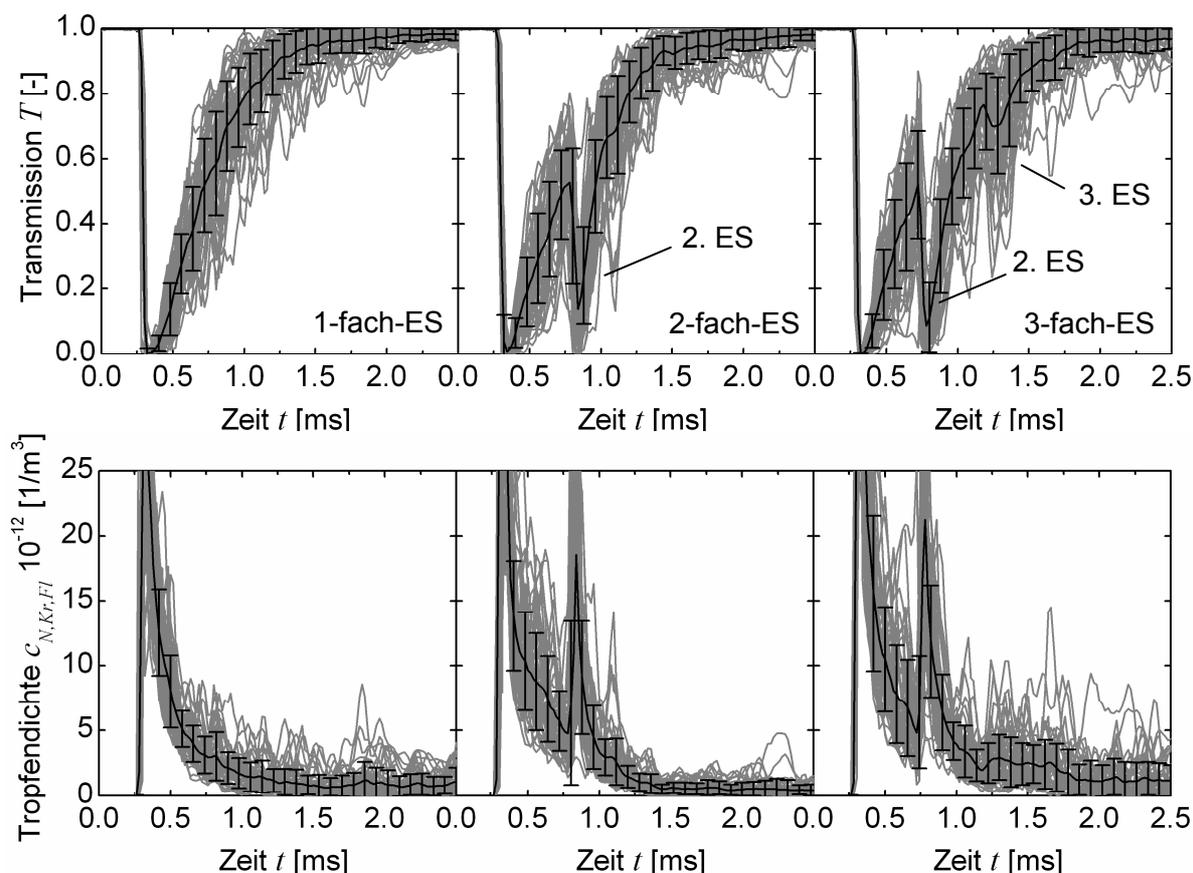


Bild 5.21: Transmission T und Tropfenzahldichte $c_{N,Kr,Fl}$ am Messpunkt A: Einzelzyklen (grau), Mittelwerte sowie Standardabweichungen (schwarz)

det, da zyklus aufgelöste mittlere Durchmesser nicht vorliegen. Gezeigt wird hier also der Einfluss der zyklusabhängigen Transmission, nicht aber der Einfluss eines eventuell zyklusabhängigen Durchmessers. Die Transmission fällt bei Sprayankunft bei allen Einspritzarten stark ab und nähert sich nach erfolgtem Spraydurchtritt wieder dem Wert $T = 1$ an, entsprechend umgekehrt verhalten sich die Verläufe der Tropfendichte. Bei der Sprayankunft der jeweils ersten Teileinspritzung werden Transmissionswerte nahe Null erreicht, bei den Mehrfacheinspritzungen fällt die Transmission bei Ankunft der zweiten Teileinspritzung nicht mehr so stark ab. Bei der 3-fach-Einspritzung ist der Abfall der Transmission bei der dritten Teileinspritzung ($t = 1,25$ ms) bei den gewählten Einspritzparametern (Tabelle 5.1) nicht sehr deutlich. Die Standardabweichung der Transmission beträgt unabhängig von der Einspritzart zu Zeitpunkten an denen maßgeblich Spray am Messort vorliegt (ca. $T < 0,9$) ca. 0,2 - 0,3, im dünnen Spray nimmt sie auf Werte von ca. 0,1 ab.

Das nach Gleichung (4.24) berechnete Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ ist im **Bild 5.22** dargestellt. Die dafür verwendete Luftdichte zum Zündzeitpunkt beträgt $\rho_{L,ZZP} = 6,5$ kg/m³ (vgl. Kapitel 5.1). Bei der 1-fach-Einspritzung fällt das Luftverhältnis bei der Sprayankunft bis auf den Wert von ca. $\lambda_{Kr,Fl} = 0,3$ ab und ist damit auch ohne Berücksichtigung der dampfförmigen Kraftstoffanteile stark unter-

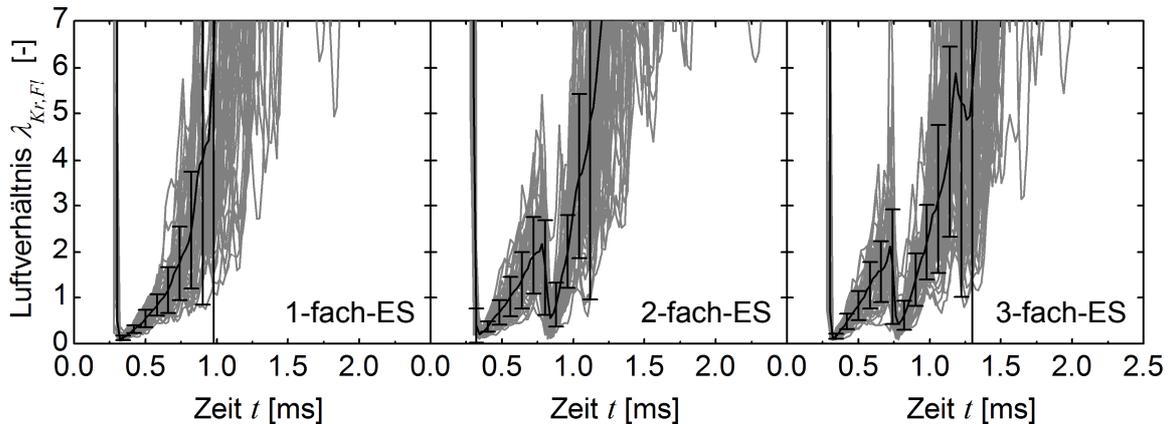


Bild 5.22: Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ am Messpunkt A: Einzelzyklen (grau), Mittelwerte sowie Standardabweichungen (schwarz)

stöchiometrisch. Ab dem Zeitpunkt ca. $t = 0,4$ ms steigt das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ wieder an und erreicht für Zeitpunkte $t > 1,0$ ms Werte von $\lambda_{Kr,Fl} > 7$. Der Anstieg des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ ist zum einen durch die Verdunstung zu erklären, wodurch der Anteil des flüssigen Kraftstoffs abnimmt. Da mit der verwendeten Messmethode nur der flüssige Kraftstoff detektiert wird, kann das mit flüssigen und dampfförmigen Kraftstoffanteilen gebildete Luftverhältnis λ nur abgeschätzt werden zu $\lambda < \lambda_{Kr,Fl}$. Dass die Zunahme des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ nicht nur auf der Verdunstung beruht sondern dass damit auch das gesamte Luftverhältnis λ ansteigt, kann aus den Konturdarstellungen (Bild 5.9) abgeleitet werden. Aus der Visualisierung wird deutlich, dass sich mit fortlaufender Zeit die Gemischwolke aus dem Messbereich herausbewegt, womit eine Abmagerung des Gemisches verbunden ist. Aus Bild 5.22 ist ersichtlich, dass die Abmagerung mit einer deutlichen Zunahme der zyklischen Schwankung, ausgedrückt durch die Standardabweichung, verbunden ist. Bei der 2-fach-Einspritzung (mittleres Diagramm) magert das Gemisch analog wie bei der 1-fach-Einspritzung ab, zum Zeitpunkt $t = 0,75$ ms erreicht die zweite Einspritzung den Messort, worauf das Luftverhältnis auf Werte ca. 0,5 abfällt. Auch hier ist bei der sich daran anschließenden Abmagerung eine deutliche Zunahme der Standardabweichung zu beobachten. Die 3-fach-Einspritzung verhält sich wie die 2-fach-Einspritzung, die dritte Einspritzung zum Zeitpunkt $t = 1,25$ ms wirkt der Abmagerung entgegen, es werden Werte um $\lambda_{Kr,Fl} = 6$ bei ebenfalls hoher Standardabweichung erreicht. Bei allen Einspritzarten nimmt die Standardabweichung mit fortlaufender Zeit stark zu. Es ist hierbei zu beachten, dass dies neben den zyklischen Schwankungen bezüglich der Kraftstofftropfen auch durch Kraftstoffdampf in der Messstrecke verursacht werden kann, der ebenso eine Ablenkung des Lichts bewirkt und somit die Transmission beeinflusst (vgl. Schlierenverfahren, Bild 4.5). Mit Zunahme der Zeit schreitet der Verdunstungsvorgang fort, so dass von einem zunehmenden Fehlereinfluss durch Kraftstoffdampf auszugehen ist (vgl. Kapitel A.2.2.1).

Die zyklische Streuung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ kann durch die Darstellung in Form von Quantilen weiter veranschaulicht werden, siehe **Bild 5.23**. Es werden die Quantile Q_p mit $p = 0,1; 0,25; 0,5; 0,75$ und $0,9$ verwendet. Das Quantil des Luftverhältnisses $Q_{0,25} = 2$ bedeutet beispielsweise, dass 25% aller Zyklen einen Wert von $\lambda_{Kr,Fl} < 2$ aufweisen, die restlichen Fälle liegen darüber. Zwischen den Quantilen $Q_{0,25}$ und $Q_{0,75}$ (graue Linien) liegen demnach 50% aller Daten (sog. Quartilsabstand), zwischen $Q_{0,10}$ und $Q_{0,90}$ (gestrichelten Linien) liegen 80% aller Zyklen. In dieser Darstellung ist somit das Ausmaß der zyklischen Streuung des Luftverhältnisses am Abstand der Linien abzulesen. Es ist ersichtlich, dass sich unabhängig vom Einspritzschema bei der jeweiligen Ankunft einer (Teil-) Einspritzung am Messort die Verteilung eng ist, woran sich mit fortschreitender Zeit eine Aufweitung anschließt.

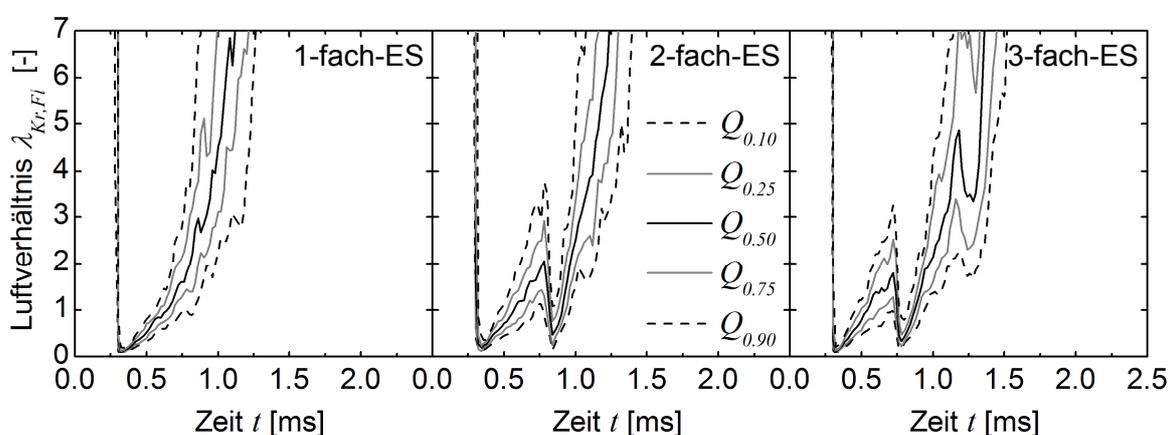


Bild 5.23: Quantile Q_p des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ (Messpunkt A)

Die räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ im Messbereich zeigt **Bild 5.24** für die 1-fach-Einspritzung in Konturdarstellung. Die gestreiften Bereiche des Luftverhältnisses kennzeichnen $\lambda_{Kr,Fl}$ -Werte kleiner eins, die Graustufen markieren entsprechend Werte darüber. Zum Zeitpunkt $t = 400 \mu\text{s}$, dem Zeitpunkt des Durchtritts des Randwirbels (siehe Bild 5.12) ist das Gemisch stark unterstöchiometrisch. Nach Verlassen des Randwirbels ($t = 500 - 600 \mu\text{s}$) magert das Gemisch ab, wobei $\lambda_{Kr,Fl}$ -Werte auftreten, die eine Entflammung ermöglichen. Mit fortlaufender Zeit bewegt sich die Gemischwolke an den unteren Rand des Messfeldes (vgl. Bild 5.9). Die Gemischwolke magert dabei weiter ab bei gleichzeitig fortschreitender Verdunstung, so dass nur noch geringe flüssige Kraftstoffanteile auftreten (ca. $\lambda_{Kr,Fl} > 4$). Im oberen Bereich des Messfeldes treten keine nennenswerten flüssigen Kraftstoffanteile auf ($\lambda_{Kr,Fl} > 7$).

Die entsprechende räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ für die 3-fach-Einspritzung zeigt **Bild 5.25**. Auch hier treten beim unmittelbaren Wirbeldurchtritt der ersten Teileinspritzung ($t = 400 \mu\text{s}$, siehe Bild 5.13) sehr fette Bereiche auf ($\lambda_{Kr,Fl} < 0,5$). Es folgt analog zur oben gezeigten 1-fach-Einspritzung die Abmagerung der Gemischwolke. Zum Zeitpunkt $t = 800 \mu\text{s}$ erreicht der Randwirbel

der zweiten Teileinspritzung den Messbereich, was erneut in sehr fetten Gemischbereichen resultiert. Die dritte Teileinspritzung erreicht zum Zeitpunkt $t = 1200 \mu\text{s}$ den Messbereich. Infolge der kurzen Ansteuerdauer t_3 ist hier analog zur Strömungsgeschwindigkeit (Bild 5.13) nur am Rand des Messbereichs fettes Gemisch auszumachen.

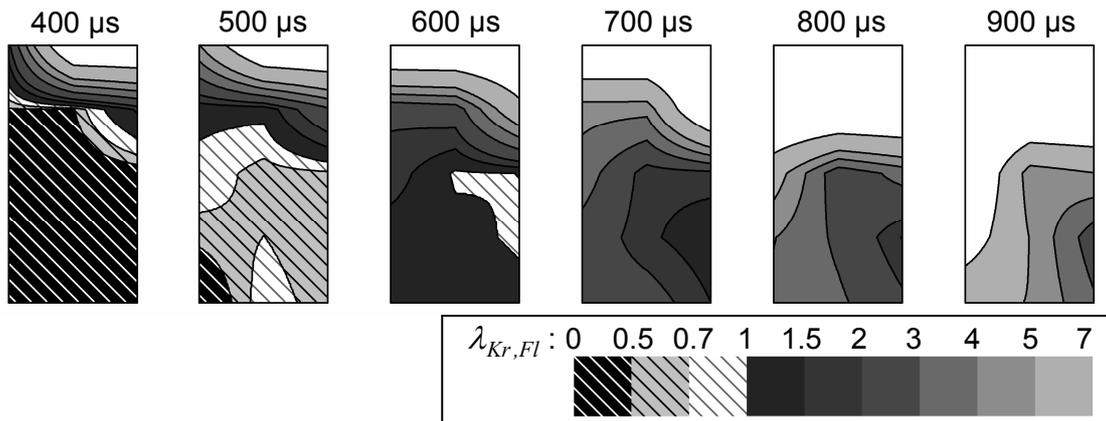


Bild 5.24: Räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ im Messbereich bei 1-fach-Einspritzung

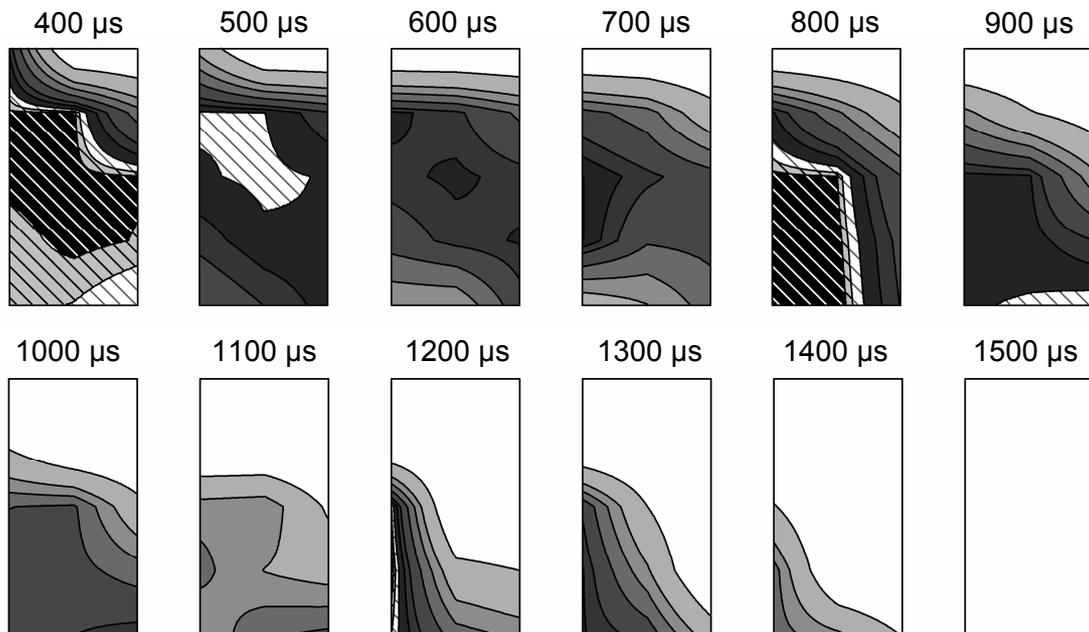


Bild 5.25: Räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ im Messbereich bei 3-fach-Einspritzung (Legende siehe Bild 5.24)

5.4 Kammermessungen unter Variation der Einflussparameter

5.4.1 Kammerdruck

Wird bei der motorischen Applikation die Lage der Einspritzung in Bezug zum Zünd-OT variiert, so resultieren hieraus wechselnde Brennraumtemperaturen und -drücke. Nachfolgend wird der Einfluss des Kammerdrucks auf die Spraycharakteristika für die 1-fach- und die 3-fach-Einspritzung untersucht. Grundlage sind die in Kapitel 5.1 vorgestellten Betriebspunkte, die Kammertemperatur beträgt jeweils $\vartheta_K = 200^\circ\text{C}$. Die globale Ausbreitung des Sprays zeigt **Bild 5.26** für die 1-fach-Einspritzung. Die Konturdarstellungen sind aus Mittelwertbildern von je 40 Einspritzzyklen gebildet. Zu den Zeitpunkten $t = 200 \mu\text{s}$ und $t = 400 \mu\text{s}$ ist deutlich erkennbar, dass der Kegelwinkel des Sprays keine Abhängigkeit vom Kammerdruck aufweist und einen Wert von ca. 88° aufweist. Sowohl die Strahleindringtiefe als auch die Strahlbreite sind bei höherem Kammerdruck infolge der höheren Luftdichte reduziert bzw. zeitlich verzögert.

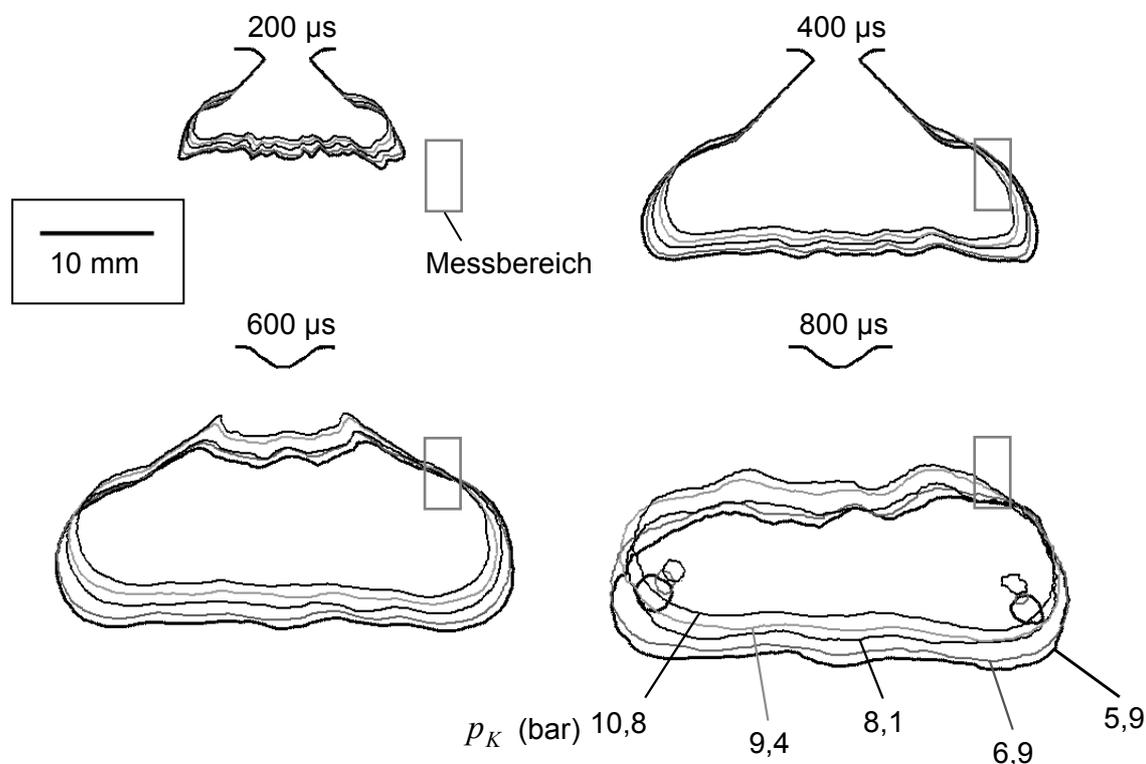


Bild 5.26: Globale Sprayausbreitung bei Variation des Kammerdrucks p_K (1-fach-Einspritzung) [43]

Die Strahleindringtiefe für die 1-fach- und die 3-fach-Einspritzung ist im **Bild 5.27** dargestellt, die Strahlbreite zeigt entsprechend **Bild 5.28**. Auch hier ist die reduzierte Sprayausbreitung bei erhöhtem Kammerdruck deutlich. Bei der 1-fach-Einspritzung beträgt die Reduktion der Strahleindringtiefe zum Zeitpunkt $t = 1$ ms beim höchsten Kammerdruck ($p_K = 10,8$ bar) im Vergleich zum Referenzzustand ($p_K = 8,1$ bar) 2 mm bzw. 7%. Entsprechend vergrößert sich die Strahleindringtiefe beim geringsten Kammerdruck ($p_K = 5,9$ bar) in Bezug zum Referenzzustand um 2,7 mm bzw. 10%. Die Strahlbreite reduziert sich bei erhöhtem Kammerdruck um 3 mm (entspricht 7%, $p_K = 10,8$ bar) beim Kammerdruck von $p_K = 5,9$ bar erhöht sich die Strahlbreite nur um 1,6 mm bzw. 4% (jeweils 1-fach-Einspritzung, Zeitpunkt $t = 1$ ms).

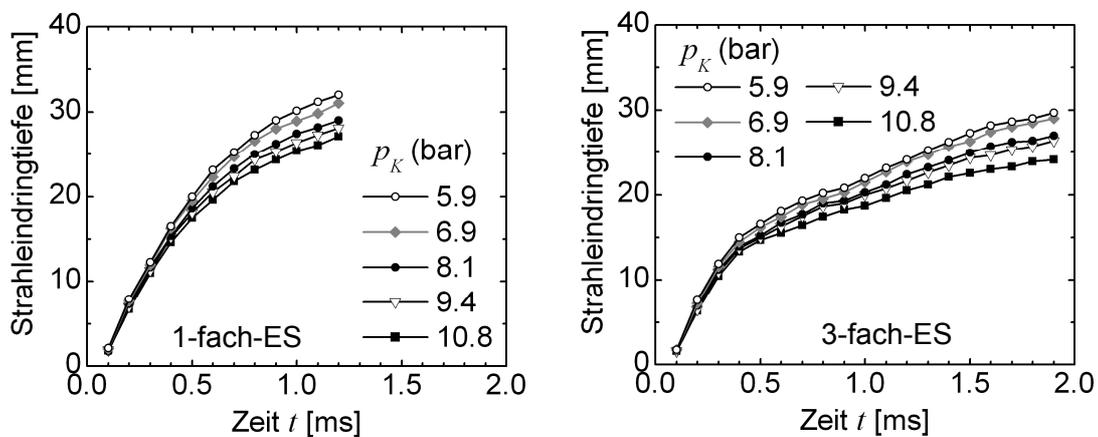


Bild 5.27: Strahleindringtiefe in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K : 1-fach-Einspritzung (links) und 3-fach-Einspritzung (rechts)

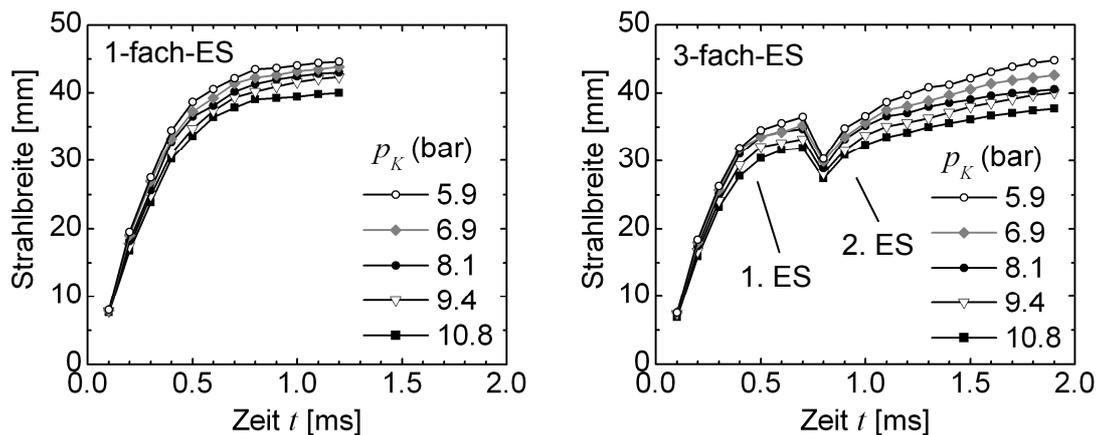


Bild 5.28: Strahlbreite in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K : 1-fach-Einspritzung (links) und 3-fach-Einspritzung (rechts)

Die Geschwindigkeitsfelder sowie die räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ im Messfeld sind im **Bild 5.29** für die Kammerdrücke $p_K = 5,9$ bar, 8,1 bar sowie 10,8 bar gegenübergestellt. Das Luftverhältnis ist jeweils mit der in Tabelle 5.2 angegebenen Luftdichte $\rho_{L,ZPP}$ berechnet. Zum Zeitpunkt $t = 400 \mu s$ ist bei allen Kammerbedingungen die Wirbelstruktur deutlich erkennbar, mit zunehmendem

Kammerdruck ist eine Abnahme der darin auftretenden Geschwindigkeiten verbunden. Zu diesem Zeitpunkt ist das Gemisch unabhängig vom untersuchten Kammerdruck in der unmittelbaren Wirbelzone stark unterstöchiometrisch. Zum Zeitpunkt $t = 600 \mu\text{s}$ hat die Wirbelstruktur den Messbereich verlassen und es stellt sich eine zur Injektorachse gerichtete Strömung ein. Das Luftverhältnis im Messbereich ist zu diesem Zeitpunkt deutlich vom Kammerdruck abhängig. Bei geringem Kammerdruck ($p_K = 5,9 \text{ bar}$) liegt das Luftverhältnis überwiegend über dem Wert von $\lambda_{Kr,Fl} = 1,5$, bei hohem Kammerdruck ($p_K = 10,8 \text{ bar}$) liegt es entsprechend unter dem Wert von $\lambda_{Kr,Fl} = 1,5$. Bei allen Kammerdrücken tritt mit fortlaufender Zeit eine signifikante Abmagerung ein, wobei beim Kammerdruck von $p_K = 5,9 \text{ bar}$ zum Zeitpunkt $t = 900 \mu\text{s}$ nur noch geringe flüssige Kraftstoffanteile vorliegen ($\lambda_{Kr,Fl} > 7$), beim Kammerdruck von $p_K = 10,8 \text{ bar}$ treten noch Luftverhältnisse von $\lambda_{Kr,Fl} < 3$ auf. Ein Vergleich mit Bild 5.26 zeigt, dass sich die Spraywolke bei geringem Kammerdruck bereits aus dem Messfeld herausbewegt hat, wodurch ein entsprechend mageres Gemisch resultiert.

Im **Bild 5.30** sind für die 1-fach-Einspritzung die resultierende Geschwindigkeit u_{res} , der Sauterdurchmesser d_{32} , die Transmission T sowie das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ am Messpunkt A in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K dargestellt. Bei Sprayankunft treten bei allen Kammerdrücken hohe Geschwindigkeiten auf, die jedoch rasch wieder abfallen. Im Diagramm entsteht somit eine Geschwindigkeitsspitze bei ca. $t = 0,25 \text{ ms}$. Bei $t = 0,4 \text{ ms}$ ist ein kurzer Einbruch der Geschwindigkeit auszumachen, der erzeugt wird, wenn sich das Wirbelzentrum in der Nähe des Messpunkts A befindet (vgl. Bild 5.29). Der Sauterdurchmesser d_{32} liegt bei Sprayankunft bei allen Kammerdrücken zwischen $7 \mu\text{m}$ und $9 \mu\text{m}$, tendenziell treten bei höheren Kammerdrücken etwas größere Durchmesser auf. Die sich anschließende Durchmesserabnahme infolge Verdunstung zeigt keine ausgeprägte Druckabhängigkeit. Die Transmission T fällt bei Sprayankunft unabhängig vom Kammerdruck auf Werte nahe Null ab, beim Druck $p_K = 10,8 \text{ bar}$ ist die leicht verzögerte Ankunft der Sprayfront erkennbar. Die Transmission steigt nach Durchtritt der Sprayfront bei geringen Kammerdrücken schneller wieder an im Vergleich zu den höheren Kammerdrücken, da sich die Spraywolke schneller vom Injektor wegbewegt. Beim Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ ist im Zeitbereich von ca. $0,4 \text{ ms}$ bis $0,6 \text{ ms}$ keine deutliche Druckabhängigkeit erkennbar. Dies bedeutet, dass sich die Einflüsse der druckabhängigen Parameter Transmission T , Durchmesser d_{32} und Luftdichte $\rho_{L,ZZP}$ in diesem Zeitintervall weitgehend kompensieren.

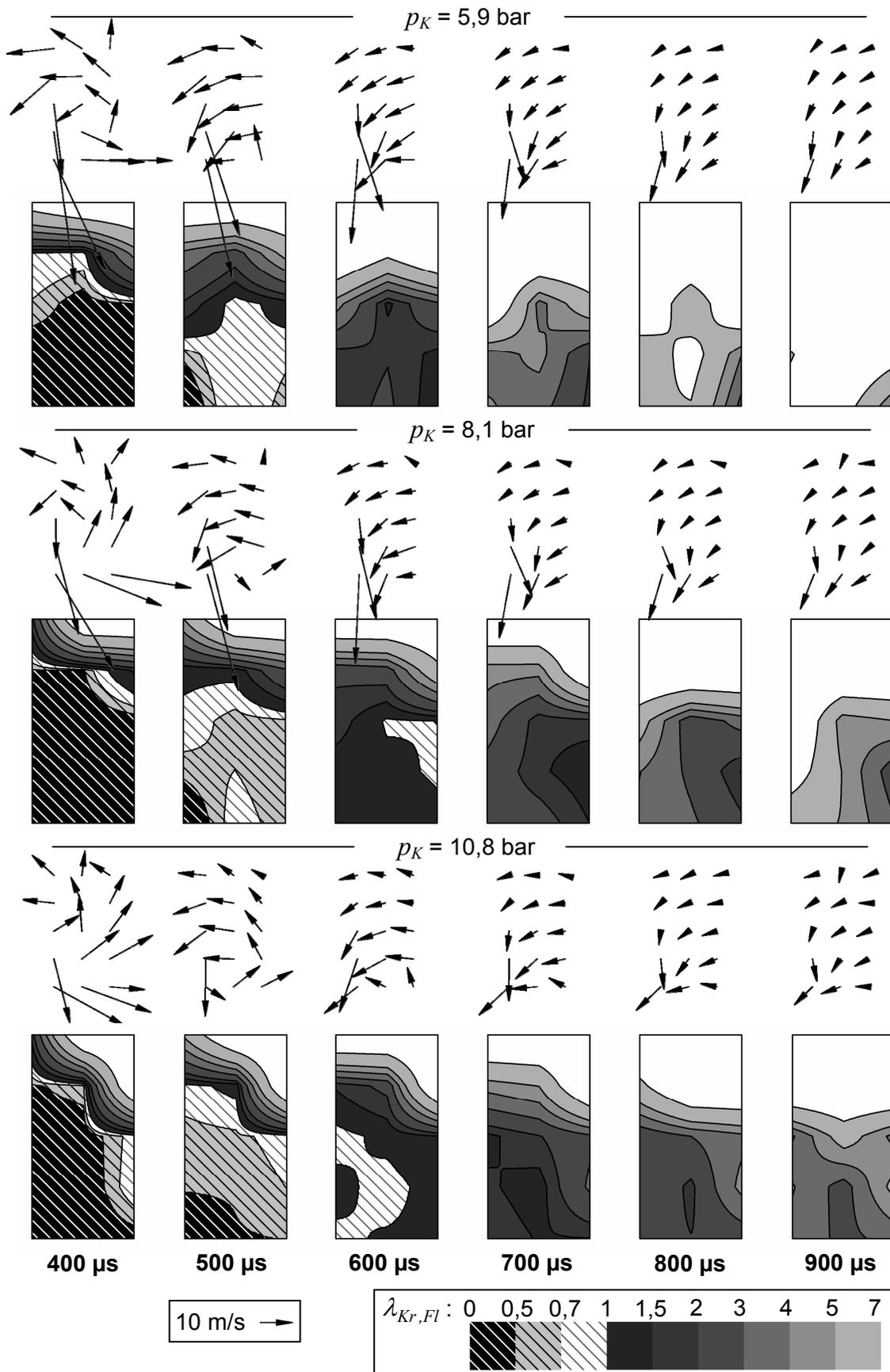


Bild 5.29: Geschwindigkeitsfeld und $\lambda_{Kr,Fl}$ -Verteilung im Randwirbelgebiet bei Variation des Kammerdrucks p_K (1-fach-Einspritzung) [42] [43]

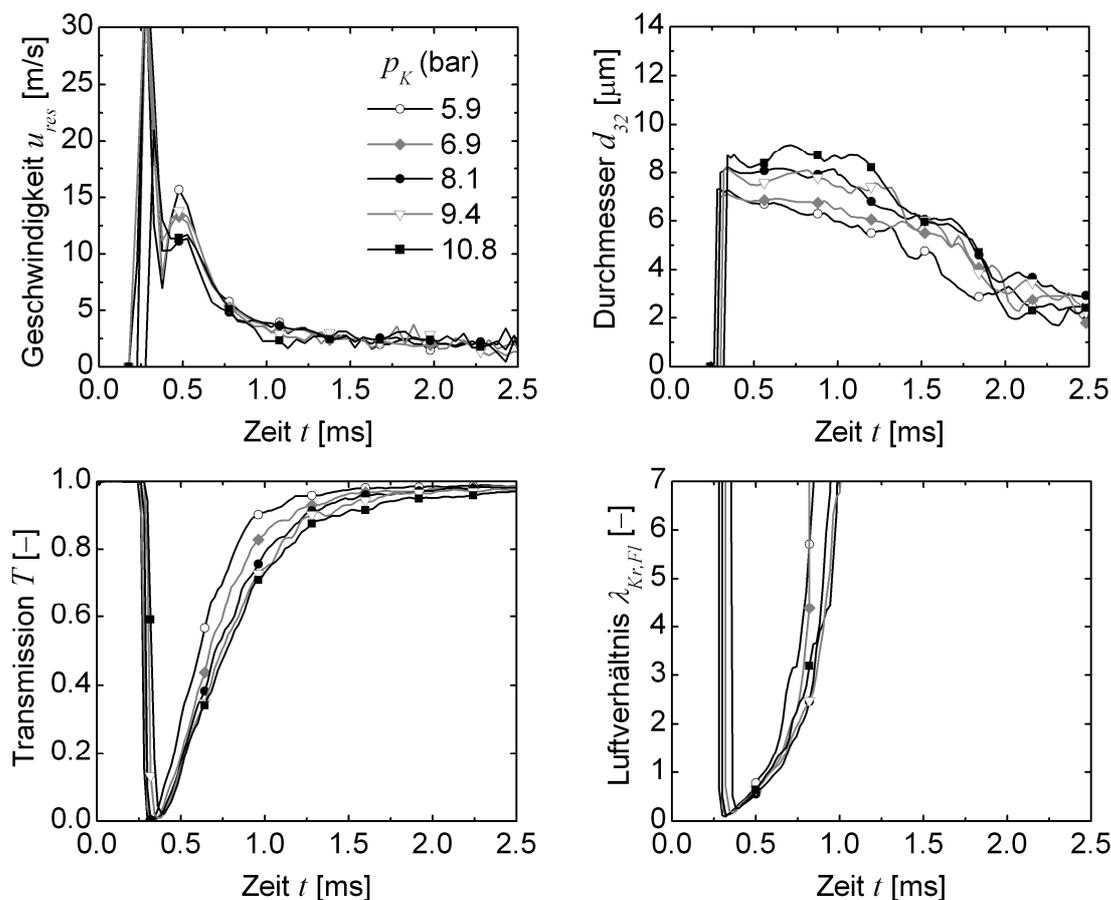


Bild 5.30: Geschwindigkeit u_{res} , Durchmesser d_{32} , Transmission T und Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K (Messpunkt A, 1-fach-Einspritzung)

Die für die 3-fach-Einspritzung ermittelten Ergebnisse zeigt **Bild 5.31**. Bei der Geschwindigkeit u_{res} treten bei höheren Kammerdrücken sowohl bei Ankunft der (Teil-) Einspritzungen als auch zwischen den Teileinspritzungen tendenziell geringere Geschwindigkeiten auf. Die Durchmesser liegen bei allen Kammerdrücken zu Zeitpunkten, an denen maßgeblich Spray am Messort vorhanden ist zwischen ca. 6 μm und 7 μm . Sie sind damit generell etwas kleiner als bei der 1-fach-Einspritzung (vgl. Bild 5.30), die Druckabhängigkeit fällt ebenfalls geringer aus. Analog zur 1-fach-Einspritzung steigt die Transmission jeweils nach Durchtritt der Sprayfront bei geringeren Kammerdrücken schneller wieder an, dies trifft auch für die nachfolgenden Teileinspritzungen zu. Beim Kammerdruck $p_K = 10,8$ bar erreicht die dritte Teileinspritzung den Messpunkt infolge des erhöhten Gegendrucks nicht mehr, so dass hier kein Abfall der Transmission festzustellen ist. Das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ ist zwischen der ersten und zweiten Teileinspritzung weitgehend unabhängig vom Kammerdruck, nach der zweiten Teileinspritzung treten jedoch deutliche Unterschiede auf. Beim Kammerdruck von $p_K = 5,9$ bar werden ab dem Zeitpunkt $t = 1,0$ ms für das Luftverhältnis Werte von $\lambda_{Kr,Fl} > 7$ erreicht. Bei den höheren Kammerdrücken ($p_K \geq 6,9$ bar) vollzieht sich die Abmagerung langsamer, so dass

im Bereich der dritten Teileinspritzung ($t = 1,3$ ms) Werte von $\lambda_{Kr,Fl} < 7$ gemessen werden können.

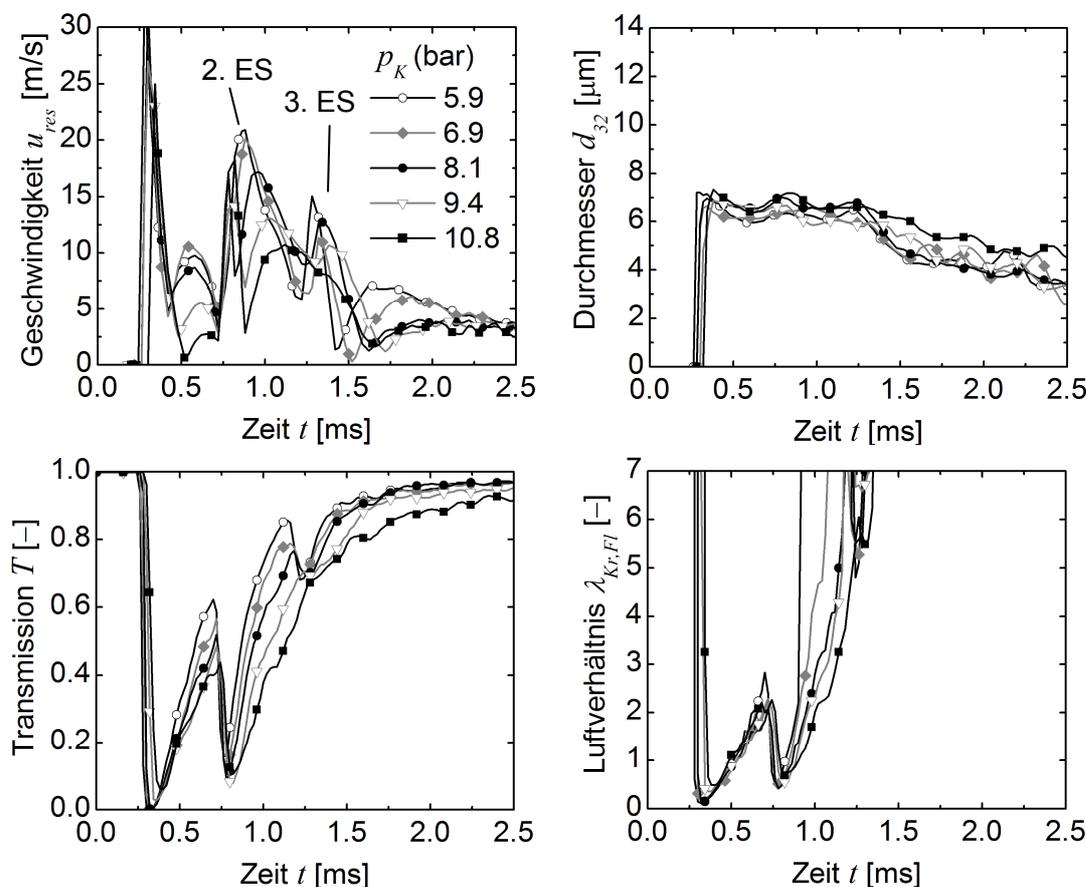


Bild 5.31: Geschwindigkeit u_{res} , Durchmesser d_{32} , Transmission T und Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in Abhängigkeit des Kammerdrucks (Messpunkt A, 3-fach-Einspritzung)

5.4.2 Kammertemperatur

Nachfolgend werden die experimentellen Ergebnisse bei beheizter und unbeheizter Druckkammer diskutiert. In der Literatur finden sich Arbeiten zur Spraycharakterisierung, die anstatt unter motornahen Bedingungen an einer beheizten Druckkammer an einer unbeheizten Kammer durchgeführt wurden, z.B. [200]. Als Grund hierfür ist der deutlich geringere Aufwand beim Prüfstands Aufbau zu nennen. So kann der Kammerdruck unter kalten Bedingungen in der Regel so weit abgesenkt werden, dass der Druck von einem üblichen Druckluftnetz bereitgestellt werden kann. Weiterhin kann auf eine Kammerheizung sowie eine Injektorkühlung verzichtet werden.

Für die folgenden Untersuchungen wird bei einer Kammertemperatur von $\vartheta_K = 20^\circ\text{C}$ der Kammerdruck mit $p_K = 5,0$ bar (abs.) so gewählt, dass die Luftdichte des Referenzzustands ($\rho_L = 5,9$ kg/m³) erreicht wird (vgl. Kapitel 5.1). Die Ergebnisse werden mit denen der beheizten Druckkammer ($\vartheta_K = 200^\circ\text{C}$, $p_K = 8,1$ bar (abs.)) verglichen. Im **Bild 5.32** ist die globale Sprayausbreitung für die 1-fach-Einspritzung in Konturdarstellung gezeigt, **Bild 5.33** zeigt entsprechend den Sauterdurchmesser d_{32} .

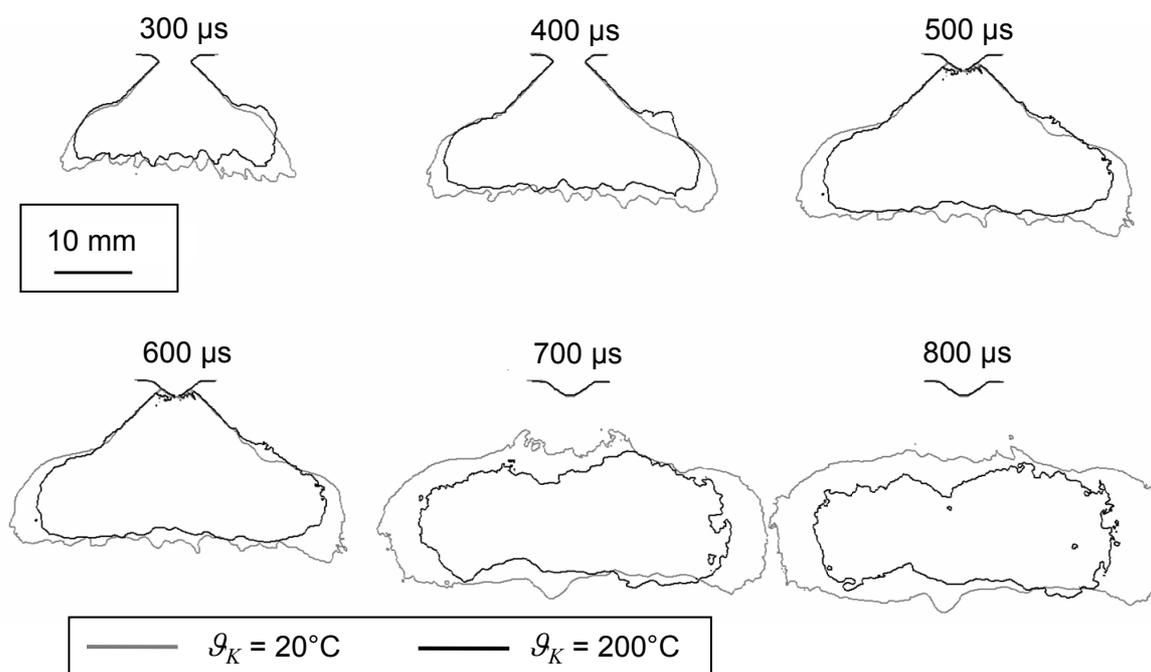


Bild 5.32: Konturdarstellung der Sprayausbreitung in Abhängigkeit der Kammer-temperatur ϑ_K basierend auf je einem Einzelzyklus (1-fach-Einspritzung)

Die Konturdarstellung zeigt, dass sich das Spray bei der kalten Kammer weiter ausbreitet als im beheizten Fall. Die Spraywolke nimmt somit bei der kalten Kammer stets ein deutlich größeres Volumen ein. Der Kegelwinkel weist dagegen keine Abhängigkeit von der Temperatur auf. Beim Sauterdurchmesser ist der Einfluss der Kammer-temperatur ebenfalls deutlich sichtbar. Bei Sprayankunft sind die Durchmesser noch vergleichbar groß, ab dem Zeitpunkt $t = 0,5$ ms nehmen bei der beheizten Kammer die Durchmesser ab, während bei der kalten Kammer steigende Durchmesser festzustellen sind. So beträgt zum Zeitpunkt $t = 1,0$ ms der Durchmesser bei der beheizten Kammer $d_{32} = 8$ µm während bei der kalten Kammer ein Durchmesser von $d_{32} = 15$ µm gemessen wird. Der signifikante Durchmesser-unterschied zeigt den Einfluss der Verdunstung auf, die bei der kalten Kammer aufgrund des fehlenden Wärmeeintrags stark gehemmt ist. Aus den deutlich größeren Tropfen bei kalten Kammerbedingungen ergibt sich eine veränderte Strahldynamik, die in der beobachtbaren vergrößerten Strahlausbreitung resultiert. Der Einfluss der

Kammertemperatur auf die Spraycharakteristik ist somit sehr dominant, was bei entsprechenden Messungen beachtet werden muss.

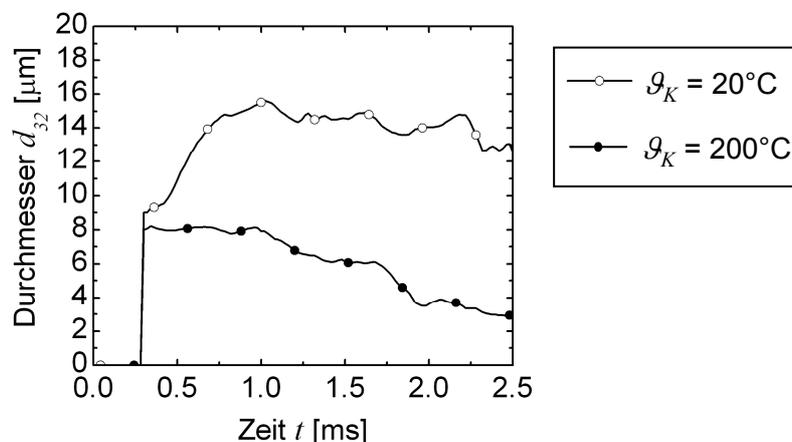


Bild 5.33: Sauterdurchmesser d_{32} am Messpunkt A in Abhängigkeit der Kammer-temperatur ϑ_K (1-fach-Einspritzung)

5.4.3 Injektoransteuerdauer

Die Injektoransteuerdauer bestimmt die eingespritzte Kraftstoffmenge und damit den motorischen Lastpunkt. Der Einfluss der Injektoransteuerdauer auf die Sprayausbreitung und insbesondere auf die Spraycharakteristik im Randwirbelgebiet soll nachfolgend analysiert werden. Es wird hierzu die 1-fach-Einspritzung mit einer Variation der Ansteuerdauer von $t_i = 100 \mu\text{s}$ bis $t_i = 500 \mu\text{s}$ untersucht. Die Ansteuerdauer des Referenzpunkts beträgt bei der 1-fach-Einspritzung $t_i = 324 \mu\text{s}$ und korrespondiert mit einem Mitteldruck von $p_{mi} = 3 \text{ bar}$ (Drehzahl $n = 2000 \text{ 1/min}$, vgl. Kapitel 5.1). Für die Ansteuerdauer $t_i = 500 \mu\text{s}$ ergibt sich ein Mitteldruck von ca. $p_{mi} = 5 \text{ bar}$. Die globale Sprayausbreitung zeigt im **Bild 5.34** die Konturdarstellung auf Basis von Mittelwertbildern, das Zeitintervall der dargestellten Konturlinien beträgt $200 \mu\text{s}$. Erwartungsgemäß nimmt die Größe der Gemischwolke mit der Ansteuerdauer zu. Der Fortschritt der Verdunstung ist in der Konturdarstellung daran erkennbar, dass die Gemischwolke zu späten Zeitpunkten kleiner wird. Mit dem zugrundeliegenden Schattenverfahren ist nur der flüssige Kraftstoff visualisierbar, so dass bei der verdunstenden Gemischwolke der Kontrast abnimmt und die darstellbare Spraykontur kleiner wird. Aus den Konturdarstellungen ist ersichtlich, dass mit Zunahme der Injektoransteuerdauer mehr Zeit benötigt wird, bis die Spraywolke verdunstet ist. Die Strahleindringtiefe und die Strahlbreite in Abhängigkeit der Ansteuerdauer t_i zeigt **Bild 5.35**. Mit längerer Injektoransteuerdauer nimmt die Strahleindringtiefe zu, der Zuwachs der Eindringtiefe fällt jedoch mit steigender Ansteuerdauer geringer aus. Die Strahlbreite

zeigt für Ansteuerdauern ab $t_i = 200 \mu\text{s}$ nur eine geringe Abhängigkeit von der Ansteuerdauer. Der Zuwachs der Strahlbreite ist für Zeitpunkte $t > 800 \mu\text{s}$ nur sehr gering, die Strahlbreite beträgt für diese Zeitpunkte ca. 43 mm.

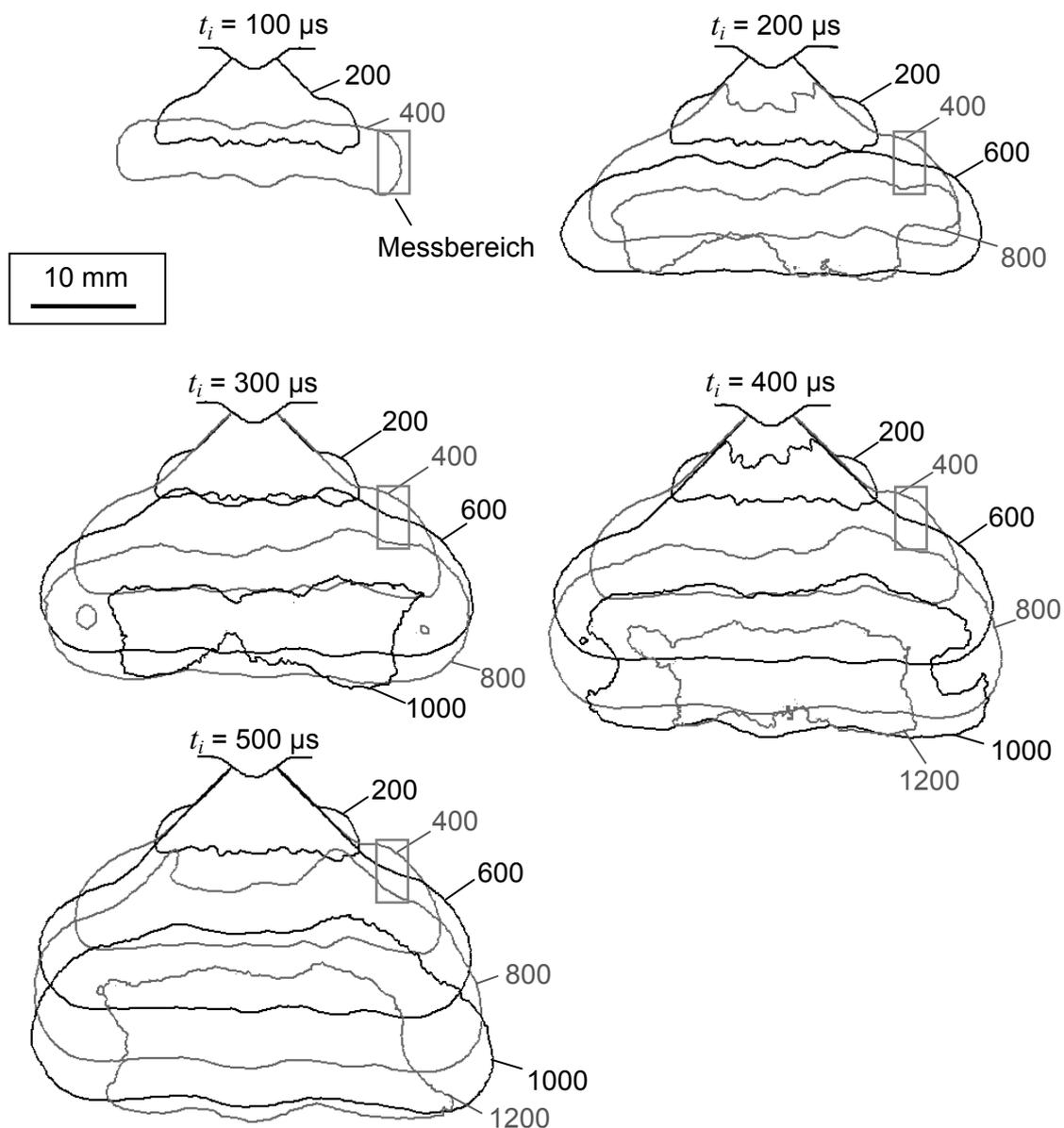


Bild 5.34: Konturdarstellung des Sprays in Abhängigkeit der Injektoransteuerdauer t_i (Konturbeschriftung: Zeit nach Ansteuerbeginn (μs))

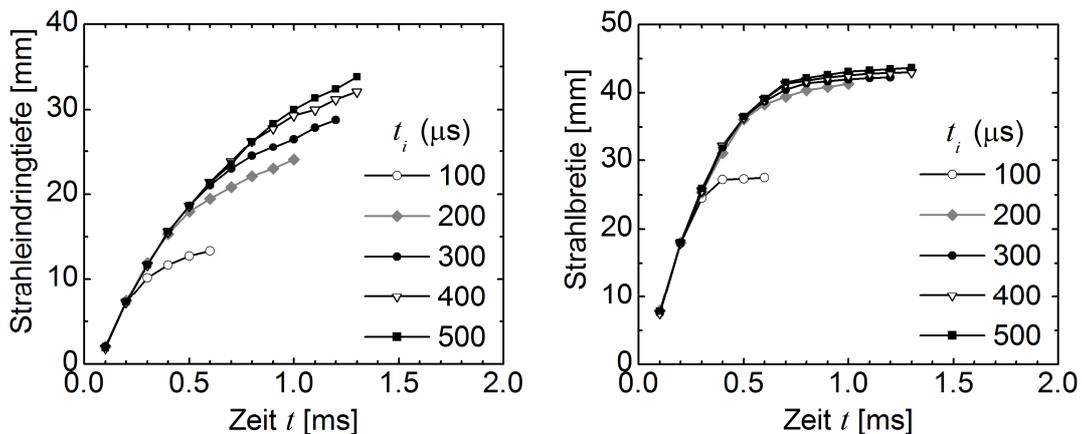


Bild 5.35: Strahleindringtiefe und Strahlbreite bei Variation der Injektoransteuerdauer t_i

Die Spraykonturen von verschiedenen Injektoransteuerdauern zu feststehenden Aufnahmezeitpunkten zeigt **Bild 5.36**. Hierzu werden die im Bild 5.34 gezeigten Spraykonturen entsprechend den Aufnahmezeitpunkten $t = 400 \mu\text{s}$ und $t = 600 \mu\text{s}$ umgruppiert dargestellt. Zum Zeitpunkt $t = 400 \mu\text{s}$ (links im Bild 5.36) ist bei den Ansteuerdauern $t_i = 100 \mu\text{s}$ und $t_i = 200 \mu\text{s}$ die Düse bereits erkennbar geschlossen, bei den längeren Ansteuerdauern tritt noch Kraftstoff aus. Die Spraykonturen sind zu diesem Zeitpunkt für die Ansteuerdauern $t_i = 200 - 500 \mu\text{s}$ im Bereich der Sprayfront und des Messbereichs identisch. Das Spray bei der Ansteuerdauer $t_i = 100 \mu\text{s}$ unterscheidet sich hiervon deutlich und bildet eine Gemischwolke mit geringerem Volumen und deutlich geringerer Eindringtiefe. Zum Zeitpunkt $t = 600 \mu\text{s}$ (rechts im Bild 5.36) ist die Düse lediglich noch bei $t_i = 500 \mu\text{s}$ geöffnet, das Spray zur Ansteuerdauer $t_i = 100 \mu\text{s}$ ist schon verdunstet und somit nicht mehr darstellbar. Im Messbereich verlaufen die dargestellten Konturen weitgehend identisch. Durch die im Bild 5.36 vorgenommene Darstellung wird somit deutlich, dass die Randwirbelbildung für Ansteuerdauern ab $t_i = 200 \mu\text{s}$ primär von der Zeit nach Beginn der Injektoransteuerung und nur in geringem Maße von der Einspritzdauer t_i abhängt.

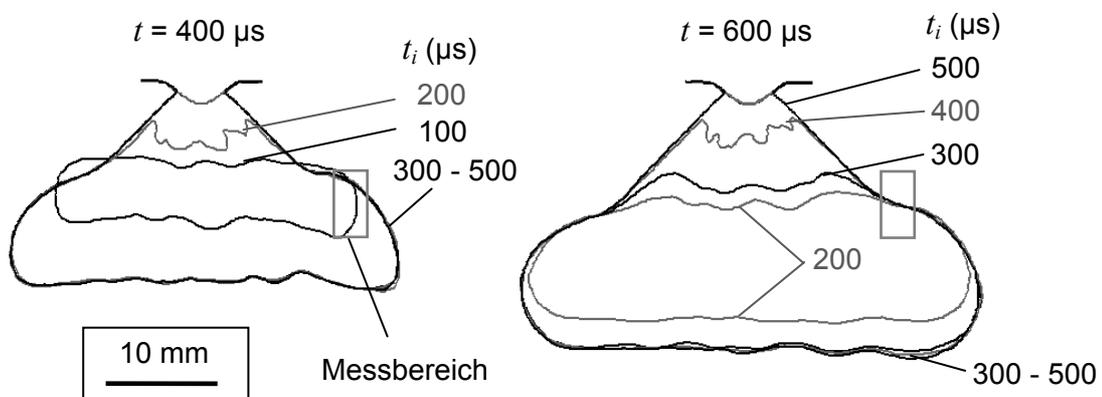


Bild 5.36: Konturdarstellung des Sprays zu den Aufnahmezeitpunkten $t = 400 \mu\text{s}$ und $t = 600 \mu\text{s}$ (Konturbeschriftung: Ansteuerdauer des Injektors t_i)

Im **Bild 5.37** sind die Geschwindigkeitsfelder sowie die räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ für die Injektoransteuerdauern $t_i = 200 \mu\text{s}$ und $t_i = 500 \mu\text{s}$ gezeigt. Die Geschwindigkeitsfelder der gezeigten Ansteuerdauern sind sehr ähnlich, lediglich am unteren linken Messpunkt, also dem am Spray nächstgelegenen Punkt, sind für die Ansteuerdauer $t_i = 500 \mu\text{s}$ noch höhere Geschwindigkeiten messbar, da die Düse noch entsprechend lange geöffnet ist und das austretende Spray mit hoher Geschwindigkeit den Rand des Messfelds passiert (vgl. Bild 5.34). Beim Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ ist der analoge Effekt feststellbar. Durch die längere Öffnungsdauer ist an der unteren linken Ecke bei der Ansteuerdauer $t_i = 500 \mu\text{s}$ deutlich länger fettes Gemisch vorhanden im Vergleich zum Spray der Ansteuerdauer $t_i = 200 \mu\text{s}$. Abgesehen von diesem Randeinfluss sind somit sowohl die Geschwindigkeitsfelder als auch die Luftverhältnisse der dargestellten Ansteuerdauern vergleichbar. Das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ für weitere Ansteuerdauern ist im **Bild 5.38** für den Zeitpunkt $t = 600 \mu\text{s}$ gegenübergestellt. Auch hier zeigt sich, dass die Verteilung des Kraftstoffs im Randwirbel (mit Ausnahme des Randeffekts durch die geöffnete Düse) weitgehend unabhängig von der Injektoransteuerdauer t_i ist. Das bedeutet, dass der Zündzeitpunkt bei der 1-fach-Einspritzung stark an die Zeit nach Ansteuerbeginn t gekoppelt ist. Bei hohen Lastpunkten mit langen Ansteuerdauern resultiert hieraus, dass die Düse zum Zündzeitpunkt noch geöffnet ist und das Gemisch somit unzureichend aufbereitet ist. Abhilfe schafft die Mehreinspritzung, bei der durch nachfolgende Teileinspritzungen am Zündort zündfähiges Gemisch bereitgestellt werden kann (vgl. Bild 5.25).

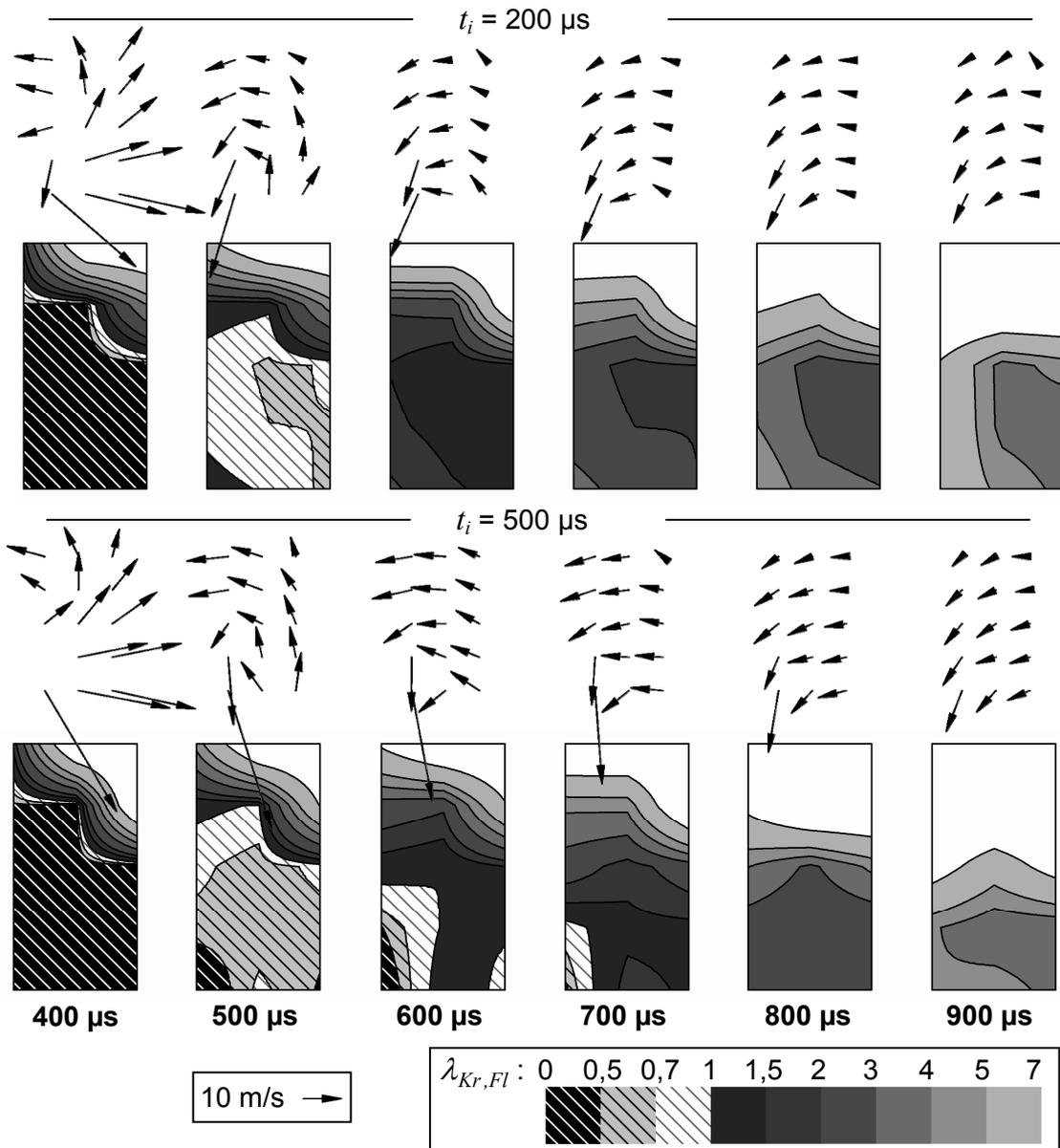


Bild 5.37: Geschwindigkeitsfeld und $\lambda_{Kr,Fl}$ -Verteilung im Randwirbelgebiet bei der Injektoransteuerdauer $t_i = 200 \mu\text{s}$ und $t_i = 500 \mu\text{s}$

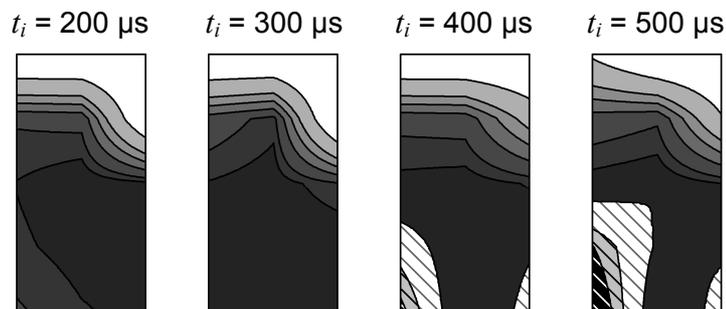


Bild 5.38: Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ bei verschiedenen Injektoransteuerdauern t_i zum Zeitpunkt $t = 600 \mu\text{s}$ (Legende siehe Bild 5.37)

Im **Bild 5.39** sind die resultierende Geschwindigkeit u_{res} , der Sauterdurchmesser d_{32} , die Transmission T sowie das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ am Messpunkt A in Abhängigkeit der Injektoransteuerdauer t_i aufgetragen. Die Geschwindigkeit u_{res} weist bei Ankunft des Sprays am Messort den charakteristischen kurzzeitigen starken Anstieg auf. Im Bereich $t = 0,5$ ms weisen die Geschwindigkeiten entsprechend der Ansteuerdauer t_i geordnet Werte auf, wobei die Geschwindigkeit mit der Ansteuerdauer zunimmt. Für Zeitpunkte $t > 1,0$ ms treten unabhängig von der Ansteuerdauer Geschwindigkeiten von ca. $u_{res} = 2,5$ m/s auf. Der Durchmesser d_{32} weist nur eine geringe Abhängigkeit von der Ansteuerdauer auf, lediglich für $t_i = 100$ μ s treten zeitweise etwas geringere Durchmesser auf. Die Werte der Transmission T sind für Ansteuerdauern ab $t_i = 200$ μ s nahezu identisch und erreichen bei der Sprayankunft Werte nahe Null. Auch hier zeigt die Messung bei $t_i = 100$ μ s ein deutlich abweichendes Verhalten, die Transmission fällt bei Sprayankunft nur auf ca. $T = 0,4$ ab. Entsprechend der Transmission verhält sich das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$. Während für Einspritzdauern ab $t_i = 200$ μ s nahezu keine Unterschiede auszumachen sind, wird für $t_i = 100$ μ s für alle Zeitpunkte ein deutlich mageres Luftverhältnis festgestellt.

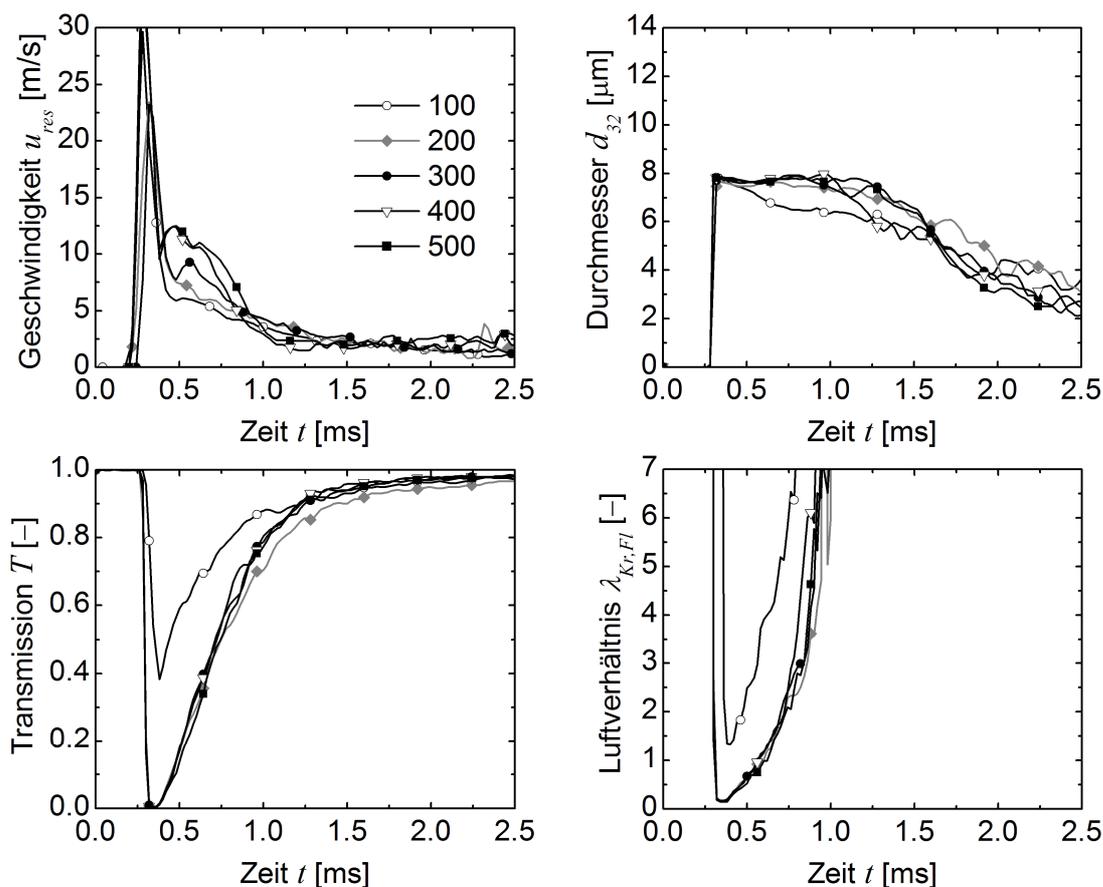


Bild 5.39: Geschwindigkeit u_{res} , Durchmesser d_{32} , Transmission T und Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in Abhängigkeit der Injektoransteuerdauer t_i (Messpunkt A)

5.4.4 Zündkerzeneinfluss

Der Einfluss der Zündkerzenelektroden auf die Sprayausbreitung wird nachfolgend untersucht. Hierzu wird an der Druckkammer eine Zündkerze (Hakenzündkerze mit einer Masselektrode) in injektornaher Anordnung adaptiert. Die Kammerbedingungen sowie das Einspritzschema der untersuchten 1-fach-Einspritzung entsprechen den Referenzbedingungen (vgl. Kapitel 5.1). Im **Bild 5.40** ist die Sprayausbreitung im Randwirbelbereich mit eingebauter Zündkerze basierend auf dem Schattenverfahren dargestellt. Der Haken der Masselektrode ist quer zum Spray orientiert. Aus der Visualisierung ist zunächst keine Wechselwirkung des Sprays mit den Kerzenelektroden erkennbar. Die aus PDA-Untersuchungen gewonnene Geschwindigkeit u_{res} an der Zündspaltposition zeigt **Bild 5.41** sowohl bei eingebauter als auch bei nicht eingebauter Zündkerze. Im Bereich der Sprayankunft ($t = 0,25$ ms) treten vergleichbare Geschwindigkeiten auf. Markante Unterschiede treten bei den darauf folgenden Zeitpunkten auf ($t = 0,4 - 0,7$ ms). Die Geschwindigkeit im Fall bei ausgebauter Zündkerze fällt zunächst stark ab, was durch das Wirbelzentrum des Randwirbels verursacht wird, das sich zu diesen Zeitpunkten in der Nähe des Messorts befindet. Nach dieser Geschwindigkeitsabnahme steigt die Geschwindigkeit wieder auf Werte ca. $u_{res} = 18$ m/s ($t = 0,5$ ms) an, wonach sich schließlich nach Durchtritt des Sprays geringe Geschwindigkeiten einstellen. Im Gegensatz dazu steigen die Geschwindigkeiten bei eingebauter Zündkerze ab dem Zeitpunkt $t = 0,4$ ms nur noch unwesentlich an und verbleiben unter dem Wert von $u_{res} = 5$ m/s. Die Untersuchungen zeigen somit, dass die Geschwindigkeit an der Zündspaltposition durch die Kerzenelektroden deutlich beeinflusst wird. Die motorisch vorliegenden Strömungsgeschwindigkeiten hängen somit maßgeblich von der verwendeten Zündkerze sowie deren Einbaulage ab.



Bild 5.40: Wechselwirkung von Zündkerzenelektroden und Kraftstoffspray

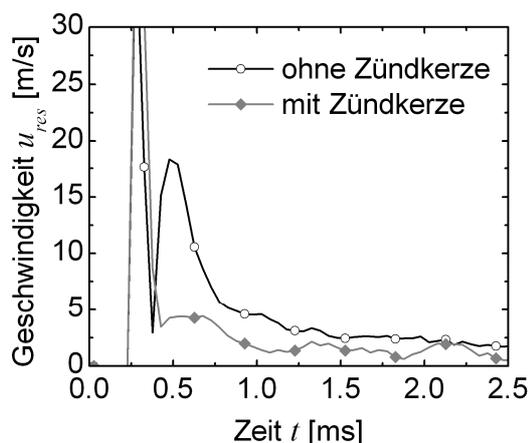


Bild 5.41: Resultierende Geschwindigkeit u_{res} an der Zündspaltposition bei eingebauter und nicht eingebauter Zündkerze (1-fach-Einspritzung)

5.5 Korrelation mit motorischen Entflammungsuntersuchungen

Es werden motorische Entflammungsuntersuchungen durchgeführt und die Ergebnisse mit den an der Druckkammer gewonnenen Sprayparametern korreliert. Der Messort an der Druckkammer korrespondiert dabei mit der motorischen Zündspaltposition, die Spraymessungen erfolgen ohne eingebaute Zündkerze. Die Kammerbedingungen der Messungen entsprechen den Referenzbedingungen (vgl. Kapitel 5.1). Die Entflammungsuntersuchungen werden an einem Einzylinder-Forschungsmotor durchgeführt, der auf dem Aggregat M272DE (*Daimler AG*) basiert² (vgl. [87] [88]). Der Forschungsmotor weist eine zentrale Injektorlage sowie die injektornahe Anordnung der Zündkerze auf. Die Untersuchungen werden für eine 1-fach- und eine 3-fach-Einspritzung bei der Drehzahl $n = 2000$ 1/min und dem indizierten Mitteldruck $p_{mi} = 3$ bar durchgeführt. Als Zündsystem kommt eine Transistor-spulenzündung (TSZ) zum Einsatz. Zunächst wird unter Variation des Einspritzzeitpunktes α_{ESE} und bei fixem Zündzeitpunkt α_{ZZP} die Zündenergie soweit verringert, bis sich der aussetzerfreie Bereich auf einen minimalen Kurbelwinkelbereich reduziert. In diesen Bereichen weist das Gemisch somit die entflammungsgünstigsten Eigenschaften auf. Daraufhin werden die Zündenergie und

² Die motorischen Untersuchungen wurden am Lehrstuhl von Prof. Tschöke, Institut für Mobile Systeme der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg von Herrn Dipl.-Ing. Martin Hese durchgeführt.

der Zündzeitpunkt konstant gehalten und die Aussetzerrate (ASR) in Abhängigkeit des Einspritzendes α_{ESE} auf Basis von je 500 Zyklen ermittelt. Die auf diese Weise gewonnenen Aussetzerraten werden mit den am Zündort zum Zündzeitpunkt vorliegenden Spraycharakteristika korreliert. Die Spraygrößen werden dazu ebenfalls in Bezug auf das Einspritzende und die Kurbelwinkelskala dargestellt. Die zeitliche Auflösung der Extinktionsmessungen von 20 μs beträgt kurbelwinkelbasiert $0,24^\circ\text{KW}$. Im **Bild 5.42** ist das Ergebnis für die 1-fach-Einspritzung dargestellt. Die gezeigten Werte des Luftverhältnisses und der Geschwindigkeit korrespondieren dabei mit den in Abhängigkeit vom jeweiligen Einspritzende am Zündort zum Zündzeitpunkt vorliegenden Werten. Der Zündzeitpunkt beträgt $\alpha_{ZZP} = 21,75^\circ\text{KW v. ZOT}$, beim Einspritzende von $\alpha_{ESE} = 24,5^\circ\text{KW v. ZOT}$ treten bei der gewählten Zündenergie keine Aussetzer auf ($\text{ASR} = 0$). An diesem optimalen Punkt sind auch die Kammerbedingungen orientiert (entspricht Referenzbedingungen). Das aus den PDA- und Extinktionsmessungen bestimmte Luftverhältnis beträgt zu diesem Zeitpunkt $\lambda_{Kr,Fl} = 1,25$, die Strömungsgeschwindigkeit beträgt $u_{res} = 15 \text{ m/s}$. Bei früherem Einspritzende ($\alpha_{ESE} > 24,5^\circ\text{KW v. ZOT}$) magert das Gemisch aufgrund des größeren Abstands zum Zündzeitpunkt ab. Die Aussetzerrate steigt bei gleichzeitig fallender Strömungsgeschwindigkeit. Wird das Einspritzende in Richtung des Zünd-OT verschoben ($\alpha_{ESE} < 24,5^\circ\text{KW v. ZOT}$), so nimmt die Geschwindigkeit zunächst kurzfristig infolge des Wirbelzentrums ab bevor sie infolge der Sprayankunft stark ansteigt. Das Gemisch wird zunehmend fetter, wodurch die Aussetzerrate stark ansteigt. Bei Einspritzenden nach $21,5^\circ\text{KW v. ZOT}$ erfolgt die Zündung vor der Ankunft des Kraftstoffsprays am Zündort.

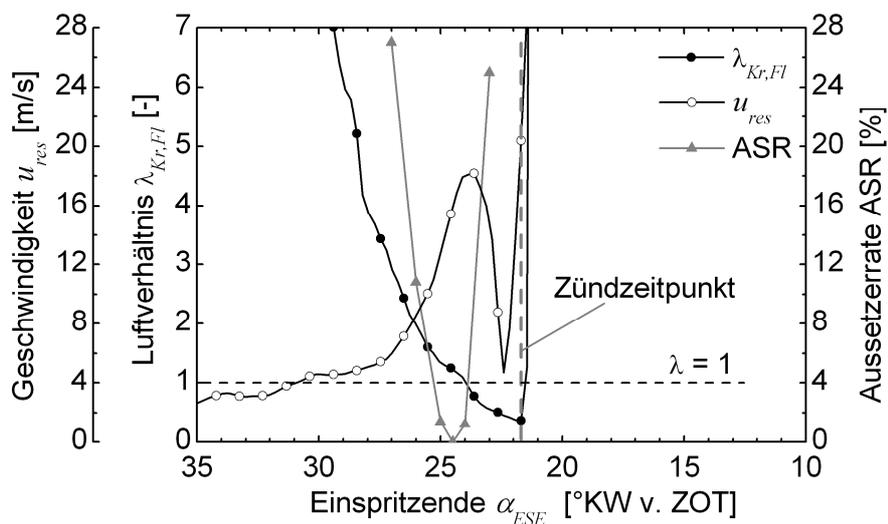


Bild 5.42: Motorische Aussetzerrate und Spraycharakteristika bei 1-fach-Einspritzung [41]

Das Ergebnis für die 3-fach-Einspritzung zeigt **Bild 5.43**, der Zündwinkel beträgt analog zur 1-fach-Einspritzung $\alpha_{ZZP} = 21,75^\circ\text{KW v. ZOT}$. Der Verlauf der Aussetzerrate weist zwei Bereiche mit geringen Aussetzerraten auf. Der erste Bereich

liegt bei ca. 21°KW v. ZOT und beschreibt den Bereich, in dem die erste Teileinspritzung den Zündort passiert hat und das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ den Übergang von fetten zu mageren Werten vollzieht. Bei Verschiebung des Einspritzendes zu früheren Kurbelwinkeln magert die Spraywolke der ersten Teileinspritzung ab, woraus ein Anstieg der Aussetzerrate resultiert (23°KW v. ZOT). Bei weiterer Verlagerung des Einspritzendes nach früh wird das Gemisch zum Zündzeitpunkt infolge der zweiten Teileinspritzung wieder stöchiometrisch. Hier beginnt der zweite aussetzerarme Bereich (25°KW v. ZOT). Die dritte Teileinspritzung wirkt einer Abmagerung entgegen, infolgedessen der aussetzerarme Bereich bis 31°KW v. ZOT ausgedehnt werden kann. Offensichtlich sind in diesem Bereich maßgeblich dampfförmige Kraftstoffanteile vorhanden, so dass die Entflammung trotz des mageren Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl} = 5 - 7$ eingeleitet werden kann.

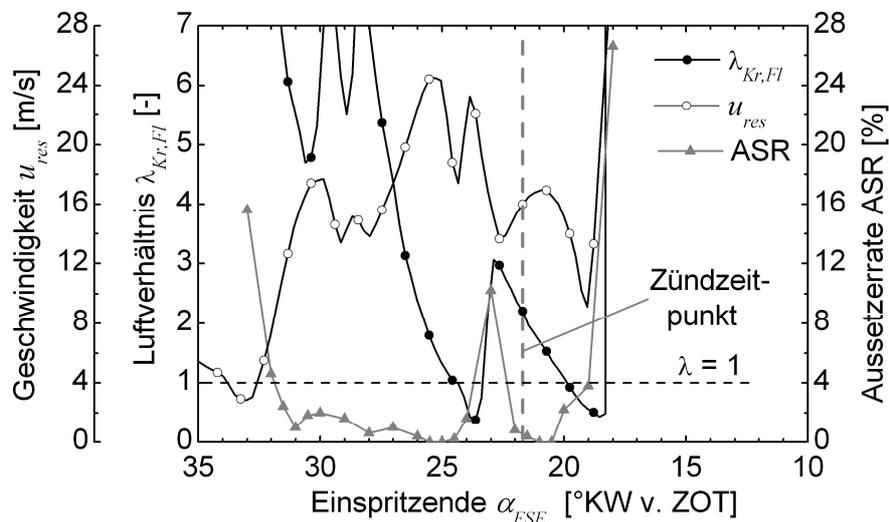


Bild 5.43: Motorische Aussetzerrate und Spraycharakteristika bei 3-fach-Einspritzung [41]

Aus den gezeigten Diagrammen geht hervor, dass durch die Applikation einer 3-fach-Einspritzung im Vergleich zur 1-fach-Einspritzung der Bereich mit guten Entflammungsbedingungen deutlich ausgeweitet werden kann. Es ist ersichtlich, dass die Aussetzerrate stark von dem Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ abhängt und nur in geringem Maße von der Strömungsgeschwindigkeit. Weiterhin wird deutlich, dass sowohl bei der 1-fach- als auch bei der 3-fach-Einspritzung an den aussetzerfreien Bereichen maßgeblich flüssige Kraftstoffanteile vorhanden sind, was durch das jeweilige Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ (ca. $1 < \lambda_{Kr,Fl} < 2$) ausgedrückt wird. Es muss dabei angemerkt werden, dass die motorische Brennraumtemperatur bei den hier zugrunde liegenden Druckkammermessungen nicht ganz erreicht wird. Demzufolge ist zu erwarten, dass das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ unter exakten motorischen Bedingungen infolge der verbesserten Verdunstung größere Werte annimmt.

Es wurden weiterführende, systematische Untersuchungen durchgeführt, in denen die Ergebnisse der hier vorgestellten optischen Messungen mit dem motorischen Entflammungsverhalten verglichen werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in [89] veröffentlicht. Schwerpunkt ist dabei die 3-fach-Einspritzung, bei der für den Betriebspunkt der Drehzahl $n = 2000$ 1/min und dem indizierten Mitteldruck $p_{mi} = 3$ bar die Ansteuerdauern der drei Teileinspritzungen t_i sowie die jeweiligen Pausenzeiten zwischen den Teileinspritzungen t_{pi} variiert werden, siehe **Bild 5.44**.

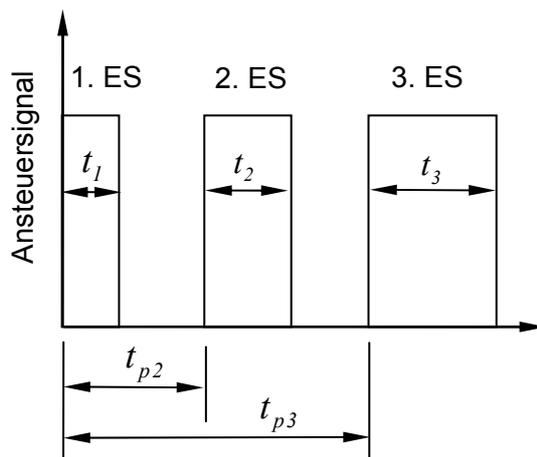


Bild 5.44: Variation der Ansteuerdauern der Teileinspritzungen sowie der Pausenzeiten bei 3-fach-Einspritzung

6

Bewertung der Einflussgrößen bei der Sprayzündung

6.1 Phänomenologisches Modell

Die Prozesse während des Entflammungsvorgangs beim strahlgeführten Brennverfahren sind äußerst komplex. Nachfolgend sollen daher unter vereinfachenden Bedingungen die für die Gemischentflammung relevanten Parameter beurteilt werden. Nach eingehender Literaturrecherche wurde hierzu das Modell von BALLAL UND LEFEBVRE [21] [22] [24] [26] ausgewählt, das die Entflammung von heterogenen Gemischen mittels Funkenzündung beschreibt (vgl. Kapitel 2.3.2.2). Dieses Modell hat sich in der Literatur bezüglich der Entflammung heterogener Gemische etabliert und wird noch von späteren Arbeiten hierzu zitiert (z.B. [131] [8]). Das Modell ist experimentell validiert für atmosphärische und subatmosphärische Drücke sowie für Umgebungstemperatur. Die Bedingungen der im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten motorischen Entflammung unterscheiden sich hiervon wesentlich. Weiterhin ist eine Modellkonstante enthalten, die von den dort verwendeten Versuchsbedingungen abhängt. Aus den genannten Gründen wird das Modell daher für die Gewinnung von qualitativen Aussagen im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse genutzt. Da das phänomenologische Modell auf den wesentlichen physikalischen Prozessen basiert, erscheint die qualitative Anwendung auf die hier vorliegenden motorischen Randbedingungen als gerechtfertigt.

Zentrale Bewertungsgröße des Modells ist der kritische Flammenkern-durchmesser $D_{Fk,krit}$, ab dessen Größe die Wärmeproduktion aus der Verbrennung die Wärmeverluste infolge Leitung und turbulentem Transport übersteigt. Der Zündfunke hat somit so viel Zündenergie an das Gemisch zu übertragen, bis ein

Flammenkern mit dem Durchmesser $D_{Fk,krit}$ auf die Flammentemperatur erhitzt werden kann und somit dessen weiteres selbstständiges Anwachsen ermöglicht wird. Ein kleiner Wert für den kritischen Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$ korrespondiert somit mit einer geringen minimalen Zündenergie $E_{Zünd,min}$ und charakterisiert damit ein Gemisch mit guten Entflammungseigenschaften. Ein hoher Wert des kritischen Flammenkerndurchmessers bedeutet im Umkehrschluss eine hohe minimale Zündenergie und repräsentiert ein schlecht entflammbares Gemisch.

Das verwendete Modell basiert zentral auf der Energiebilanz des Flammenkerns. Für die Herleitung der relevanten Gleichungen sowie für die Erläuterungen der zugrundeliegenden Annahmen sei auf die Ausführungen im Anhang (Kapitel A.3) verwiesen. Folgende Einflussgrößen werden im Rahmen der Parameterstudie untersucht:

- Luftverhältnis λ
- Durchmesser d_{32}
- Wärmetransportzahl B_H
- Anteil dampfförmiger Kraftstoff Ω
- turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u'
- Restgasgehalt X_{RG}

Entsprechend den Ausführungen in Kapitel A.3 kann der kritische Flammenkerndurchmesser wie folgt berechnet werden (vgl. Gleichung (A.26)):

$$D_{Fk,krit} = \left(1 + 0,08 \cdot \frac{u' \cdot D_{Fk,krit}}{a_L} \right)^{0,5} \cdot (A_v + A_b)^{0,5} \quad (6.1)$$

Darin tritt der Verdunstungsterm A_v auf, für den gilt:

$$A_v = \frac{C_3^3 \cdot (1 - \Omega) \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot \lambda \cdot d_{32}^2}{C_1 \cdot \rho_L \cdot \ln(1 + B_H) \cdot (1 + 0,25 \cdot C_2^{0,5} \cdot Re_{d_{32}}^{0,5})} \quad (6.2)$$

mit: $Re_{d_{32}} = \frac{u' \cdot d_{32}}{\nu_L}$

$$C_1 = \frac{d_{20}}{d_{32}}; \quad C_2 = \frac{d_{10}}{d_{32}}; \quad C_3 = \frac{d_{30}}{d_{32}}$$

Der Verdunstungsterm nimmt bei geringer Verdunstungsgeschwindigkeit große Werte an, was beispielsweise bei schlechter Zerstäubung (großer Sauterdurchmesser d_{32}) oder bei nicht-volatilen Brennstoffen (geringe Wärmetransportzahl B_H) der Fall ist.

Der Verbrennungsterm A_b berechnet sich nach

$$A_b = \left(\frac{10 \cdot a_L}{(S_l - 0,16 \cdot u')} \right)^2 \quad (6.3)$$

Hierin treten als maßgebliche Größen die vom Luftverhältnis λ abhängige laminare Brenngeschwindigkeit S_l sowie die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' auf. Letztere trägt wesentlich zum Wärmeverlust des Flammenkerns bei. Bei hoher Brenngeschwindigkeit S_l wird der Verbrennungsterm klein infolge der hohen Reaktionsgeschwindigkeit, bei hoher turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit u' nimmt er bedingt durch den größeren Wärmeverlust größere Werte an.

Infolge der im Modell gemachten Vereinfachungen sowie der Anwendung auf die motorischen Bedingungen wird die Sensitivitätsanalyse qualitativ durchgeführt. Als erste Beurteilungsgröße wird im Rahmen dieser Arbeit hierzu das Verhältnis R_{Fk} eingeführt, das das Verhältnis darstellt zwischen dem Verbrennungsterm A_b und dem Verdunstungsterm A_v :

$$R_{Fk} = \frac{A_b}{A_v} \quad (6.4)$$

Für ein Verhältnis $R_{Fk} \ll 1$ ist die Verdunstung der den Entflammungsvorgang limitierende Prozess, da der Verdunstungsterm A_v wesentlich größer ist als der Verbrennungsterm A_b . Für $R_{Fk} \gg 1$ ist die Reaktionskinetik der langsamere und somit dominierende Vorgang. Als zweite Beurteilungsgröße wird der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ eingeführt, der den jeweiligen kritischen Flammenkerndurchmesser ins Verhältnis setzt zum kritischen Flammenkerndurchmesser des Referenzpunkts $D_{Fk,krit,Referenz}$:

$$D_{Fk,krit,n} = \frac{D_{Fk,krit}}{D_{Fk,krit,Referenz}} \quad (6.5)$$

Ein normierter kritischer Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n} > 1$ sagt aus, dass der untersuchte Zustand im Vergleich zum Referenzzustand ein schlechteres Entflammungsverhalten aufweist, ein Wert von $D_{Fk,krit,n} < 1$ drückt entsprechend ein verbessertes Entflammungsverhalten aus.

6.2 Der Referenzzustand

Mit den Größen des Referenzzustands wird der kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,Referenz}$ berechnet, der den Bezugspunkt der Parametervariation bildet. Dem Referenzzustand liegen die Brennraumbedingungen beim Kurbelwinkel $\alpha_{ZZP} = 22^\circ \text{KW v. ZOT}$ zugrunde, was einem Einspritzende von $\alpha_{ESE} = 25^\circ \text{KW v. ZOT}$ und einem Zündabstand von $\alpha_{ESE} - \alpha_{ZZP} = 3^\circ \text{KW}$ entspricht (vgl. Referenzbedingungen der Druckkammermessungen, Kapitel 5.1). Die Brennraumtemperatur beträgt somit $\mathcal{G}_{Br} = 425^\circ \text{C}$ bei einem Druck von $p_{Br} = 13 \text{ bar}$ (vgl. Bild 4.2). Für die Gasphase werden die Stoffwerte von Luft verwendet. Für den Kraftstoff werden die Daten des häufig in Simulationsarbeiten verwendeten Benzin-Ersatzkraftstoffs Iso-Oktan herangezogen, da Benzin als Mehrkomponentengemisch nur mit sehr aufwändigen Methoden beschreibbar ist. Nach [70] kann bei hinreichend hohen Gastemperaturen mit einem Einkomponentenkraftstoff in guter Näherung das Verdunstungsverhalten von Benzin nachgebildet werden. Auch bezüglich der Brenngeschwindigkeit ist Iso-Oktan ein häufig verwendeter Ersatzkraftstoff. Weiterhin ist der zur Berechnung der Wärmetransportzahl B_H benötigte Term $\Delta h_r / L_{st}$ (siehe Gleichung (6.6)) für Iso-Oktan und Benzin praktisch identisch (vgl. hierzu Daten aus Tabelle 6.2 und [133]).

6.2.1 Bestimmung der Wärmetransportzahl

Die Wärmetransportzahl B_H des brennenden Tropfens berechnet sich nach (vgl. Kapitel A.3):

$$B_H = \frac{\frac{\Delta h_r}{L_{st}} + c_{p,L} \cdot (\mathcal{G}_{L,\infty} - \mathcal{G}_{Kr,S})}{\Delta h_v + c_{Kr,Fl} \cdot (\mathcal{G}_{Kr,S} - \mathcal{G}_{Kr,Fl,0})} \quad (6.6)$$

Darin geht die Temperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$ ein, die die Kraftstofftemperatur unmittelbar vor Beginn der Zündungseinleitung darstellt. Der Kraftstoff tritt aus der Düse mit der Temperatur $\mathcal{G}_{Kr,t=0}$ aus und wird von der heißen Gasatmosphäre auf seinem Weg zum Zündort auf die Temperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$ aufgeheizt. Die Temperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$ wird zunächst mit einem Computerprogramm numerisch berechnet, das zentral auf der Arbeit von GARTUNG [70] beruht. Basierend auf [70] ist die Berechnung der Tropfenaufheizung für den Fall des einkomponentigen Kraftstoffs durchgeführt, was im Vergleich zum Mehrkomponentenkraftstoff eine wesentliche Vereinfachung darstellt. Die programmtechnische Umsetzung wird in der Arbeit [193] mit dem Uniform-Temperature-Modell für einen Einzeltropfen durchgeführt (Kapitel 2.2.3).

Nach [134] sind Temperaturgradienten im Tropfeninnern bei der motorischen Anwendung vernachlässigbar, so dass das Uniform-Temperature-Modell ein geeignetes Berechnungsverfahren darstellt. Für die Berechnung der Tropfentemperatur wird abweichend vom sonstigen Vorgehen anstelle von Iso-Oktan der ebenfalls weit verbreitete Benzin-Ersatzkraftstoff N-Heptan verwendet. Ursächlich hierfür ist, dass in dem verwendeten Computerprogramm die temperaturabhängigen Stoffwerte für Iso-Oktan nicht implementiert sind, wogegen die Werte für N-Heptan zur Verfügung stehen. Die Werte für N-Heptan entsprechen denen aus [221].

Die für die Berechnung der Tropfentemperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$ zugrundeliegenden Ausgangsdaten sind in **Tabelle 6.1** zusammengefasst. Die Bedingungen der umgebenden Gasphase werden entsprechend dem Einspritzende $\alpha_{ESE} = 25^\circ\text{KW}$ v. ZOT gewählt (vgl. Tabelle 4.1), was einem mittleren, während des Einspritzvorgangs herrschenden Zustand entspricht. Die weiteren in Tabelle 6.1 aufgeführten Parameter wurden entsprechend abgeschätzt. Die Temperaturberechnung wird basierend auf den angegebenen Werten durchgeführt, es werden zusätzlich Variationen bei weiteren Werten des Tropfendurchmessers $d_{t=0}$, der Tropfengeschwindigkeit $u_{t=0}$ sowie des Massenbruchs des dampfförmigen Kraftstoffs in der Umgebung $Y_{Kr,\infty}$ berechnet (in Tabelle 6.1 kursiv dargestellt). Weiterhin werden für die Berechnung ein unendliches Gasvolumen sowie die Tropfenabbremmung durch Luftwiderstand zugrundegelegt.

Tabelle 6.1: Ausgangsdaten zur Berechnung der Tropfentemperatur

Kraftstoff	N-Heptan
Umgebungstemperatur $\mathcal{G}_{L,\infty}$	407°C
Umgebungsdruck	11,6 bar
Kraftstofftemperatur $\mathcal{G}_{Kr,t=0}$	70°C
<i>Tropfendurchmesser $d_{t=0}$</i>	<i>25 μm</i>
<i>Tropfengeschwindigkeit $u_{t=0}$</i>	<i>40 m/s</i>
<i>Massenbruch der Umgebung $Y_{Kr,\infty}$</i>	<i>0,1</i>

Die berechneten zeitlichen Verläufe der Tropfentemperatur sind im **Bild 6.1** dargestellt. Es zeigt sich, dass die Tropfenaufheizung bei den zugrundeliegenden Parametern nach ca. 0,3 - 0,4 ms abgeschlossen ist und der Tropfen eine Beharrungstemperatur von ca. $\mathcal{G} = 155^\circ\text{C}$ erreicht. Die Ankunft der Sprayfront nach Beginn der Injektoransteuerung beträgt ca. 0,25 ms (vgl. Bild 5.11). Aufgrund der komplexen Wirbelströmung ist davon auszugehen, dass die zum Zündzeitpunkt am Zündort vorliegenden Kraftstofftropfen eine deutlich längere Zeit im Brennraum verbracht haben im Vergleich zur sehr schnellen Sprayfront. Somit kann die gesuchte Kraftstofftemperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$ abgeschätzt werden zur berechneten Beharrungstemperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0} = 155^\circ\text{C}$. Die Siedetemperatur von N-Heptan beim Druck von

$p = 11,6$ bar beträgt $\mathcal{G}_s = 210^\circ\text{C}$ [50] und liegt somit deutlich über der hier ermittelten Temperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$. In **Tabelle 6.2** sind die Größen zur Berechnung der Wärmetransportzahl des Referenzzustands zusammengefasst. Mit den angegebenen Werten ergibt sich die Wärmetransportzahl zu $B_H = 8.8$.

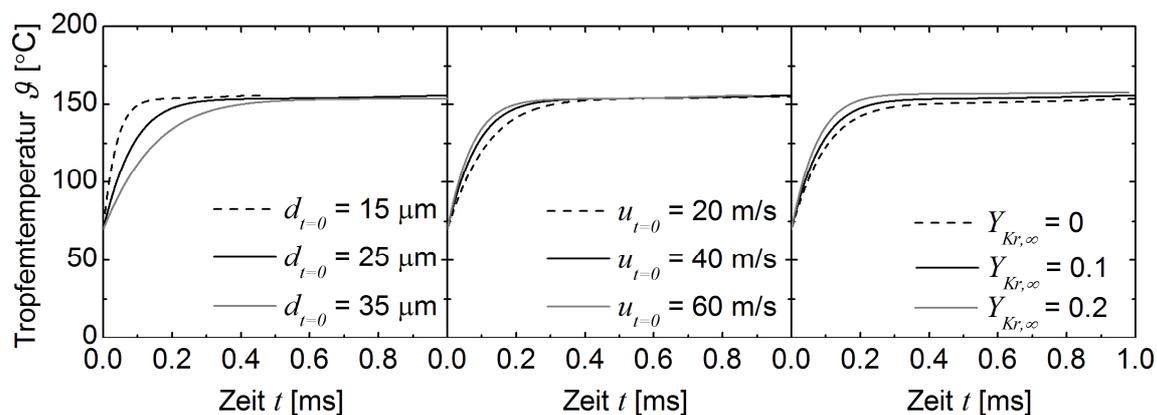


Bild 6.1: Zeitlicher Verlauf der Tropfentemperatur

Tabelle 6.2: Größen zur Berechnung der Wärmetransportzahl B_H

		Quelle
Umgebungstemperatur $\mathcal{G}_{L,\infty} = \mathcal{G}_{Br}$	425°C	Bild 4.2
Umgebungsdruck p_{Br}	13,0 bar	Bild 4.2
spez. Wärmekapazität Luft $c_{p,L}$	1,077 kJ/kg	[220] ³
Reaktionsenthalpie Δh_r	44,6 MJ/kg	[167] Iso-Oktan
stöchiometrischer Luftbedarf L_{st}	15,01 kg _L /kg _{Kr}	[28] Iso-Oktan
Siedetemperatur Kraftstoff $\mathcal{G}_{Kr,S}$ (bei p_{Br})	223°C	[50] Iso-Oktan
Kraftstofftemperatur $\mathcal{G}_{Kr,Fl,0}$	155°C	Bild 6.1
Verdunstungsenthalpie Δh_v (bei $\mathcal{G}_{Kr,S}$)	166 kJ/kg	[50] Iso-Oktan
spez. Wärmekapazität Kraftstoff $c_{Kr,Fl}$ (bei $1/2 \cdot (\mathcal{G}_{Kr,S} + \mathcal{G}_{Kr,Fl,0})$)	2,87 kJ/kg	[50] ⁴ Iso-Oktan

³ interpoliert

⁴ extrapoliert

6.2.2 Laminare Brenngeschwindigkeit

Die laminare Brenngeschwindigkeit S_l wird häufig mittels empirischer Ansätze der Form $S_l = f(\lambda, p_{Br}, T_{Br})$ berechnet. In den Arbeiten von METGHALCHI [135] und RHODES [162] wird die laminare Brenngeschwindigkeit von Kraftstoffen in Abhängigkeit vom Luftverhältnis λ mit einfachen Parabelansätzen beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein relativ neuer Ansatz nach PAE [142] [46] verwendet, in dem die Abhängigkeit vom Luftverhältnis mit einem Exponentialansatz beschrieben wird, siehe Kapitel A.5. Im Vergleich zu den Parabelansätzen wird der unsymmetrischen Verlauf im über- und unterstöchiometrischem Bereich besser abbildet. Im **Bild 6.2** ist die laminare Brenngeschwindigkeit S_l nach PAE für Iso-Oktan in Abhängigkeit der Brennraumbedingungen des Versuchsaggregats zu verschiedenen Zündzeitpunkten dargestellt. Zugrunde liegen die Einspritzzeitpunkte $\alpha_{ESE} = 30, 25$ und 20°KW v. ZOT bei einem Zündabstand von jeweils $\alpha_{ESE} - \alpha_{ZZP} = 3^\circ\text{KW}$ (vgl. Bild 4.2). Der Einfluss des Restgasgehalts X_{RG} auf die Brenngeschwindigkeit wird mit dem Ansatz nach GÜLDER [76] berücksichtigt ($X_{RG} = 0,03$, vgl. Kapitel A.4):

$$S_l = S_{l, X_{RG}=0} \cdot (1 - 2.3 \cdot X_{RG}) \quad (6.7)$$

Grundsätzlich steigt die laminare Brenngeschwindigkeit bei steigender Temperatur des Frischgemisches während sie mit zunehmendem Druck abnimmt. Zum Vergleich ist die Brenngeschwindigkeit unter Umgebungsbedingungen ($\vartheta = 20^\circ\text{C}$, $p = 1$ bar) im Bild 6.2 mit eingetragen.

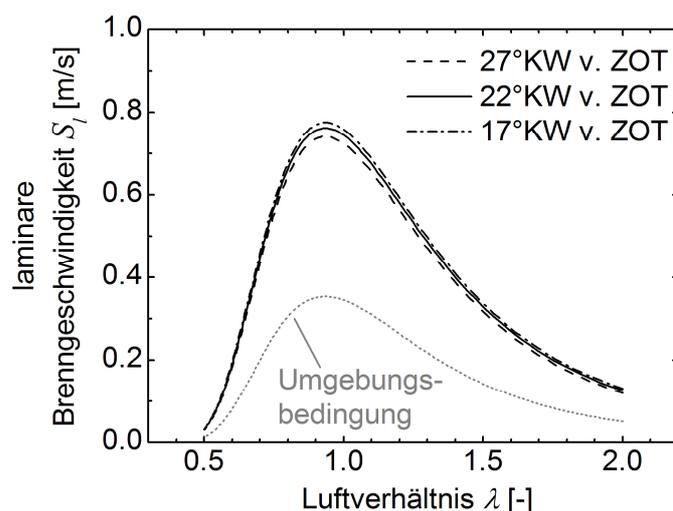


Bild 6.2: Laminare Brenngeschwindigkeit S_l von Iso-Oktan in Abhängigkeit des Luftverhältnisses λ und des Zündzeitpunkts α_{ZZP} ($X_{RG} = 0,03$)

6.2.3 Werte des Referenzzustands

Die Werte des Referenzzustands bilden den Ausgangspunkt der Sensitivitätsanalyse. In **Tabelle 6.3** sind sämtliche Werte zur Berechnung zusammengefasst, die im Rahmen der Sensitivitätsanalyse variierten Größen sind kursiv dargestellt. Der Referenzzustand weist ein stöchiometrisches Luftverhältnis auf ($\lambda = 1$), der Restgas-

Tabelle 6.3: Größen des Referenzzustands

	Wert	Quelle
<i>Luftverhältnis λ</i>	1	
<i>Restgasgehalt X_{RG}</i>	0,03	Schätzung
<i>turb. Schwankungsgeschwindigkeit u'</i>	1 m/s	
<i>Wärmetransportzahl B_H</i>	8,8	Gleichung (6.6)
<i>Anteil dampfförmiger Kraftstoff Ω</i>	0,2	Schätzung
<i>Tropfendurchmesser d_{32}</i>	8 μm	PDA-Messungen
Konstanten $C_1; C_2; C_3$	0,78; 0,71; 0,85	PDA-Messungen
Kraftstoffdichte $\rho_{Kr,Fl}$	700 kg/m ³	
Luftdichte ρ_L	6,49 kg/m ³	Tabelle 5.2
spez. Wärmekapazität Luft $c_{p,L}$	1,077 kJ/kg	[220] ⁵
Wärmeleitfähigkeit Luft k_L	0,0519 W/(m K)	[220] ⁵
Temperaturleitkoeffizient Luft a_L	$7,425 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	$a_L = k_L / (\rho_L \cdot c_{p,L})$
dynamische Viskosität Luft μ_L	$340,7 \cdot 10^{-7} \text{ kg}/(\text{m s})$	[220] ⁵
kinematische Viskosität Luft ν_L	$5,25 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	$\nu_L = \mu_L / \rho_L$

gehalt wird mit $X_{RG} = 0,03$ abgeschätzt, und repräsentiert somit einen Wert ohne Abgasrückführung. Hieraus ergibt sich bei den vorliegenden Brennraumbedingungen eine laminare Brenngeschwindigkeit von $S_l = 0,745 \text{ m/s}$. Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit wird mit $u' = 1 \text{ m/s}$ angenommen. Wie in Kapitel A.3 erläutert, liegt dieser Wert unterhalb realistischer motorischer Werte. Da der Gültigkeitsbereich des Modells bezüglich der Turbulenz mit $u' \leq 2 \cdot S_l$ angegeben wird, kann der Turbulenzeinfluss nur abgeschätzt werden. Der zu Beginn der Zündungseinleitung dampfförmig vorliegende Kraftstoffanteil wird abgeschätzt zu $\Omega = 0,2$, was bedeutet, dass lediglich 20% der Kraftstoffmasse des am Zündort vorliegenden Kraftstoffs zum Zündzeitpunkt verdunstet ist. Der Tropfendurchmesser wird entsprechend den PDA-Messungen mit $d_{32} = 8 \mu\text{m}$ verwendet, die Konstanten

⁵ interpoliert

C_1 bis C_3 sind ebenfalls aus den PDA-Messungen gewonnen (vgl. Bild 5.15). Die Dichte des Kraftstoffs wird analog zur Extinktionsmessung (vgl. Kapitel 4.4.1.3) mit $\rho_{Kr,Fl} = 700 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Die Stoffdaten von Luft sind gemäß den Brennraumbedingungen zum Zündzeitpunkt $\alpha_{ZZP} = 22^\circ\text{KW v. ZOT}$ ermittelt.

6.3 Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse

Ausgehend von den Werten des Referenzzustands wird jeweils einer der in Tabelle 6.3 kursiv dargestellten Parameter variiert während alle weiteren unverändert bleiben. Für jede Parametervariation wird das Verhältnis R_{Fk} sowie der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ berechnet, siehe **Bild 6.3**. Der Referenzpunkt ist jeweils durch einen Kreis gekennzeichnet. Das Verhältnis aus Verbrennungsterm und Verdunstungsterm beträgt für den Referenzzustand $R_{Fk} = 12,2$. Somit ist der Verbrennungsterm A_b wesentlich größer als der Verdunstungsterm A_v , was bedeutet, dass die Reaktionsgeschwindigkeit der limitierende Prozess darstellt und die Verdunstung hinreichend schnell abläuft. Der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ beträgt beim Referenzzustand definitionsgemäß $D_{Fk,krit,n} = 1$. Der Einfluss des Luftverhältnisses λ ist in den Diagrammen a) und b) (Bild 6.3) dargestellt. Mit zunehmendem Luftverhältnis steigt das Verhältnis R_{Fk} infolge der abnehmenden laminaren Brenngeschwindigkeit. Der Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ steigt deutlich an, da der ohnehin limitierende Prozess der chemischen Reaktionsumsetzung noch weiter verlangsamt wird. Mit zunehmendem Tropfendurchmesser d_{32} (Diagramm c)) fällt das Verhältnis R_{Fk} ab durch die Abnahme der Verdunstungsgeschwindigkeit. Für Durchmesser ab dem Wert von ca. $d_{32} = 30 \mu\text{m}$ wird das Verhältnis $R_{Fk} < 1$, so dass bei weiterer Vergrößerung der Tropfendurchmesser die Verdunstung zunehmend den Entflammungsvorgang dominiert. Entsprechend steigt der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ bei größeren Tropfendurchmessern an (Diagramm d)). Der Einfluss der Wärmetransportzahl B_H auf das Verhältnis R_{Fk} ist relativ gering. Bei sehr niedrigen Werten für die Wärmetransportzahl ($B_H < 4$) ergeben sich kleinere Werte für R_{Fk} infolge der gehemmten Verdunstung (Diagramme e)). Da die Verdunstung den Entflammungsvorgang nicht dominiert, ist der Einfluss der Wärmetransportzahl B_H auf den Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ sehr gering (Diagramm f)). Bei Variation des dampfförmigen Kraftstoffanteils Ω (Diagramme g) und h)) strebt das Verhältnis R_{Fk} für den Grenzfall $\Omega \rightarrow 1$ definitionsgemäß gegen unendlich. Analog zur Wärmetransportzahl ist der Einfluss des dampfförmigen Kraftstoffanteils Ω auf den Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ und damit auf das Entflammungsverhalten vernachlässigbar aufgrund der untergeordneten Bedeutung des Verdunstungsvorgangs. Eine Zunahme der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' resultiert

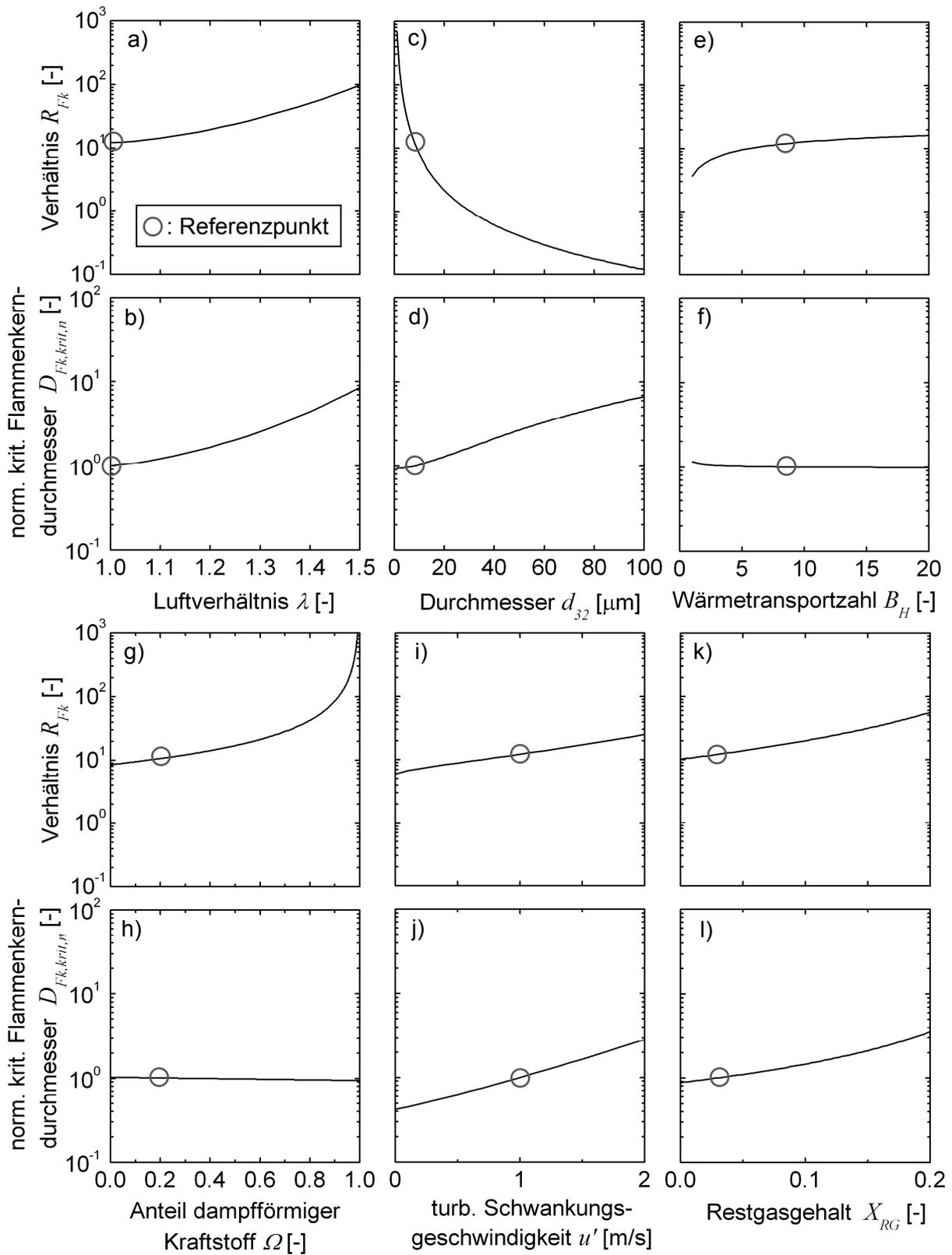


Bild 6.3: Parametervariation ausgehend vom Referenzzustand: Verhältnis R_{Fk} sowie normierter kritischer Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$

in einer Vergrößerung sowohl des Verhältnisses R_{Fk} als auch des Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ infolge des damit verbundenen Wärmeverlusts des Flammenkerns (Diagramme i) und j)). Der Restgasgehalt X_{RG} bewirkt eine Abnahme der laminaren Brenngeschwindigkeit und somit eine Vergrößerung des Verhältnisses R_{Fk} und des Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ (Diagramme k) und l)).

Im Folgenden soll der Einfluss des Tropfendurchmessers weiter analysiert werden, da hiermit eng die Anforderungen an die Zerstäubungsgüte verknüpft sind. Im **Bild 6.4** ist der Einfluss des Tropfendurchmessers d_{32} in Abhängigkeit des Luftverhältnisses dargestellt (alle übrigen Parameter weisen Referenzwerte entsprechend Tabelle 6.3 auf). Das Verhältnis R_{Fk} nimmt mit zunehmendem Tropfendurchmesser kleinere Werte an, eine Zunahme des Luftverhältnisses bewirkt eine Zunahme des Verhältnisses. Der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ steigt mit Abmagerung des Gemisches an, der Einfluss des Tropfendurchmessers nimmt jedoch mit zunehmendem Luftverhältnis ab. Für das Luftverhältnis $\lambda = 1,5$ ist nahezu keine Abhängigkeit mehr vom Tropfendurchmesser auszumachen, da aufgrund der geringen laminaren Brenngeschwindigkeit die verdunstungskinetischen Einflüsse an Bedeutung verlieren. Somit ergeben sich wie im Diagramm gezeigt für Tropfendurchmesser von $d_{32} = 8 \mu\text{m}$ und $d_{32} = 50 \mu\text{m}$ nahezu identische Werte für den Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$.

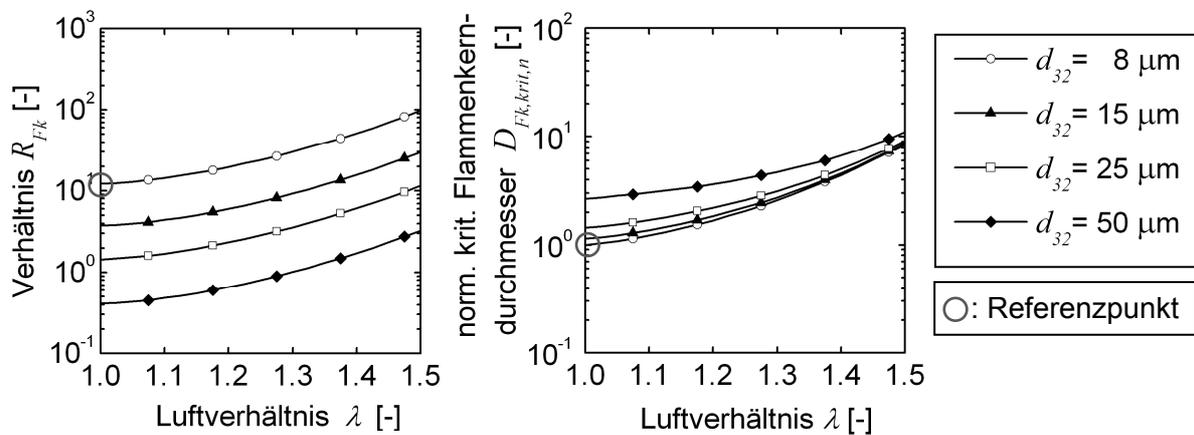


Bild 6.4: Variation von Tropfendurchmesser d_{32} und Luftverhältnis λ

Den Einfluss des Tropfendurchmessers bei Variation der Wärmetransportzahl B_H , des Anteils dampfförmigen Kraftstoffs Ω , der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' sowie des Restgasgehalts X_{RG} zeigen **Bild 6.5** für das stöchiometrische Gemisch ($\lambda = 1$) sowie **Bild 6.6** für das magere Gemisch ($\lambda = 1,3$). Für beide Luftverhältnisse nimmt das Verhältnis R_{Fk} für steigende Tropfendurchmesser für alle untersuchten Parameterbereiche stets ab, da hiermit die Verdunstungsgeschwindigkeit abnimmt bei jeweils gleichbleibender Reaktionsgeschwindigkeit. Beim Luftverhältnis $\lambda = 1$ ist der Einfluss des Tropfendurchmessers

auf den Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ für Durchmesser von $d_{32} = 8 - 25 \mu\text{m}$ für die gezeigten Parametervariationen gering, was bedeutet, dass der Tropfendurchmesser in diesen Bereichen das Entflammungsverhalten nur unwesentlich beeinflusst (Bild 6.5, Diagramme b), d), f), h)). Der Vergleich des stöchiometrischen und des mageren Gemischs (Bild 6.5 und Bild 6.6) zeigt, dass das Verhältnis R_{Fk} bei der Abmagerung für alle Parametervariationen stets zunimmt, was bedeutet, dass die Verdunstungskinetik an Bedeutung verliert (jeweils Diagramme a), c), e), g)). Der kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ wird ebenfalls für alle Variationsbereiche größer, was den dominanten Einfluss des Luftverhältnisses aufzeigt (jeweils Diagramme b), d), f), h)). Für Durchmesser im Bereich von $d_{32} = 8 - 25 \mu\text{m}$ sind für das magere Luftverhältnis die Unterschiede bezüglich der Zielgröße $D_{Fk,krit,n}$ im Vergleich zum stöchiometrischen Gemisch noch geringer. Der Einfluss des Tropfendurchmessers auf das Entflammungsverhalten fällt im angegebenen Bereich somit beim mageren Gemisch noch geringer aus.

Mit dem hier verwendeten phänomenologischen Modell nach BALLAL UND LEFEBVRE können die für die Entflammung wesentlichen Parameter erfasst und die physikalischen Wirkzusammenhänge nachvollzogen werden. Im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse kann der Einfluss der Parameter qualitativ abgeschätzt werden. Für den Referenzzustand wird mit dem Verhältnis $R_{Fk} = 12,2$ der dominante Einfluss der Reaktionskinetik und die untergeordnete Rolle der Verdunstungskinetik deutlich. Mit zunehmendem Tropfendurchmesser verschiebt sich der limitierende Einfluss in Richtung des Verdunstungsprozesses. Im mageren Gemisch nimmt der Einfluss des Tropfendurchmessers ab. Die Sensitivitätsanalyse zeigt somit für das heterogene Gemisch die bedeutende Rolle des Luftverhältnisses bei den gegebenen Bedingungen auf.

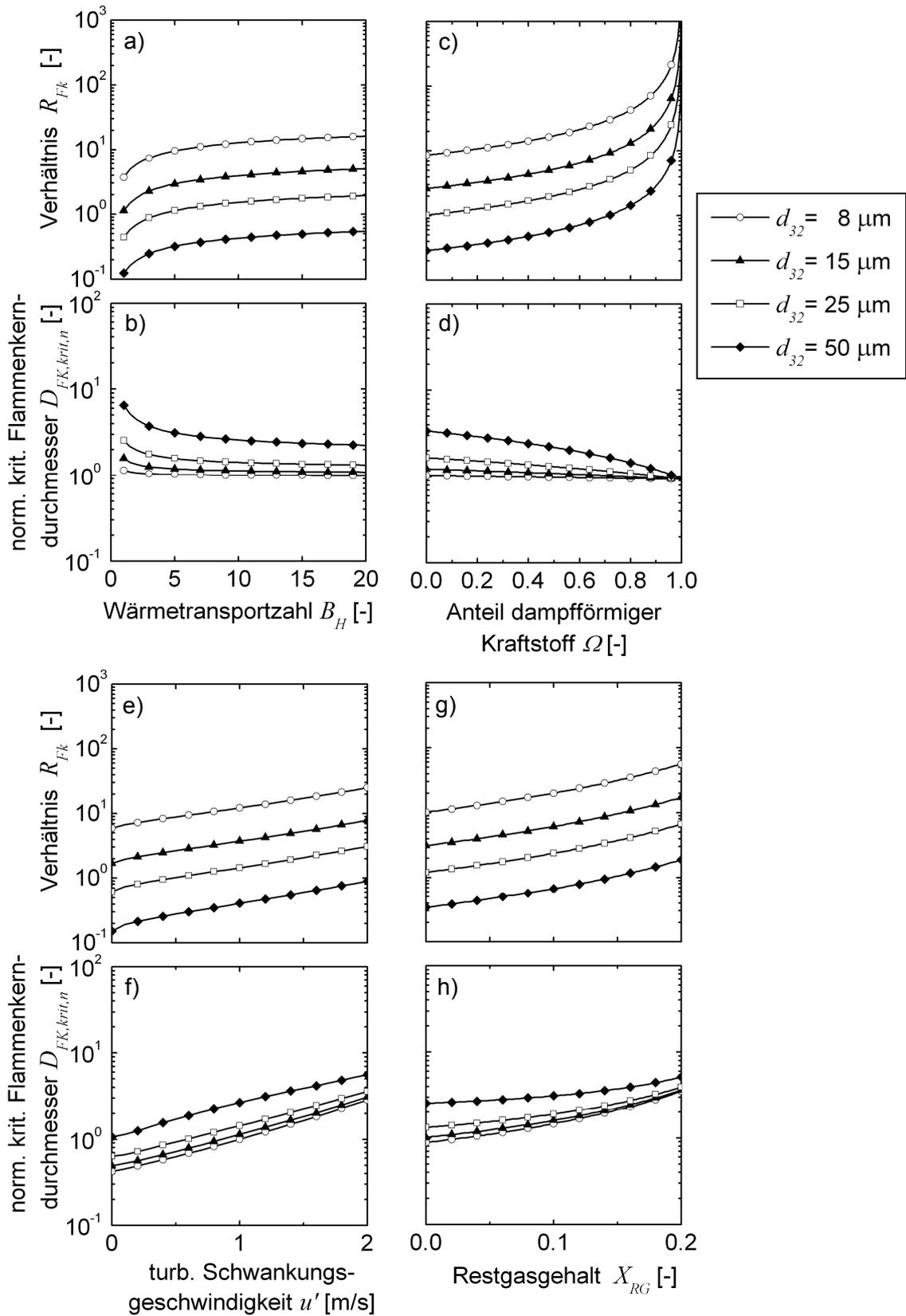


Bild 6.5: Parametervariation bei stöchiometrischem Luftverhältnis ($\lambda = 1$)

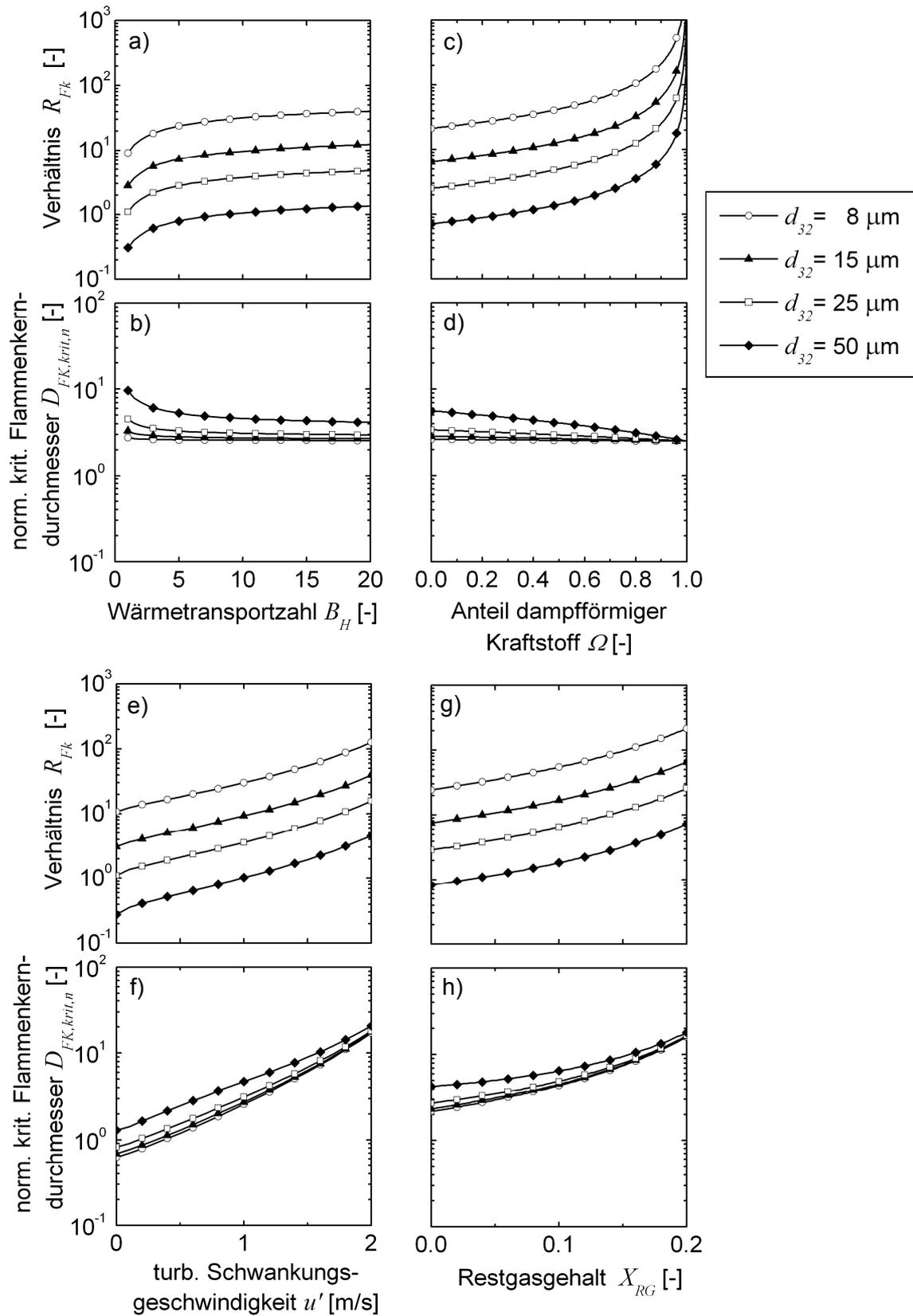


Bild 6.6: Parametervariation bei magerem Luftverhältnis ($\lambda = 1,3$)

7

Zusammenfassung und Ausblick

Das strahlgeführte Brennverfahren stellt eine wirksame Methode dar, um in der Teillast den Kraftstoffverbrauch im Vergleich zum homogenen Ottomotor deutlich abzusenken. Aufgrund der kurzen zur Verfügung stehenden Gemischbildungszeit ist die hinreichende Gemischaufbereitung ein wesentlicher Aspekt bezüglich der sicheren Entflammung. In der vorliegenden Arbeit wurde das Spray einer Piezo-A-Düse hinsichtlich entflammungsrelevanter Eigenschaften experimentell untersucht sowie die gewonnenen Spraycharakteristika mit motorischem Entflammungsverhalten korreliert. Zur theoretischen Analyse der bezüglich der Sprayzündung relevanten Parameter wurde ein geeignetes phänomenologisches Modell aus der Literatur herangezogen. Aus den experimentellen und theoretischen Arbeiten werden Schlussfolgerungen für die Darstellung einer robusten Entflammung abgeleitet.

Visualisierung des Lamellenaustritts

Zunächst wurden der Austritt und der Zerfall der Flüssigkeitslamelle am Düsenmund fernfeldmikroskopisch unter atmosphärischen Bedingungen untersucht. Mit zunehmendem Kraftstoffdruck wird der Übergang von einer geschlossenen Flüssigkeitslamelle hin zu einer von starker Strähnigkeit geprägten Spraystruktur beobachtet. Hierbei zeigt sich eine hohe Reproduzierbarkeit sowohl bezüglich der Position als auch der Eindringtiefe der einzelnen Strähnen. Weiter kann gezeigt werden, dass der Kraftstoff die Düse zunächst als geschlossene Lamelle verlässt, bevor diese bei hohen Kraftstoffdrücken in unmittelbarer Düsennähe (ca. 0,1 mm) zerfällt.

Sprayuntersuchungen an der Druckkammer

Den Schwerpunkt der Arbeit bilden die Sprayuntersuchungen an der beheizbaren Druckkammer unter motornahen Randbedingungen. Die globale Sprayausbreitung wurde mit dem Schatten- und Schlierenverfahren mittels Hochgeschwindigkeitsvisualisierung untersucht. Für die Charakterisierung des hinsichtlich des Entflammungsverhaltens relevanten Randwirbelgebiets kamen laseroptische Messmethoden zum Einsatz, wobei gerade durch die Kombination verschiedener Verfahren ein wesentlicher Erkenntnisgewinn erzielt werden konnte. Mit der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) können Tropfendurchmesser und -geschwindigkeiten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung erfasst werden. Mit der Kenntnis der im Spray vorliegenden Tropfendurchmesser können Aussagen bezüglich der Kinetik des Wärme- und Stofftransports getroffen werden. Demzufolge stellt der Tropfendurchmesser eine wichtige Eingangsgröße für das phänomenologische Modell dar. Das auf den Einsatzfall adaptierte Extinktionsverfahren erlaubt die quantitative Bestimmung des flüssigen Kraftstoffanteils. In Verbindung mit den Ergebnissen der PDA-Messungen kann somit das mit der flüssigen Kraftstoffphase gebildete Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ gebildet werden.

Ausgehend von einem Referenzzustand, der einen typischen motorischen Teillastbetriebspunkt abbildet, werden die Sprayuntersuchungen unter Variation von Einspritzart (Einfach-, Mehrfacheinspritzung), Kammerdruck, Kammertemperatur sowie Injektoransteuerdauer durchgeführt. Zur Untersuchung des Zündkerzeninflusses werden zusätzlich Messungen bei eingebauter Zündkerze durchgeführt. Sowohl die Kammerbedingungen als auch die Ansteuerzeiten des Injektors sind von motorisch gewonnenen Daten des Einzylinder-Forschungsaggregats abgeleitet (Basis: M272DE, *Daimler AG*). Dem besagten Referenzzustand liegt der motorische Betriebspunkt der Drehzahl $n = 2000$ 1/min bei einem Mitteldruck von $p_{mi} = 3$ bar und einem Ende der Einspritzung von $\alpha_{ESE} = 25^\circ\text{KW}$ v. ZOT zugrunde. Die Kammertemperatur beträgt konstant $\vartheta_K = 200^\circ\text{C}$, der Kammerdruck wird entsprechend so gewählt, dass dieselbe Luftdichte wie im Brennraum zum Zeitpunkt des Einspritzendes erreicht wird. Der Kammerdruck ist somit im Vergleich zum Brennraum stets etwas geringer, er beträgt unter Referenzbedingungen $p_K = 8,1$ bar (abs.). Der Kraftstoffdruck im Hydrauliksystem wird mit $p_{Kr} = 196$ bar so eingestellt, dass sich derselbe Differenzdruck an der Düse ergibt wie im Forschungsmotor.

Die Sprayuntersuchungen an der Druckkammer werden unter Variation folgender Einflussparameter durchgeführt:

- Einspritzart: 1-fach-, 2-fach-, 3-fach-Einspritzung
- Kammerdruck: $p_K = 5,9; 6,9; 8,1; 9,4; 10,8$ bar
- Kammertemperatur: $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}; 20^\circ\text{C}$
- Injektoransteuerdauer: $t_i = 100 \mu\text{s}$ bis $t_i = 500 \mu\text{s}$ ($\Delta t_i = 100 \mu\text{s}$)
- Zündkerzeneinfluss: mit/ohne eingebauter Zündkerze

Das Schlierenverfahren erlaubt neben der Darstellung der globalen Sprayausbreitung auch die Visualisierung der dampfförmigen Kraftstoffphase. Bei der 3-fach-Einspritzung sind hier im Vergleich zur 1-fach-Einspritzung infolge der längeren Gemischbildungszeit bei der Mehrfacheinspritzung am Zündort zum Zündzeitpunkt mehr Dampfanteile sichtbar. Mit dem Schattenverfahren werden die zyklische Reproduzierbarkeit des Sprays sowie die Strahleindringtiefe und die Strahlbreite ermittelt. Unabhängig von der Anzahl der Einspritzungen wird eine gute Reproduzierbarkeit der Sprayausbreitung festgestellt. Durch die Applikation von Mehrfacheinspritzungen kann sowohl die Strahleindringtiefe als auch die Strahlbreite im Vergleich zur 1-fach-Einspritzung reduziert werden. Dies ist hinsichtlich der Benetzung der Brennraumwände mit flüssigem Kraftstoff von Bedeutung. Ein höherer Gegendruck, wie es bei späten Einspritzzeitpunkten der Fall ist, verringert unabhängig von der Anzahl der Teileinspritzungen sowohl die Strahleindringtiefe als auch die Strahlbreite. Mit ansteigender Injektoransteuerdauer t_i (1-fach-Einspritzung) nimmt die Strahleindringtiefe zu, wenngleich deren Zuwachs mit steigender Ansteuerdauer abnimmt. Die Strahlbreite ist für Ansteuerdauern ab $t_i = 200 \mu\text{s}$ nur in geringem Maße von der Ansteuerdauer abhängig, für Zeitpunkte $t > 800 \mu\text{s}$ ist sie nahezu konstant und beträgt ca. 43 mm (Referenzbedingungen: $p_K = 8,1$ bar (abs.), $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$).

Anhand der PDA-Messtechnik werden die Tropfengeschwindigkeit sowie die -durchmesser im Randwirbelgebiet des Sprays vermessen. Hierzu wird ein zur Messung von dichten Sprays konfiguriertes PDA-System eingesetzt. Die Zuverlässigkeit der gewonnenen PDA-Messdaten wird durch die kombinierte Anwendung der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung sichergestellt. Für die Messungen im Randwirbelgebiet wird, ebenso wie bei den noch folgenden Extinktionsmessungen, eine Messmatrix bestehend aus 15 Punkten als Messbereich (Punktabstand 1,5mm) verwendet. Aus den ermittelten Geschwindigkeitsfeldern ist der transiente Strömungsverlauf mit den einzelnen Abschnitten wie Sprayankunft und Randwirbelbildung ersichtlich. Die Analyse der Geschwindigkeiten von Einzelzyklen zeigt, dass neben einem breiten Hauptfeld eine geringe Anzahl von Zyklen zum Zündzeitpunkt eine andere Strömungsform aufweisen, was hinsichtlich des

Entflammungsverhaltens von Bedeutung ist. Der Einfluss des Kammerdrucks zeigt sich unabhängig von der Anzahl der Einspritzungen in einer reduzierten Strömungsgeschwindigkeit im Randwirbelgebiet. Bezüglich der Injektoransteuerdauer t_i ist festzuhalten, dass sich die Geschwindigkeitsfelder für $t_i = 200 \mu\text{s}$ und $t_i = 500 \mu\text{s}$ nur unwesentlich unterscheiden und der Randwirbel auch bei der kürzeren Ansteuerdauer bereits voll ausgebildet ist. Nach Durchtritt des Randwirbels durch den Messbereich weisen die Geschwindigkeiten entsprechend den Ansteuerdauern geordnete Werte auf, wobei die Geschwindigkeit mit der Ansteuerdauer zunimmt. Bei eingebauter Zündkerze treten nach erfolgter Sprayankunft deutlich geringere Strömungsgeschwindigkeiten auf, was den Einfluss der Zündkerzenelektroden aufzeigt.

Die Tropfendurchmesser betragen unabhängig von der Einspritzart bei der Sprayankunft ca. $7 - 8 \mu\text{m}$. Infolge der einsetzenden Verdunstung nehmen die Durchmesser bei der 1-fach-Einspritzung unmittelbar nach der Sprayankunft ab, bei den Mehrfacheinspritzungen verbleiben die Durchmesser zunächst infolge der nachfolgenden Teileinspritzungen ungefähr auf dem anfänglichen Niveau und fallen schließlich nach Ende der gesamten Einspritzung ab. Der Einfluss des Kammerdrucks zeigt sich in einer geringfügigen Erhöhung der Durchmesser. Die Messungen an der unbeheizten Kammer ($\mathcal{G}_K = 20^\circ\text{C}$) ergeben aufgrund der gehemmten Verdunstung deutlich größere Durchmesserwerte. Nach Durchtritt des Randwirbels werden dabei Sauterdurchmesser von bis zu $d_{32} = 15 \mu\text{m}$ gemessen. Bezüglich der Injektoransteuerdauer ist hingegen nur ein geringer Einfluss auf die Tropfengröße auszumachen.

Mit dem Extinktionsmessverfahren wird der Flüssigkeitsanteil im Randwirbelgebiet der Piezo-A-Düse erstmals experimentell quantitativ erfasst. Unter Nutzung der Durchmesserinformation aus den PDA-Messungen kann anhand des Lambert-Beerschen Gesetzes die Spraydichte und somit das mit der flüssigen Kraftstoffphase gebildete Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ bestimmt werden. Hierzu wurde ein neuer Ansatz zur Berechnung des mittleren Extinktionskoeffizienten Q_{ext} entwickelt und angewendet. Dieser Ansatz erlaubt dessen Berechnung in polydispersen Kraftstoffsprays, wobei als Eingangsgrößen neben der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts nur der mittlere Durchmesser d_{20} benötigt wird. Eine entsprechende Fehleranalyse belegt, dass mit der vorgestellten Methode der Extinktionskoeffizient mit sehr guter Genauigkeit bestimmt werden kann. Um die Messung lokal am Zündort durchführen zu können, wurde eine spezielle Messsonde eingesetzt. Das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ weist am Messort bei Ankunft des Sprays unabhängig von der Anzahl der Einspritzungen deutlich unterstöchiometrische Werte auf (ca. $\lambda_{Kr,Fl} = 0,3$). Bei der 1-fach-Einspritzung schließt sich unmittelbar daran eine starke Abmagerung an, verbunden mit einer deutlichen Zunahme der zyklischen Schwankungen. Durch die Mehrfach-

einspritzungen kann der Abmagerung entgegengewirkt werden, womit infolge der nachfolgenden Einspritzungen Luftverhältnisse mit $\lambda_{Kr,Fl} < 1$ dargestellt werden können. Die Variation des Kammerdrucks zeigt, dass das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in der direkten Wirbelzone bei allen untersuchten Kammerdrücken stark unterstöchiometrisch ist (1-fach-Einspritzung). Unmittelbar nach Austritt des Wirbels aus dem Messfeld ($t = 0,4 - 0,6$ ms) zeigt das Luftverhältnis keine ausgeprägte Abhängigkeit vom Kammerdruck, was bedeutet, dass sich die Einflüsse der druckabhängigen Parameter (Transmission, Durchmesser, Luftdichte) in diesem Zeitintervall weitgehend kompensieren. Ab dem Zeitpunkt $t = 0,6$ ms ist in der zweidimensionalen grafischen Darstellung eine Druckabhängigkeit erkennbar, wobei bei höherem Kammerdruck fetteres Gemisch vorliegt. Bei Variation der Injektoransteuerdauer ist das gemessene Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ für $t_i \geq 200$ μ s nahezu unabhängig von der Ansteuerdauer und somit wesentlich geprägt von der Zeit nach Ansteuerbeginn.

Die ermittelten Spraycharakteristika im Randwirbelgebiet werden mit dem motorisch ermittelten Entflammungsverhalten korreliert. Hierzu werden am Einzylinder-Forschungsmotor die Bereiche mit optimalem Entflammungsverhalten bei reduzierter Zündenergie ermittelt. Es zeigt sich ein deutlicher Anstieg der motorischen Aussetzerrate bei zunehmender Abweichung von der stöchiometrischen Gemischzusammensetzung. Bereiche mit guter Entflammung ergeben sich demnach im Bereich von $\lambda_{Kr,Fl} = 1 - 2$. Somit ist an diesen Punkten maßgeblich flüssiger Kraftstoff vorhanden. Es zeigt sich somit der dominante Einfluss des Luftverhältnisses, ein Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit kann dagegen an den untersuchten Betriebspunkten nicht ausgemacht werden. Durch die Applikation von Mehrfacheinspritzungen kann der Abmagerung am Zündort entgegengewirkt werden, was sich in einem deutlich vergrößerten Entflammungsfenster zeigt. In der Kombination der optischen Messungen mit den motorischen Entflammungsuntersuchungen konnten die Ursachen für eine gute beziehungsweise schlechte Entflammung bezüglich der Spraycharakteristik nachgewiesen werden. Dies unterstreicht die Bedeutung der optischen Untersuchungen hinsichtlich der Brennverfahrensentwicklung.

Bewertung der Einflussgrößen bei der Sprayzündung

Zum besseren Verständnis der Wirkzusammenhänge bei der Sprayzündung werden die relevanten Einflüsse anhand eines phänomenologischen Modells untersucht. Hierzu wird das von BALLAL UND LEFEBVRE entwickelte Modell verwendet und auf die vorliegenden motorischen Bedingungen angewendet. Das Modell erlaubt die Berechnung des kritischen Flammenkerndurchmessers $D_{Fk,krit}$ bzw. der minimalen

Zündenergie $E_{Zünd,min}$ zur Beurteilung der Entflammbarkeit von heterogenen Gemischen. Aufgrund der vereinfachten Modellierung sowie der Anwendung auf motorische Bedingungen wird im Rahmen dieser Arbeit eine qualitative Sensitivitätsanalyse in Bezug auf einen Referenzzustand durchgeführt. Als erste Beurteilungsgröße wird das Verhältnis R_{Fk} eingeführt, das eine Aussage darüber zulässt, ob reaktionskinetische oder verdunstungskinetische Prozesse den Entflammungsvorgang dominieren. Für ein Verhältnis $R_{Fk} \ll 1$ ist die Verdunstung der den Entflammungsvorgang limitierende Prozess, für $R_{Fk} \gg 1$ ist entsprechend die Reaktionskinetik der langsamere und somit dominierende Vorgang. Als zweite Beurteilungsgröße wird der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ eingeführt, der das Verhältnis darstellt vom jeweiligen kritischen Flammenkerndurchmesser zum kritischen Flammenkerndurchmesser des Referenzpunkts. Ein Wert von $D_{Fk,krit,n} > 1$ besagt, dass der untersuchte Zustand im Vergleich zum Referenzzustand ein schlechteres Entflammungsverhalten aufweist, mit $D_{Fk,krit,n} < 1$ wird entsprechend ein verbessertes Entflammungsverhalten ausgedrückt. Im Rahmen der Sensitivitätsanalyse werden die Parameter Luftverhältnis, Tropfendurchmesser, Wärmetransportzahl, Anteil dampfförmiger Kraftstoff, turbulente Schwankungsgeschwindigkeit sowie der Restgasgehalt variiert. Das Verhältnis R_{Fk} beträgt im Referenzzustand $R_{Fk} = 12,2$ und zeigt somit den limitierenden Einfluss der Reaktionskinetik, wogegen verdunstungskinetische Einflüsse eine untergeordnete Rolle einnehmen. Dominant wird der Verdunstungsprozess für Tropfendurchmesser ab ca. $d_{32} = 30 \mu\text{m}$. Ab dieser Tropfengröße, die deutlich größer ist als die im Spray gemessenen Tropfengrößen, weist das Verhältnis R_{Fk} Werte kleiner eins auf. Der normierte kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ steigt insbesondere an bei einer Zunahme des Luftverhältnisses, des Tropfendurchmessers, der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit sowie des Restgasgehalts. Im mageren Gemisch nimmt der Einfluss des Tropfendurchmessers auf den Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$ ab. Die durchgeführte Sensitivitätsanalyse zeigt somit den dominanten Einfluss des Luftverhältnisses bei hinreichend feiner Zerstäubung auf.

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Spray eines Piezo-Injektors mit A-Düse hinsichtlich des Entflammungsverhaltens untersucht. Es wurden Messmethoden zur Charakterisierung von dichten Sprays weiterentwickelt und angewendet. In weiterführenden Untersuchungen sollte die Güte der Rotationssymmetrie des Sprays und deren Einfluss auf die Entflammung analysiert werden. Weiterhin ist in diesem Zusammenhang die Streuung der Spraycharakteristik von Injektor zu Injektor von Interesse, die mit den weiterentwickelten Messmethoden untersucht werden kann. Die

Analyse der Zündkerzenbenetzung mit flüssigem Kraftstoff sollte ebenso Gegenstand weiterer Forschungstätigkeiten sein. Entsprechende Hinweise auf den negativen Einfluss von benetzten Zündelektroden finden sich in der Literatur (vgl. Kapitel 2.3.3.2). Für die Visualisierung des Flüssigkeitsfilms unter motorischen Bedingungen muss zunächst eine geeignete Methode gefunden werden. Neben der hier eingesetzten Piezo-A-Düse gibt es Bestrebungen, das strahlgeführte Brennverfahren mit der deutlich kostengünstigeren Mehrlochdüse darzustellen. Die hier vorgestellte Kombination aus PDA- und Extinktionsmessungen könnte hierzu eine Möglichkeit bieten, das Spray der Mehrlochdüse entsprechend zu charakterisieren.

A

Anhang

A.1 PDA-Systemkonfiguration

Im Folgenden werden die wesentlichen PDA-Systemparameter beschrieben und deren Auswirkungen auf die Messung diskutiert. Grundlage ist der in Kapitel 4.3.2 beschriebene PDA-Aufbau. Eine Analyse der Fehlereinflüsse wird in Kapitel A.2.1 durchgeführt.

A.1.1 Streuwinkel und Phasenkonversionsfaktor

Eine wesentliche Größe bei der PDA stellt der gewählte Streuwinkel φ dar, dessen Einfluss im Folgenden näher erläutert wird. Im Bild 4.7 (Kapitel 4.3.1) ist die relative Streulichtintensität in Abhängigkeit des Streuwinkels φ dargestellt. Da für die PDA nur ein konkreter Streumodus nutzbar ist, müssen die Streulichtintensitäten der einzelnen Streumoden in Abhängigkeit des Streuwinkels bestimmt werden. Im **Bild A.1** sind die mit dem Programm *MiePlot* [110] berechneten Streulichtintensitäten der Streumoden $p = 0$ bis $p = 2$ (vgl. Bild 4.8) sowie die Summe aller Moden (Mie) bei paralleler und senkrechter Polarisierung des einfallenden Lichts dargestellt (zur Definition der Polarisationsrichtung siehe Kapitel 4.3.1). In dieser Darstellung ist der Anteil durch Beugung im Reflexionsanteil ($p = 0$) integriert. Deutlich erkennbar sind die Oszillationen infolge Beugung bei kleinen Streuwinkeln. Da der Beugungsanteil für die PDA unbrauchbar ist, ist der Streuwinkel entsprechend groß zu wählen. In der Literatur findet sich ein Richtwert von minimal ca. $\varphi = 20^\circ$ [178]. Bei sehr kleinen Tropfendurchmessern weitet sich das Beugungsspektrum jedoch auf, so dass der Streuwinkel entsprechend größer gewählt werden muss.

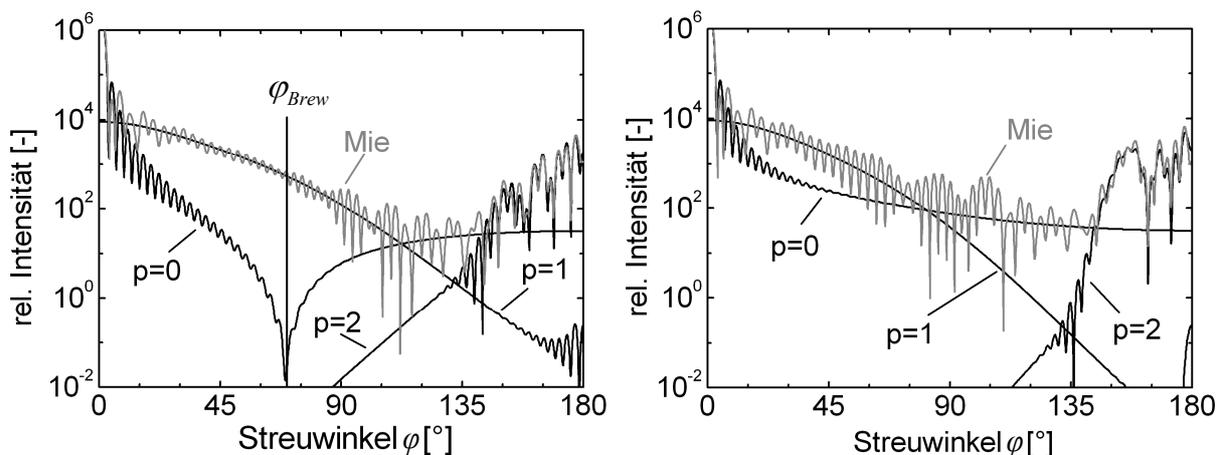


Bild A.1: Relative Streulichtintensitäten der für PDA relevanten Streumoden eines Benzintröpfchens ($d = 10 \mu\text{m}$): parallel polarisiertes Licht (links), senkrecht polarisiertes Licht (rechts)

Für die Durchmesserbestimmung mit PDA muss der gewählte Streumodus dominant sein. Dies ist der Fall, wenn die Intensität des Streumodus ca. 10x größer ist als die Summe der Intensitäten der anderen Streumoden [214]. Bei der parallelen Polarisation (Bild A.1, links) befindet sich bei $\varphi_{\text{Brew}} = 71,2^\circ$ für Benzin der Brewsterwinkel, bei dem die Reflexion ausgelöscht wird [40]. Es ist erkennbar, dass in der Umgebung des Brewsterwinkels der Streumodus Brechung 1. Ordnung ($p = 1$) dominant ist und auch der Wert der Intensität hoch ist. Dieser Streumodus in Verbindung mit einem Streuwinkel von $\varphi = 70^\circ$ ist daher geeignet für die Messung an Benzintröpfchen und wird im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Bei der senkrechten Polarisation (im Bild rechts) ist über einen Winkelbereich von ca. $\varphi = 100^\circ$ bis $\varphi = 130^\circ$ (Rückwärtsstreuung) die Reflexion dominant. Dieser Streumodus hat den Vorteil, dass der Brechungsindex nicht bekannt sein muss, nachteilig ist jedoch dessen geringe Intensität.

Nach Gleichung (4.4) basiert die Bestimmung des Durchmessers auf dem Phasenkonversionsfaktor P_{ij} und der detektierten Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{ij}$ der Detektoren i und j . Der Phasenkonversionsfaktor wird aus der Differenz der Geometriefaktoren β gebildet:

$$P_{ij} = \frac{\pi}{\lambda} (\beta_j - \beta_i) \quad (\text{A.1})$$

Der Geometriefaktor β_i des Detektors i hängt vom Streumodus sowie von der räumlichen Anordnung des Detektors ab [49] [9] (vgl. Bild 4.9). Für die Reflexion gilt:

$$\beta_i = \sqrt{2} \cdot \left(\sqrt{1 - \cos \frac{\Theta}{2} \cdot \cos \varphi_i \cdot \cos \psi_i + \sin \frac{\Theta}{2} \cdot \sin \psi_i} + \sqrt{1 - \cos \frac{\Theta}{2} \cdot \cos \varphi_i \cdot \cos \psi_i - \sin \frac{\Theta}{2} \cdot \sin \psi_i} \right), \quad (\text{A.2})$$

hierbei ist ψ_i der Winkel, den der Detektor i mit der xy -Ebene bildet (vgl. Bild 4.9). Der relative Brechungsindex m des Tropfens tritt in dieser Gleichung nicht auf. Für Brechung 1. Ordnung ($p = 1$) gilt:

$$\beta_i = 2 \cdot \left(\sqrt{1 + m^2 - \sqrt{2} \cdot m \cdot \sqrt{f_{i+}}} - \sqrt{1 + m^2 - \sqrt{2} \cdot m \cdot \sqrt{f_{i-}}} \right) \quad (\text{A.3})$$

mit: $f_{i\pm} = 1 + \cos \frac{\Theta}{2} \cdot \cos \varphi_i \cdot \cos \psi_i \pm \sin \frac{\Theta}{2} \cdot \sin \psi_i$

Für die höheren Streumoden ($p > 1$) lässt sich der Geometriefaktor nicht mehr in einer geschlossenen Form angeben, so dass dieser numerisch berechnet werden muss.

Den Einfluss des Streuwinkels φ und des relativen Brechungsindex m auf den Phasenkonversionsfaktor P_{ij} zeigt **Bild A.2**. Es wird deutlich, dass die Abhängigkeit des Phasenkonversionsfaktors vom Brechungsindex im Bereich des Brewsterwinkels ($\varphi_{\text{Brew}} = 71,2^\circ \approx 70^\circ$) minimal ist. Diese geringe Sensitivität des Phasenkonversionsfaktors ist vorteilhaft, wenn der Brechungsindex nicht genau bekannt ist, wie zum Beispiel bei der Tropfenheizung oder bei verdunstenden Mehrkomponentenkraftstoffen [194] [155] [228] [104] (vgl. Kapitel A.1.3).

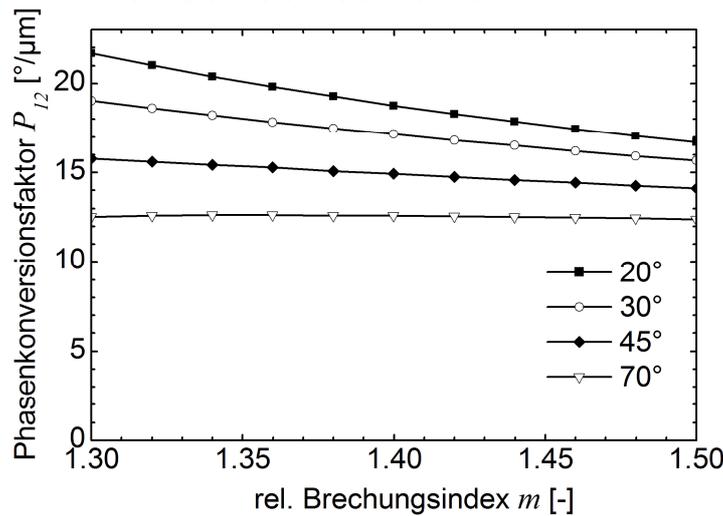


Bild A.2: Abhängigkeit des Phasenkonversionsfaktors P_{12} vom relativen Brechungsindex m

Den quantitativen Zusammenhang zwischen dem Durchmesser d und der Phasendifferenz $\Delta\Phi_{ij}$ zeigt **Bild A.3** für die Detektorenpaare $U_1 - U_2$ sowie $U_1 - U_3$. Die

Steigung der Geraden entspricht dem Phasenkonversionsfaktor P_{ij} (vgl. Gleichung (4.4)). Weiterhin ist die 2π -Mehrdeutigkeit erkennbar, da aus der Phasendifferenz $\Delta\Phi_{12}$ nicht eindeutig auf den Durchmesser geschlossen werden kann. Diese Mehrdeutigkeit kann unter Nutzung der Phasendifferenz $\Delta\Phi_{13}$ behoben werden. Im eingezeichneten Beispiel kann aus den Phasendifferenzen $\Delta\Phi_{12}$ und $\Delta\Phi_{13}$ eindeutig der Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$ ermittelt werden.

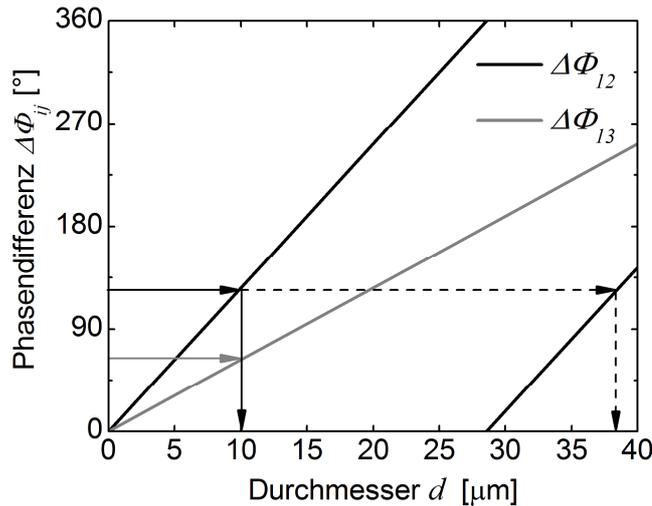


Bild A.3: Quantitative Phasen-Durchmesser-Relation der verwendeten PDA-Systemkonfiguration

A.1.2 Messvolumen und Laserleistung

Der Laser des PDA-Systems wird im Grundmodus betrieben (TEM_{00}), was bedeutet, dass der Laserstrahl eine radial gaußförmige Intensitätsverteilung aufweist [57]. Theoretisch besitzt ein solcher Strahl eine radial unendliche Ausdehnung, der Strahlradius wird daher definiert als der Radius, bei dem die Intensität vom Maximalwert auf den Anteil von $1/e^2$ abgefallen ist. Für die Messung in dichten Sprays wird ein kleines Messvolumen benötigt, was neben einem kleinen Strahldurchmesser am Messort durch eine empfängerseitige Schlitzblende erreicht wird, siehe **Bild A.4**. Diese reduziert den für den Empfänger sichtbaren Bereich des Laserschnittvolumens. Die verwendete Schlitzblende hat eine Breite von $50\ \mu\text{m}$ und wird über das Linsensystem der Empfangsoptik auf das Messvolumen abgebildet. Die effektiven Abmessungen des Messvolumens beträgt $L_1 = 50\ \mu\text{m}$ und $L_2 = 53\ \mu\text{m}$.

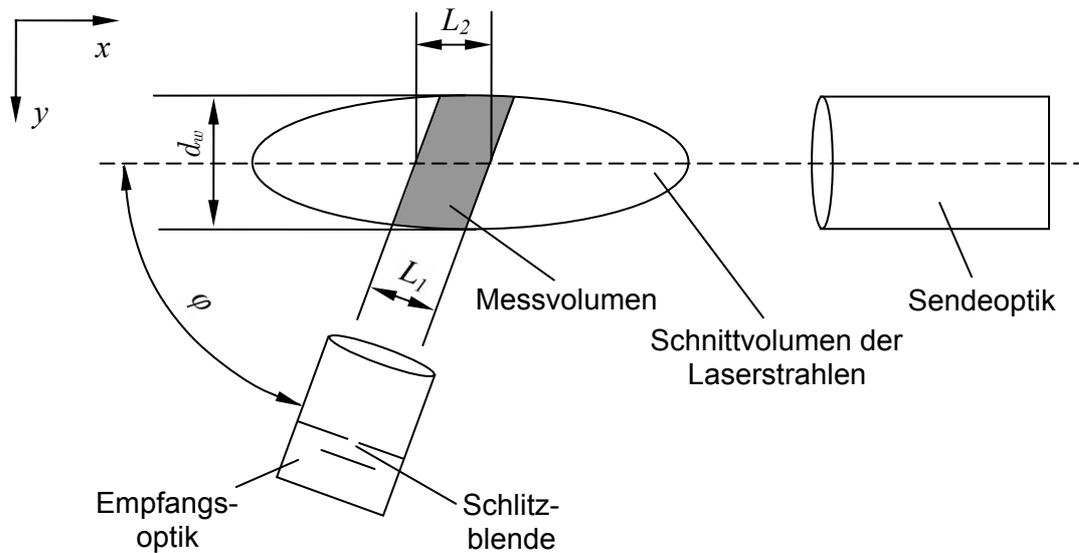


Bild A.4: Abmessungen des Messvolumens bei PDA mit Schlitzblende

Das von einem Tropfen ausgehende Streulicht ist proportional zum Quadrat dessen Durchmessers woraus folgt, dass das effektive Detektionsvolumen vom Tropfendurchmesser abhängt [17] [124] [192]. Verläuft die Trajektorie eines kleinen Tropfens im Randbereich des Messvolumens, so ist dessen Streulichtintensität infolge des gaußförmigen Strahlprofils sehr gering und kann vom Detektor nicht sicher detektiert werden. Ein entsprechend größerer Tropfen kann hingegen bei gleicher Trajektorie sicher detektiert werden. Das effektive Detektionsvolumen ist für große Partikel somit größer als für kleine. Dies hat zur Folge, dass die großen Partikel überrepräsentiert werden und die berechneten mittleren Durchmesser zu größeren Werten verschoben werden. Um dieses Problem zu lösen wurden entsprechende Korrekturalgorithmen entwickelt, deren Anwendbarkeit in dichten Sprays jedoch begrenzt ist (vgl. Kapitel A.2.1).

Für die Laserleistung ist bei der PDA-Messung ein optimaler Wert zu finden: ist diese zu gering, so werden nur die großen Partikel detektiert und die Datenrate ist gering. Ist die Laserleistung zu groß, so treten Störeinflüsse infolge von Mehrfachstreuung und Rauschen auf. Weiterhin können die Photomultiplier in den Sättigungsbereich gelangen [12] [101]. Im **Bild A.5** ist der Einfluss der Laserleistung eines Strahls aus Kanal 1 (grüner Laserstrahl) auf die mittleren Durchmesser d_{10} und d_{32} sowie auf die Datenrate dargestellt. Zugrunde liegt die 1-fach-Einspritzung des Referenzpunktes (vgl. Kapitel 5.1). Die Durchmesser sind zum Zeitpunkt $t = 1$ ms ausgewertet, die Datenrate bezieht sich auf die gesamte Messung. Es wird deutlich dass die mittleren Durchmesser bei geringer Leistung etwas ansteigen, was auf den erwähnten Effekt zurückgeführt werden kann, dass die kleinen Partikel infolge der geringen Streulichtintensität nicht mehr detektiert werden können. Mit Zunahme der Laserleistung geht eine deutliche Steigerung der Datenrate einher. **Bild A.6** zeigt die

entsprechenden normierten Durchmesserverteilungen bei geringer, mittlerer und hoher Laserleistung. Es kann bestätigt werden, dass mit zunehmender Laserleistung die Anzahl der kleinen Partikel zunimmt während bei den größeren Partikel keine Veränderung eintritt.

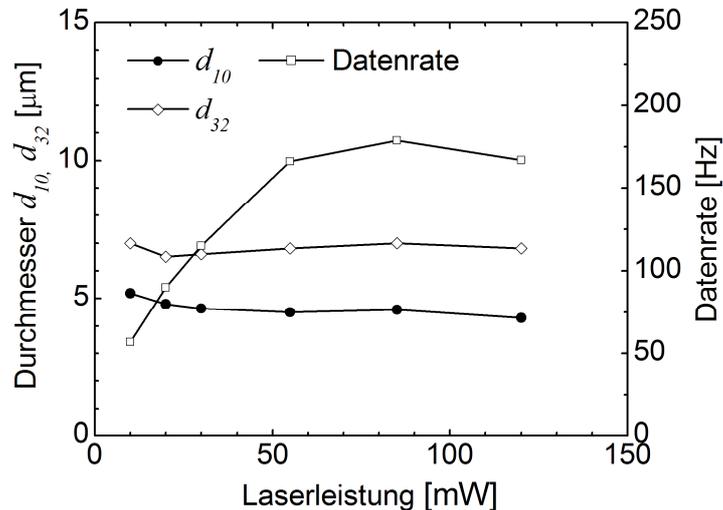


Bild A.5: Einfluss der Laserleistung auf die mittleren Durchmesser und die Datenrate

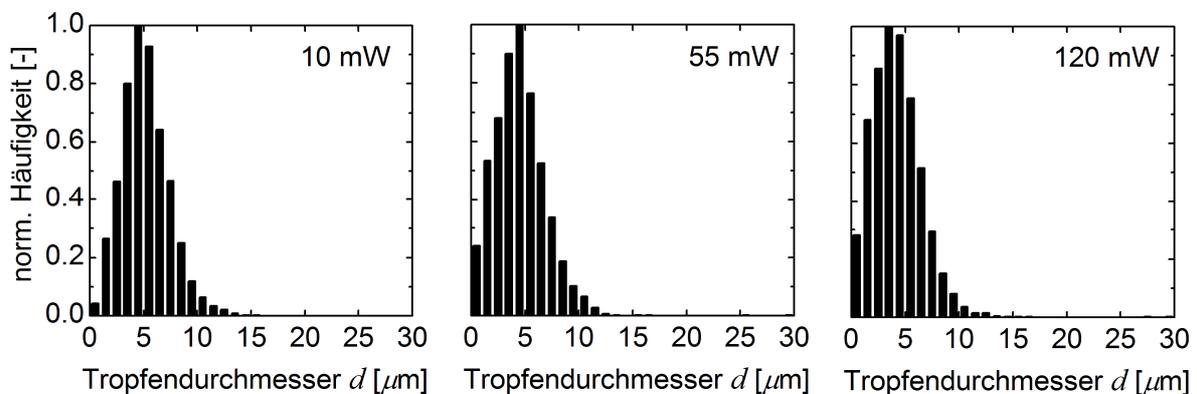


Bild A.6: Durchmesserverteilungen in Abhängigkeit der Laserleistung

A.1.3 Brechungsindex

Der Brechungsindex hängt von der Temperatur und der Zusammensetzung des Kraftstoffs ab. Allgemein nimmt der Brechungsindex mit der Dichte zu, so dass bei der Tropfenaufheizung eine Abnahme des Brechungsindex auftritt [230]. Bei verdunstenden Mehrkomponentenkraftstoffen tritt zusätzlich der gegenläufige Effekt auf, wenn die leichtsiedenden und somit leichteren Komponenten den Tropfen verlassen und der Brechungsindex somit wieder zunimmt. Sowohl die Kraftstoff-

temperatur als auch dessen Zusammensetzung sind während des Einspritzvorganges nicht hinreichend bekannt, so dass der Brechungsindex abgeschätzt werden muss. Ausgehend von eigenen Messungen an kaltem Benzin und anhand von Literaturdaten kann der Brechungsindex des heißen Benzins näherungsweise bestimmt werden. Der Brechungsindex von Benzin bei Raumtemperatur ($\vartheta = 20^\circ\text{C}$) wird mit einem Refraktometer (*Carl-Zeiss-Jena*) unter Verwendung von Weißlicht zu $n = 1,434$ ermittelt. Der entsprechende Wert für das heiße Benzin wird mit Hilfe der Arbeiten von *Kneer et. al.* [104] bestimmt. In dessen Arbeit wird das radiale Profil des Brechungsindex eines Tropfens zu verschiedenen Zeitpunkten unter Berücksichtigung der Verdunstung und der Temperaturgradienten berechnet. Der Tropfen besteht aus einem binären Gemisch von 50% Heptan und 50% Dodekan, die umgebende Gasatmosphäre hat eine Temperatur von 800 K bei einem Druck von 1 bar. Zum Zeitpunkt $t = 0$ beträgt der Brechungsindex $n_0 = 1,395$. In Abhängigkeit der Zeit stellt sich ein charakteristisches radiales Profil ein, wobei sich der Brechungsindex stets innerhalb der Grenzen von $n_0 = 1,395$ und $n_{min} = 1,33$ bewegt. Der aus diesen Werten berechnete mittlere Brechungsindex beträgt $\bar{n} = 1,363$. Die Abnahme des Brechungsindex vom Ausgangswert n_0 auf n_{min} beträgt somit ca. 5%, die Abnahme auf den mittleren Brechungsindex \bar{n} beträgt ca. 2,5%. Unter der Annahme derselben prozentualen Veränderungen ergeben sich für das verwendete Benzin die Werte $n_0 = 1,434$, $n_{min} = 1,362$ und der für die heißen Kammermessungen verwendete Wert $\bar{n} = 1,398$. Wie bereits erläutert ist die Abhängigkeit des Phasenkonversionsfaktors vom Brechungsindex bei einem Streuwinkel von $\varphi = 70^\circ$ sehr gering, eine Fehlerabschätzung wird im folgenden Kapitel durchgeführt.

A.2 Fehlerbetrachtungen

A.2.1 Fehlereinflüsse Phasen-Doppler-Anemometrie

Die Phasen-Doppler-Anemometrie ist durch die Möglichkeit der zeitlich und räumlich hochaufgelösten Messung eine sehr ergiebige Messtechnik. Jedoch existieren etliche Fehlereinflüsse, die im Folgenden skizziert werden.

1. Signalqualität

Die PDA-Messtechnik basiert auf der Auswertung des Streulichts von Einzelpartikeln (vgl. Bild 4.10). Bei der Anwendung an Messorten mit hoher Spraydichte nimmt die Signalqualität aufgrund folgender Ursachen ab [32] [210] [211]:

- a) mehrere Tropfen gleichzeitig im Messvolumen
- b) Tropfen zwischen Sendeoptik und Messvolumen
- c) Tropfen zwischen Messvolumen und Empfangsoptik

a) Bei der PDA wird das Streulicht eines einzelnen Partikels ausgewertet. Dies setzt voraus, dass sich jeweils nur ein Partikel im Messvolumen befindet. Kann diese Bedingung aufgrund der hohen Spraydichte nicht mehr erfüllt werden, so ist eine verlässliche Datenakquisition nicht mehr möglich und die systeminternen Validationskriterien sorgen für einen Ausschluss des Messsignals. Diesem Fall kann durch eine Verkleinerung des Messvolumens entgegengewirkt werden. Dies wird zum einen über einen kleineren Durchmesser des Laserstrahls erreicht (Sendesonde) als auch durch den Einbau von Schlitzblenden (Empfangssohle). Letztere begrenzen den für die Empfangsoptik detektierbaren Bereich des Laserschnittvolumens (vgl. Kapitel A.1.2).

b) Befinden sich zu viele Tropfen zwischen der Sendeoptik und dem Messvolumen, so wird der eingehende Laserstrahl geschwächt. Dadurch kann die Intensität im Messvolumen soweit abnehmen, dass die Tropfen im Messvolumen nicht mehr sicher detektiert werden können. Diesem Problem kann teilweise mit einer Erhöhung der Laserleistung begegnet werden. Zusätzlich bewirken die Tropfen zwischen Sendeoptik und Messvolumen eine Störung des Interferenzstreifenmusters, wodurch die Signalqualität der Doppler-Bursts weiter abnimmt [171] [172].

c) Die Tropfen, die sich zwischen Messvolumen und Empfangsoptik befinden verringern die Intensität des detektierten Streulichts. Insbesondere für kleine Partikel kann dies bedeuten, da sie aufgrund ihrer Größe nur eine geringe Streulichtintensität aufweisen, dass sie nicht mehr oder nur unterrepräsentiert erfasst werden. Die

Tropfen zwischen dem Messvolumen und der Empfangsoptik können zusätzlich den störenden Effekt der Mehrfachstreuung hervorrufen. Dabei wird das detektierte Streulicht auf dem optischen Pfad vom Messvolumen zur Empfangsoptik an weiteren Tropfen gestreut. Dieses Streulicht beinhaltet nicht mehr die ursprünglichen Informationen und verfälscht somit das Messergebnis.

2. Gauß- und Slit-Effekt

Aufgrund des gaußförmigen Laserstrahlprofils kann der ungünstige Fall eintreten, dass ein Partikel ungleichmäßig beleuchtet wird und die Intensität des einfach gebrochenen Lichts ($p = 1$) geringer ist als die des reflektierten Lichts ($p = 0$). Dies wird als Gauß-Effekt bezeichnet und führt infolge des falschen dominanten Streumodus zur fehlerhaften Durchmesserbestimmung [175]. Praktisch relevant wird der Gauß-Effekt, wenn der Tropfendurchmesser ca. 30% des Laserstrahldurchmessers überschreitet [132]. Aufgrund der hier vorliegenden kleinen Partikel ist von keinem dominanten Einfluss durch den Gauß-Effekt auszugehen.

Beim Slit-Effekt wird ebenfalls der ungewünschte Streumodus dominant. Verläuft die Trajektorie eines Partikels im Randbereich, in dem die Schlitzblende den für den Detektor sichtbaren Bereich begrenzt, so kann der Fall eintreten, dass das einfach gebrochene Licht von der Schlitzblende ausgeblendet wird während das reflektierte Licht die Blende passieren kann [132]. Analog zum Gauß-Effekt führt auch der Slit-Effekt zu einer falschen Durchmesserbestimmung.

Prinzipiell besteht bei einem 3-Detektoren-PDA die Möglichkeit, durch die geeignete Wahl des Verhältnisses der Phasenkonversionsfaktoren P_{12}/P_{13} die aufgrund des Gauß- und Slit-Effekts fehlerhaften Daten zu erkennen und auszufiltern [9]. Diese Maßnahme lässt sich jedoch bei dem verwendeten PDA-System nicht mit der Forderung nach der optimalen Einstellung für die Detektion kleiner Partikel kombinieren⁶ und wird somit nicht angewandt. Die fehlerhaft bestimmten Durchmesser infolge der hier beschriebenen Effekte weisen große Phasenverschiebungen $\Delta\Phi_{ij}$ und somit große Durchmesser auf [9]. Die fehlerhaften Durchmesser können

⁶ Eine Maßnahme zur Detektion der fehlerhaften Daten aufgrund des Gauß- und Slit-Effekts besteht in der Auswahl eines nicht-ganzzahligen Verhältnisses P_{12}/P_{13} . Dieses Verhältnis kann über eine geeignete Auswahl der Maske der Empfangsoptik erreicht werden, die die Empfangsflächen der Detektoren und die Elevationswinkel ψ_i festlegt [9] [49]. Die hier verwendete Maske für die Detektion kleiner Partikel (Maske „A“, vgl. [49]) weist jedoch ein ganzzahliges Verhältnis P_{12}/P_{13} auf, vgl. Tabelle 4.2.

somit mit der in Kapitel 4.3.3 beschriebenen Durchmesser-Filterfunktion eliminiert werden.

3. Phasen-Durchmesser-Relation

Für die Berechnung des Tropfendurchmessers wird eine lineare Phasen-Durchmesser-Relation vorausgesetzt (vgl. Bild A.3). Für kleine Partikel wird die Linearität durch auftretende Oszillationen gestört, wobei als Grenzwert typischerweise ein Tropfendurchmesser von $5\ \mu\text{m}$ angegeben wird [58] [175]. Der Einfluss der Oszillationen lässt sich durch die Wahl des Brewster-Winkels als Streuwinkel reduzieren [179]. Weiterhin bestimmen die Oszillationen maßgeblich das Ergebnis, wenn der Durchmesser für ein Einzelpartikel bestimmt werden soll. In der vorliegenden Anwendung werden jedoch aus einer Vielzahl von Partikel die mittleren Durchmesser pro Zeitklasse berechnet, so dass die effektive Phasen-Durchmesser-Relation geglättet wird und der Einfluss der Oszillationen als unwesentlich angesehen wird.

4. Durchmesserabhängiges Detektionsvolumen

Wie in Kapitel A.1.2 erläutert ist das Detektionsvolumen für große Partikel größer als für kleine, woraus folgt, dass die kleinen Partikel unterrepräsentiert und die mittleren Durchmesser zu größeren Werten verschoben sind. Für die Auswertung kann prinzipiell der Korrekturalgorithmus PVC (Probe Volume Correction) angewendet werden, der das Detektionsvolumen in Abhängigkeit der Partikeldurchmesser berechnet und so eine Korrektur der mittleren Durchmesser erlaubt. Der Algorithmus basiert auf der Auswertung der zeitlichen Länge der Doppler-Bursts [49] [176]. Bei der vorliegenden Messung im dichten Spray ist diese Korrektur aufgrund des kleinen Messvolumens und der geringen Signalqualität jedoch nicht anwendbar.

5. Einfluss des Brechungsindex

Der Brechungsindex ist bei der Tropfenaufheizung und bei verdunstenden Mehrkomponentenkraftstoffen nicht hinreichend bekannt (vgl. Kapitel A.1.3), so dass der PDA-Aufbau eine geringe Abhängigkeit vom Brechungsindex aufweisen sollte. Durch die Wahl eines Streuwinkels, der sich in der Nähe des Brewsterwinkels befindetet, kann die Abhängigkeit vom Brechungsindex reduziert werden (vgl. Kapitel A.1.1). Im **Bild A.7** ist der relative Fehler des Phasenkonversionsfaktors P_{I_2} in Abhängigkeit des relativen Brechungsindex m dargestellt. Beim Referenzwert $m = 1,398$ (gebildet

mit $n_{Kr} = 1,398$ und $n_L = 1$, vgl. Gleichung (4.2)) beträgt der Phasenkonversionsfaktor $P_{12} = 12,59$. Nach der in Kapitel A.1.3 durchgeführten Abschätzung bewegt sich der relative Brechungsindex innerhalb der Grenzen von $m_0 = 1,434$ und $m_{min} = 1,362$. Aus diesem Bereich resultiert ein relativer Fehler des Phasenkonversionsfaktors von deutlich kleiner 1%.

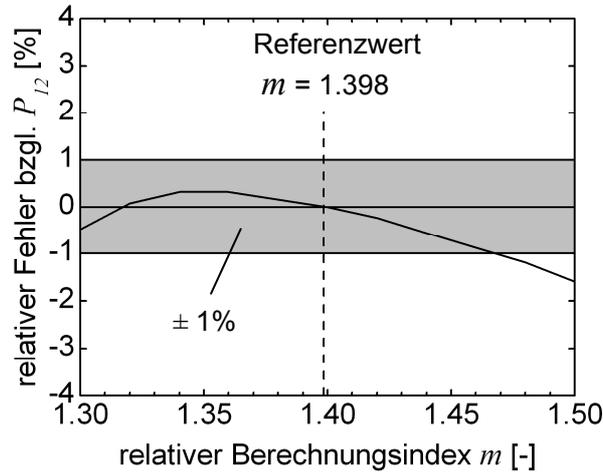


Bild A.7: Relativer Fehler des Phasenkonversionsfaktors P_{12} in Abhängigkeit des Brechungsindex m (PDA-Konfiguration entsprechend Tabelle 4.2)

6. Toleranzen im Versuchsaufbau

In die Berechnung des Phasenkonversionsfaktors gehen der Streuwinkel φ , der Strahlschnittwinkel Θ sowie der Elevationswinkel ψ ein (vgl. Gleichung (A.2)). Die beiden letztgenannten sind werkseitig vorgegeben, so dass deren Fehler als vernachlässigbar angenommen werden kann. Einzig beim Streuwinkel φ ist die genaue Einstellung dem Experimentator überlassen. Im **Bild A.8** ist der relative Fehler des Phasenkonversionsfaktors in Abhängigkeit des Streuwinkels aufgetragen. Bei einer Positioniergenauigkeit von $\Delta\varphi = \pm 1^\circ$ beträgt der Fehler deutlich kleiner 1%, so dass der Fehler infolge des Streuwinkels bei sorgfältiger Einstellung vernachlässigt werden kann.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die mangelnde Signalqualität infolge des dichten Sprays der Piezo-A-Düse den dominanten Einfluss darstellt, der in Abhängigkeit des Messortes und des untersuchten Zeitintervalls zu teilweise erheblichen Einschränkungen bezüglich der Messbarkeit führt. Bei gegebener Messbarkeit (vgl. Kapitel 4.3.3) wird die Genauigkeit der Durchmesserbestimmung abgeschätzt zu $\Delta d_{32} = 1 \mu\text{m}$.

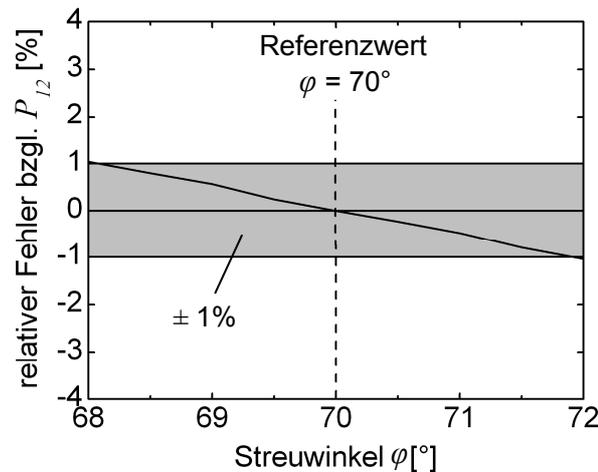


Bild A.8: Relativer Fehler des Phasenkonversionsfaktors P_{12} in Abhängigkeit des Streuwinkels φ (PDA-Konfiguration entsprechend Tabelle 4.2)

A.2.2 Fehlerbetrachtung Extinktionsmessverfahren

A.2.2.1 Analyse der Einflussgrößen

1. Berechnung des Extinktionsquerschnitts

In Kapitel 4.4.1.2 wurde eine alternative Methode zur Berechnung des Extinktionsquerschnitts vorgestellt. Nachfolgend wird der dabei auftretende Fehler durch eine Parametervariation untersucht. Als Referenz dient die exakte Berechnung nach Gleichung (4.13), der Extinktionskoeffizient Q_{ext} wird dabei mit dem Programm *MiePlot* [110] bestimmt. Im Rahmen der Parameterstudie werden verschiedene Durchmesserverteilungen verwendet sowie der relative Brechungsindex m und die Wellenlänge λ variiert. Die Durchmesserverteilungen werden gemäß einer Normalverteilung (Gleichung (A.4)) und einer Nukiyama-Tanasawa-Verteilung (Gleichung (A.5)) bestimmt, wobei die jeweiligen Parameter der Verteilungen variiert werden.

$$\frac{d(N)}{d(d)} = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{d-\mu}{\sigma} \right)^2 \right)} \quad (\text{A.4})$$

mit: σ Standardabweichung der Normalverteilung
 μ Erwartungswert der Normalverteilung

$$\frac{d(N)}{d(d)} = d^p \cdot e^{-\frac{b \cdot d^q}{\mu m}} / \mu m^3 \quad (\text{A.5})$$

mit: $p = 2$
 $q = 1$
 b freier Parameter

Für jede parametrisierte Durchmesser-Verteilung werden für die zwölf in **Tabelle A.1** dargestellten Kombinationen von Brechungsindex und Wellenlänge die relativen Fehler des Extinktionsquerschnitts bestimmt und der dabei *maximal* auftretende Fehler festgehalten.

Tabelle A.1: Kombinationen von Brechungsindex m und Wellenlänge λ

	$\lambda = 400 \text{ nm}$	$\lambda = 500 \text{ nm}$	$\lambda = 600 \text{ nm}$	$\lambda = 700 \text{ nm}$
$m = 1,3$	x	x	x	x
$m = 1,4$	x	x	x	x
$m = 1,5$	x	x	x	x

Das Resultat in Abhängigkeit der Parametrierung der Durchmesser-Verteilung zeigt **Tabelle A.2** für die Normalverteilung und **Tabelle A.3** für die Nukiyama-Tanasawa-Verteilung. Der maximale Fehler ist jeweils bezüglich der ersten Nachkommastelle auf 0 bzw. 5 aufgerundet (z.B. 1,1% wird zu 1,5%), die mittleren Durchmesser d_{20} der Verteilungen sind mit in jede Zelle eingetragen. Zur Veranschaulichung der verwendeten Durchmesser-Verteilungen ist eine Auswahl im **Bild A.9** dargestellt. Es zeigt sich, dass für die untersuchten Durchmesser-Verteilungen der maximale Fehler den Wert von 2,5% nicht überschreitet. Gemäß Bild 5.15 und Bild 5.21 liegt der Durchmesser d_{20} zu den relevanten Zeitintervallen, in denen maßgeblich Spray im Messbereich vorliegt, bei größer ca. 5 μm . Nach Tabelle A.2 und Tabelle A.3 liegt hierbei der maximale Fehler bei kleiner 1,5%. Es kann also gezeigt werden, dass die in Kapitel 4.4.1.2 vorgestellte Berechnungsmethode zur Berechnung des Extinktionsquerschnitts an Kraftstoffsprays mit nur geringem Fehler möglich ist. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass die Referenzberechnung nach Gleichung (4.13) die Kenntnis des Brechungsindex voraussetzt. Da dies bei der Messung an verdunstenden Mehrkomponentenkraftstoffen nicht gegeben ist, kann Gleichung (4.13) für die Messdatenauswertung nicht herangezogen werden. Sie dient hier jedoch zur Validierung der Berechnung nach Gleichung (4.17) und (4.18), die ihrerseits aber keine Abhängigkeit vom Brechungsindex aufweist.

Tabelle A.2: Ermittelte maximale Fehler für die Normalverteilung (mittlere Durchmesser d_{20} in Klammern angegeben (μm))

		Standardabweichung σ (μm)		
		3	5	10
Erwartungswert μ (μm)	3	2% (4,5)	1,5% (6,4)	1,0% (11,3)
	5	1,0% (6,0)	1,5% (7,6)	1,0% (12,3)
	10	0,5% (10,4)	0,5% (11,3)	1,0% (15,1)
	20	0,5% (20,2)	0,5% (20,6)	0,5% (22,6)
	30	0,5% (30,3)	0,5% (30,4)	0,5% (31,6)

Tabelle A.3: Ermittelte maximale Fehler und mittlere Durchmesser d_{20} für die Nukiyama-Tanasawa-Verteilung

Parameter b	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
max. Fehler	2,5%	2,5%	2,0%	1,5%	1,5%	1,5%	1,0%	1,0%	0,5%
d_{20} (μm)	3,5	3,8	4,3	4,9	5,8	6,9	8,7	11,5	17,3

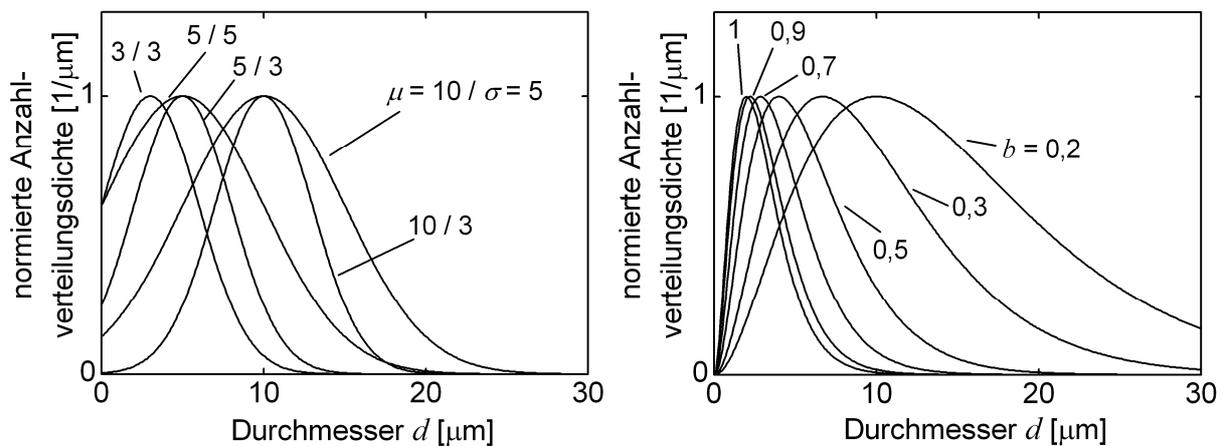


Bild A.9: Darstellung der verwendeten Anzahlverteilungen (Auszug): Normalverteilung (links) und Nukiyama-Tanasawa-Verteilung (rechts)

2. Empfängerapertur und Mehrfachstreuung

Wie in Kapitel 4.4.1.2 erläutert, hängt der effektive Extinktionskoeffizient von der Empfängerapertur ab. Da jeder reale Messaufbau eine Apertur größer Null aufweist, wird der effektive Extinktionskoeffizient $Q_{ext,eff}$ von dem nach der Mie-Theorie berechneten Extinktionskoeffizient Q_{ext} abweichen. Die Empfängerapertur Θ ist definiert als der halbe Öffnungswinkel des Empfängers und wird mit dem Arbeitsabstand L_I und dem Blendendurchmesser d_B gemäß **Bild A.10** nach Gleichung (A.6) berechnet.

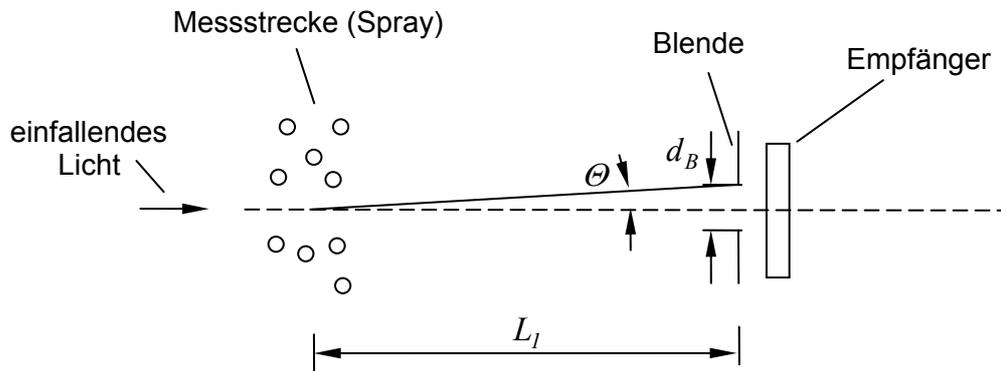


Bild A.10: Empfängerapertur Θ des Extinktionsaufbaus

$$\Theta = \arctan\left(\frac{d_B}{2 \cdot L_I}\right) \quad (\text{A.6})$$

Beim realisierten Versuchsaufbau beträgt der Blendendurchmesser $d_B = 3,6$ mm bei einem Arbeitsabstand $L_I = 800$ mm, woraus sich eine Empfängerapertur von $0,13^\circ$ ergibt. In [77] wird der Einfluss der Empfängerapertur auf den effektiven Extinktionskoeffizient $Q_{ext,eff}$ numerisch untersucht. Aufgrund der darin veröffentlichten Ergebnisse kann beim vorliegenden Aufbau die Abweichung durch die Empfängerapertur auf kleiner 1% abgeschätzt werden.

Mehrfachstreuung tritt auf, wenn das Licht innerhalb der Messstrecke aufgrund hoher Spraydichte von Tropfen mehrfach gestreut wird (vgl. Kapitel A.2.1). Das Lambert-Beersche Gesetz ist gültig bei Vernachlässigung von Mehrfachstreuungseffekten, so dass dieser Effekt bei der Extinktionsmessung beachtet werden muss. Durch die Wahl einer kleinen Empfängerapertur kann der Einfluss durch Mehrfachstreuung minimiert werden. Für sogenannte Schmalwinkel-Anlagen mit einer Apertur $\Theta < 1^\circ$ wird in der Literatur ein Grenzwert für die Transmission von $T = 0,01$ angegeben, was jedoch nur als Anhaltswert zu verstehen ist [37] [217]. Bei der vorliegenden Anwendung treten diese geringen Transmissionen nur bei der Ankunft der Sprayfront am Messort auf (vgl. Bild 5.21). Zu diesen Zeitpunkten liegt das auf den flüssigen

Kraftstoffanteil bezogene Luftverhältnis im stark unterstöchiometrischen Bereich ($\lambda_{Kr,Fl} \ll 1$). Für die Interpretation der Messergebnisse bezüglich des Entflammungsverhaltens ist ein eventueller Fehler im Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ durch Mehrfachstreuung zu diesen Zeitpunkten daher ohne praktische Relevanz.

3. Messung der Transmission

Die Extinktionsmessung basiert grundlegend auf einer zuverlässigen Messung der Transmission. Folgende Einflüsse sind hierbei zu beachten:

1. Konstanz der Laserintensität
2. Konstanz der Sensitivität des Kamerachips und des elektronischen Shutters
3. Lineare Sensitivität des Chips in Abhängigkeit der Lichtintensität
4. Dichteänderung der Luft an den heißen Kammerfenstern (Flimmern)
5. Extinktion durch Kraftstoffdampf in der Messstrecke
6. Beeinflussung des Sprays durch die Messsonde

Zur Analyse der Einflüsse wird die Transmission für eine Messung ohne Einspritzung unter ansonsten typischen Versuchsbedingungen aufgezeichnet. Im **Bild A.11** ist die Transmission von 50 aufeinanderfolgenden Messungen dargestellt, mit eingetragen ist der Mittelwert, die Standardabweichung sowie der Variationskoeffizient. Da kein Kraftstoff eingespritzt wird, sollte die Transmission konstant den Wert eins aufweisen. Dies kann auch festgestellt werden, mit zunehmender Messzeit treten jedoch geringfügige Abweichungen auf. Weiterhin ist Bild A.11 ein deutlicher Ausreißer ersichtlich. Dieser Typ Ausreißer tritt gelegentlich auf und ist durch das Flimmern der Luft an den heißen Kammerfenstern zu erklären (Kammertemperatur $\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$). Bei der Messung an der kalten Kammer ist dieser Effekt nicht auszumachen. Aufgrund der starken Abweichungen durch das Flimmern ist dieser Effekt leicht erkennbar und ein entsprechender Zyklus wird von der weiteren Auswertung ausgeschlossen. Die im Bild A.11 dargestellten Mittelwerte und Variationskoeffizienten sind unter Ausschluss des Ausreißers berechnet. Der Variationskoeffizient liegt typischerweise unter dem Wert von 0,5%, erst ab Zeitpunkten größer 2 ms überschreitet der Variationskoeffizient diesen Wert. Diese späten Zeitpunkte sind für die Interpretation der Ergebnisse jedoch nicht mehr maßgeblich, so dass die Transmissionsmessung als sehr reproduzierbar angesehen werden kann.

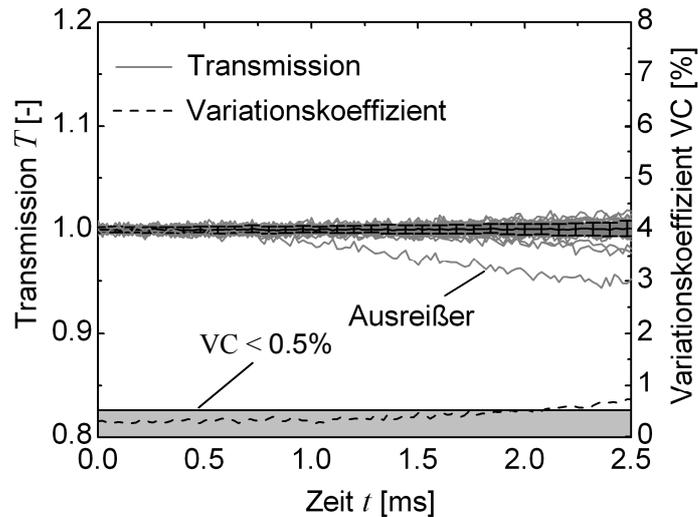


Bild A.11: Transmissionsmessung von 50 aufeinanderfolgenden Messungen ohne Kraftstoffspray an der beheizten Druckkammer ($\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$)

Durch die hier durchgeführte Messung ohne Einspritzung können die oben genannten Einflüsse der Konstanz des Lasers (1.), die Sensitivität des Kamerachips (2.) und der Einfluss des Flimmerns an den Kammerfenstern (4.) abgedeckt werden. Die verbleibenden Einflüsse (Linearität des Chips (3.), Kraftstoffdampf in der Messstrecke (5.) und Beeinflussung des Sprays durch die Messsonde (6.)) müssen pauschal abgeschätzt werden.

A.2.2.2 Fehlerfortpflanzung

Durch eine Fehlerrechnung kann der Einfluss von fehlerbehafteten Größen auf eine Zielvariable bestimmt werden. Im Folgenden wird die Abhängigkeit des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ von dessen fehlerbehafteten Einflussgrößen im Rahmen einer Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsrechnung untersucht. Ausgangspunkt ist die in Kapitel 4.4.1.3 gefundene Gleichung (4.24):

$$\lambda_{Kr,Fl} = \frac{\rho_L}{c_{M,Kr,Fl} \cdot L_{st}} = - \frac{3 \cdot \rho_L \cdot \bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L}{2 \cdot \ln(T) \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot L_{st}} \quad (4.24)$$

Der Fehler des Luftverhältnisses $\Delta\lambda_{Kr,Fl}$ berechnet sich nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz bei unabhängigen und normalverteilten Fehlern zu [143]:

$$\Delta\lambda_{Kr,Fl} = \left[\left(\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial\bar{Q}_{ext,Reg}} \cdot \Delta\bar{Q}_{ext,Reg} \right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial L} \cdot \Delta L \right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial T} \cdot \Delta T \right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial d_{32}} \cdot \Delta d_{32} \right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial \rho_{Kr,Fl}} \cdot \Delta\rho_{Kr,Fl} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (\text{A.7})$$

mit den partiellen Ableitungen

$$\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial\bar{Q}_{ext,Reg}} = - \frac{3 \cdot \rho_L \cdot L}{2 \cdot \ln(T) \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot L_{st}} \quad (\text{A.7a})$$

$$\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial L} = - \frac{3 \cdot \rho_L \cdot \bar{Q}_{ext,Reg}}{2 \cdot \ln(T) \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot L_{st}} \quad (\text{A.7b})$$

$$\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial T} = \frac{3 \cdot \rho_L \cdot \bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L}{2 \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot L_{st} \cdot T \cdot (\ln(T))^2} \quad (\text{A.7c})$$

$$\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial d_{32}} = \frac{3 \cdot \rho_L \cdot \bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L}{2 \cdot \ln(T) \cdot d_{32}^2 \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot L_{st}} \quad (\text{A.7d})$$

$$\frac{\partial\lambda_{Kr,Fl}}{\partial \rho_{Kr,Fl}} = \frac{3 \cdot \rho_L \cdot \bar{Q}_{ext,Reg} \cdot L}{2 \cdot \ln(T) \cdot d_{32} \cdot \rho_{Kr,Fl}^2 \cdot L_{st}} \quad (\text{A.7e})$$

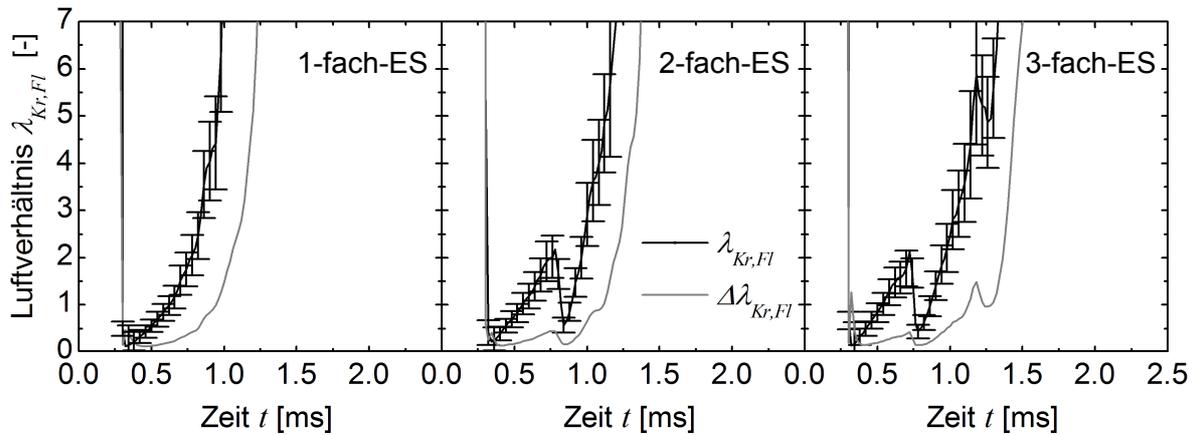
In Gleichung (A.7) gehen die erwarteten Fehler der Einflussgrößen für einen mittleren Zyklus ein, also einem sich aus 50 Einzelmessungen ergebenden Zyklus. Entsprechend wird der Fehler des Luftverhältnisses $\Delta\lambda_{Kr,Fl}$ für einen mittleren Zyklus ausgegeben.

Der Fehler des Extinktionskoeffizienten $\bar{Q}_{ext,Reg}$ wird mit 5% abgeschätzt. Darin enthalten sind der Fehler durch die Berechnung mittels des Regressionspolynoms und der Einfluss der Empfängerapertur. Weiterhin wird darin die Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten $\bar{Q}_{ext,Reg}$ vom fehlerbehafteten Durchmesser d_{20} pauschal berücksichtigt (vgl. Gleichung (4.17)). Der optische Pfand L der Messsonde ist mit einem Messschieber gemessen, woraus der Messfehler abgeschätzt wird zu $\Delta L = 0,1 \cdot 10^{-3}$ m. Der absolute Fehler der Transmissionsmessung wird mit $\Delta T = 0,06$ abgeschätzt, wobei alle in Kapitel A.2.2.1 diskutierten Einflüsse bezüglich der Transmission enthalten sind. Der Fehler des Sauterdurchmessers wird mit $\Delta d_{32} = 1 \mu\text{m}$ und der der Kraftstoffdichte mit $\Delta\rho_{Kr,Fl} = 35 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Die Luftdichte im Referenzzustand ($\rho_L = 6,5 \text{ kg/m}^3$, vgl. Kapitel 5.1) und der stöchiometrische Luftbedarf ($L_{st} = 14,26$) werden im Rahmen dieser Untersuchungen als fehlerfrei betrachtet. In **Tabelle A.4** sind die Fehler der betrachteten Einflussgröße zusammengefasst.

Tabelle A.4: Zusammenfassung der betrachteten Einflussgrößen

Größe		absoluter Fehler	relativer Fehler
<i>Konstanten</i>			
Optischer Pfad	$L = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}$	$\Delta L = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$	$\frac{\Delta L}{L} = 0,028$
Kraftstoffdichte	$\rho_{Kr,Fl} = 700 \text{ kg/m}^3$	$\Delta \rho_{Kr,Fl} = 35 \text{ kg/m}^3$	$\frac{\Delta \rho_{Kr,Fl}}{\rho_{Kr,Fl}} = 0,05$
<i>Variablen</i>			
Extinktionskoeffizient	$\bar{Q}_{ext,Reg}$		$\frac{\Delta \bar{Q}_{ext,Reg}}{\bar{Q}_{ext,Reg}} = 0,05$
Sauterdurchmesser	d_{32}	$\Delta d_{32} = 1 \text{ }\mu\text{m}$	
Transmission	T	$\Delta T = 0,06$	

Der für das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ resultierende Fehler ist für die im Bild 5.22 gezeigte Messung im **Bild A.12** dargestellt. Die Fehlerbalken markieren den Bereich mit $\lambda_{Kr,Fl} \pm \Delta \lambda_{Kr,Fl}$. Es ist ersichtlich, dass die Fehlerbalken hinreichend eng sind, so dass die gewählte Messmethode als geeignet angesehen kann, um Aussagen über das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ zu treffen.

Bild A.12: Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ mit Fehler $\Delta \lambda_{Kr,Fl}$

Die jeweilige Gewichtung der Einflussgrößen auf das Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ zeigt **Bild A.13** für die 1-fach-Einspritzung. Dargestellt sind die Einzelterme $f(x_i) = \left| \left(\partial \lambda_{Kr,Fl} / \partial x_i \right) \cdot \Delta x_i \right|$ aus Gleichung (A.7). Es wird deutlich, dass die Transmission T den größten Einfluss hat während der optische Pfad L die geringste Gewichtung aufweist. Der Extinktionsquerschnitt $\bar{Q}_{ext,Reg}$ und die Kraftstoffdichte $\rho_{Kr,Fl}$ weisen dagegen quantitativ dieselbe Abhängigkeit auf das Luftverhältnis auf.

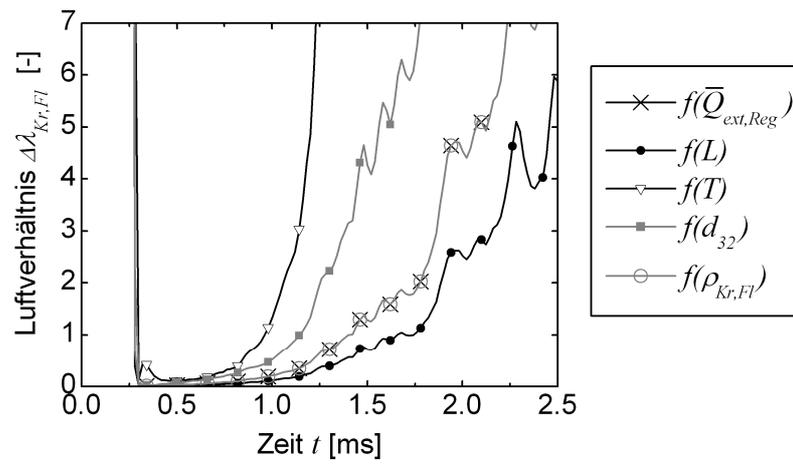


Bild A.13: Sensitivität der Einflussgrößen auf das Luftverhältnis

A.3 Erläuterungen zum phänomenologischen Modell nach BALLAL & LEFEBVRE

Im Folgenden werden die Ansätze und Herleitungen des phänomenologischen Modells zur Funkenzündung von gasförmigen und heterogenen Kraftstoff-Luftgemischen nach BALLAL UND LEFEBVRE skizziert. Für die vollständige Herleitung des Modells sei auf die Literatur [21] [22] [24] und [26] verwiesen. Zunächst wird der Fall für das strömende, gasförmige Gemisch behandelt, dem sich das strömende heterogene Gemisch anschließt. Abschließend folgt die Verknüpfung der beiden Ansätze zu einem Modell für den allgemeinen Fall. Allen Betrachtungen liegt der Ansatz zugrunde, dass der Zündfunke soviel Energie bereitstellen muss, um einen Flammenkern mit dem kritischen Durchmesser $D_{Fk,krit}$ zu erzeugen (vgl. Kapitel 2.3.2). Der Flammenkern hat dann eine Größe erreicht, bei dem die Wärmeproduktion infolge Verbrennung die Wärmeverluste durch Leitung und turbulenten Transport übersteigt. Grundlegend für die Betrachtungen ist somit das Aufstellen einer Energiebilanz. Hierbei wird stets der Wärmeverlust durch Strahlung nicht berücksichtigt, da dieser im Vergleich zu den Verlusten durch Leitung und Diffusion gering ist.

Homogenes Gemisch

Bei einem homogenen Gemisch liegt der Kraftstoff dampfförmig vor, so dass keine Verdunstungseffekte zu berücksichtigen sind. Bei einer sich kugelförmig, mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t ausbreitenden Flammenfront wird der Wärmestrom \dot{Q}_H freigesetzt [21]:

$$\dot{Q}_H = \pi \cdot D_{Fk}^2 \cdot c_{p,L} \cdot \rho_L \cdot \Delta T \cdot S_t$$

mit: D_{Fk} Flammenkerndurchmesser

ΔT Temperaturanstieg durch die Verbrennung

Der Verlust durch Wärmeleitung \dot{Q}_C über die Oberfläche des Flammenkerns an das kalte Umgebungsgas wird wie folgt berechnet:

$$\dot{Q}_C = \pi \cdot D_{Fk}^2 \cdot k_L \cdot \frac{dT}{dr} \cdot \frac{S_t}{S_l}$$

Darin ist dT/dr der treibende Temperaturgradient, der mit der laminaren Flammendicke δ_l durch den Ausdruck $\Delta T/\delta_l$ ersetzt wird. Der Ausdruck S_t/S_l berücksichtigt die Vergrößerung der Flammenoberfläche durch Faltung. Es ergibt sich:

$$\dot{Q}_C = \pi \cdot D_{Fk}^2 \cdot k_L \cdot \frac{\Delta T}{\delta_l} \cdot \frac{S_t}{S_l}$$

Der Wärmeverlust durch turbulenten Transport \dot{Q}_t kann mit dem turbulenten Temperaturleitkoeffizienten a_t ausgedrückt werden zu:

$$\dot{Q}_t = \pi \cdot D_{Fk}^2 \cdot c_{p,L} \cdot \rho_L \cdot a_t \cdot \frac{dT}{dr} \cdot \frac{S_t}{S_l} \quad (\text{A.11})$$

Diese Gleichung kann durch geeignete Annahmen sowie durch Einbeziehung experimenteller Daten überführt werden in (vgl.[21]):

$$\dot{Q}_t = 0,16 \cdot \pi \cdot D_{Fk}^2 \cdot c_{p,L} \cdot \rho_L \cdot u' \cdot \Delta T \cdot \frac{S_t}{S_l} \quad (\text{A.12})$$

Die Energiebilanz $\dot{Q}_H = \dot{Q}_C + \dot{Q}_t$ sowie der Ansatz $D_{Fk,krit} = C \cdot \delta_l$ (vgl. Gleichung (2.12) mit der experimentell ermittelten Konstanten $C = 10$ [21]) führen mit Gleichungen (A.8) (A.10) und (A.12) auf den kritischen Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$:

$$D_{Fk,krit} = \frac{10 \cdot a_L}{(S_l - 0,16 \cdot u')} \quad (\text{A.13})$$

Mit zunehmender Reaktionsgeschwindigkeit der Verbrennung (ausgedrückt durch die laminare Brenngeschwindigkeit S_l) verkleinert sich somit der kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$, eine Zunahme der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' bewirkt dessen Vergrößerung. Entsprechendes gilt nach Gleichung (2.13) für die minimale Zündenergie.

Heterogenes Gemisch

Für die Herleitung der Energiebilanz für das strömende, heterogene Gemisch wird davon ausgegangen, dass der Kraftstoff unmittelbar vor Beginn der Zündung ausschließlich in flüssiger Form vorliegt. Die Gasphase enthält somit zunächst keinen Kraftstoffdampf. Erst mit Einleitung der Zündung durch den Zündfunken verdunstet der Kraftstoff aufgrund der dadurch eingebrachten thermischen Energie. Es wird angenommen, dass der Kraftstoff unter einer unendlich schnellen Vermischung mit der Umgebungsluft sowie unter unendlich großer Reaktionsgeschwindigkeit verbrennt. Der Verbrennungsvorgang sei somit rein verdunstungskontrolliert, wodurch der freigesetzte Wärmestrom \dot{Q}_H nach

$$\dot{Q}_H = \dot{M}_{Kr,Dpf} \cdot \Delta h_r \quad (\text{A.14})$$

berechnet werden kann. Für die Berechnung des Kraftstoffmassenstroms $\dot{M}_{Kr,Dpf}$ des brennenden Einzeltropfens sind neben den in Kapitel 2.2.3 angeführten Annahmen beim verdunstenden Tropfen (ohne Verbrennung) folgende Vereinfachungen zu treffen [216]:

- Der Tropfen wird von einer kugelförmigen symmetrischen Flamme umschlossen.

- Die Gasphase besteht nur aus den drei Komponenten Kraftstoffdampf, Umgebungsluft und Verbrennungsprodukte. Die Flamme trennt die Gasphase in ein inneres Gebiet (Bereich zwischen Tropfenoberfläche und Flamme) und in ein äußeres Gebiet. Im inneren Bereich liegen nur Kraftstoffdampf und Verbrennungsprodukte vor während im äußeren Bereich nur Umgebungsluft und Verbrennungsprodukte auftreten. In beiden Zonen bestimmt binäre Diffusion den Stofftransport.
- Der Kraftstoff reagiert mit dem Luftsauerstoff unter stöchiometrischen Bedingungen und unter unendlich schneller Reaktionsgeschwindigkeit.
- Die Lewis-Zahl beträgt $Le = 1$.
- Die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität der Gasphase sind konstant.
- Vernachlässigung instationärer Effekte [203].

Ausgehend von den Erhaltungssätzen der Masse und der Energie kann folgender Ausdruck für den verdunstenden Kraftstoffmassenstrom abgeleitet werden [216] [100], wobei entsprechend [22] [24] für die Gasphase die Stoffdaten von Luft verwendet werden:

$$\dot{M}_{Kr,Dpf} = 2 \cdot \pi \cdot d \cdot \frac{k_L}{c_{p,L}} \cdot \ln(1 + B_H) \quad (\text{A.15})$$

Darin ist B_H die Wärmetransportzahl, die beim brennenden Tropfen nach Gleichung (A.16) berechnet wird. Analog zum verdunstenden Tropfen (vgl. Gleichung (2.7)) stellt sie das Verhältnis dar zwischen der zur Verfügung stehenden und der zur Verdunstung benötigten Energie. Im Zähler gehen die Reaktionsenthalpie Δh_r sowie die aus dem Umgebungsgas zugeführte Energie ein. Hierzu wird üblicherweise angenommen, dass die Oberflächentemperatur des Tropfens der Siedetemperatur $\vartheta_{Kr,S}$ entspricht. Im Nenner gehen die Verdunstungsenthalpie Δh_v ein sowie die benötigte Energie, um den Kraftstoff von seiner Ausgangstemperatur $\vartheta_{Kr,Fl,0}$ auf Siedetemperatur $\vartheta_{Kr,S}$ zu erwärmen.

$$B_H = \frac{\frac{\Delta h_r}{L_{st}} + c_{p,L} \cdot (\vartheta_{L,\infty} - \vartheta_{Kr,S})}{\Delta h_v + c_{Kr,Fl} \cdot (\vartheta_{Kr,S} - \vartheta_{Kr,Fl,0})} \quad (\text{A.16})$$

Für ein monodisperses Spray kann der Kraftstoffmassenstrom $\dot{M}_{Kr,Dpf,ges}$ für ein die Tropfenanzahl N_T beinhaltendes Kontrollvolumen wie folgt berechnet werden [24]:

$$\dot{M}_{Kr,Dpf,ges} = 2 \cdot \pi \cdot N_T \cdot d \cdot \frac{k_L}{c_{p,L}} \cdot \ln(1 + B_H) \cdot (1 + 0,25 \cdot Re_d^{0,5}) \quad (\text{A.17})$$

mit: Re_d turbulente Reynolds-Zahl, $Re_d = \frac{u' \cdot d}{\nu_L}$

Der hintere Klammerausdruck berücksichtigt den erhöhten Stoffübergang infolge Turbulenz. Die Tropfenanzahl N_T innerhalb des sphärisch angenommenen Flammenkerns wird mittels des massebezogenen Kraftstoff-Luft-Verhältnisses q

$$q = \frac{M_{Kr,Fl}}{M_L} = \frac{\rho_{Kr,Fl} \cdot N_T \cdot (\pi/6) \cdot d^3}{\rho_L \cdot (\pi/6) \cdot D_{Fk}^3} \quad (\text{A.18})$$

bestimmt zu:

$$N_T = q \cdot \frac{\rho_L}{\rho_{Kr,Fl}} \cdot \left(\frac{D_{Fk}}{d} \right)^3 \quad (\text{A.19})$$

Mit $\dot{Q}_H = \dot{M}_{Kr,Dpf,ges} \cdot \Delta h_r$ und Gleichungen (A.17) und (A.19) ergibt sich:

$$\dot{Q}_H = 2 \cdot \pi \cdot \frac{k_L}{c_{p,L}} \cdot \frac{\rho_L}{\rho_{Kr,Fl}} \cdot \frac{D_{Fk}^3}{d^2} \cdot q \cdot \Delta h_r \cdot \ln(1 + B_H) \cdot (1 + 0,25 \cdot Re_d^{0,5}) \quad (\text{A.20})$$

Der Verlustterm durch Wärmeleitung \dot{Q}_C ergibt sich aus Gleichung (A.9) mit $dT/dr = \Delta T / (0,5 \cdot D_{FK})$ und $S_l = S_t$ zu [24]:

$$\dot{Q}_C = 2 \cdot \pi \cdot D_{Fk} \cdot k_L \cdot \Delta T \quad (\text{A.21})$$

Der turbulente Anteil \dot{Q}_t entspricht Gleichung (A.12) (mit $S_l = S_t$):

$$\dot{Q}_t = 0,16 \cdot \pi \cdot D_{Fk}^2 \cdot c_{p,L} \cdot \rho_L \cdot u' \cdot \Delta T \quad (\text{A.22})$$

Es wird angenommen, dass die Verbrennung unter stöchiometrischen Bedingungen stattfindet, so dass für die Temperaturdifferenz gilt:

$$\Delta T = \Delta T_{st} = q_{st} \cdot \Delta h_r / c_{p,L} \quad (\text{A.23})$$

Die Energiebilanz $\dot{Q}_H = \dot{Q}_C + \dot{Q}_t$ führt mit Gleichungen (A.20), (A.21) (A.22) und (A.23) und mit $\Phi = q/q_{st} = 1/\lambda$ auf die gemischt-quadratische Gleichung:

$$D_{Fk,krit}^2 = \left(1 + 0,08 \cdot \frac{D_{Fk,krit} \cdot u'}{a_L} \right) \cdot \frac{\rho_{Kr,Fl} \cdot d^2 \cdot \lambda}{\rho_L \cdot \ln(1 + B_H) \cdot (1 + 0,25 \cdot Re_d^{0,5})} \quad (\text{A.24})$$

Für das ruhende Gemisch ($u' = 0$) vereinfacht sich Gleichung (A.24) zu:

$$D_{Fk,krit} = \left(\frac{\rho_{Kr,Fl} \cdot d^2 \cdot \lambda}{\rho_L \cdot \ln(1 + B_H)} \right)^{0,5} \quad (\text{A.25})$$

Es ist zu beachten, dass die Forderung nach verdunstungskontrollierter Verbrennung bei hinreichend kleinen Tropfendurchmessern und leichtflüchtigen Kraftstoffen (ausgedrückt durch die Wärmetransportzahl B_H) nicht erfüllt ist. Gemäß Gleichung (A.25) geht der kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$ gegen Null, wenn der Tropfendurchmesser d gegen Null geht. Dies ist offensichtlich nicht zutreffend, da im Grenzfall des verschwindenden Tropfendurchmessers das heterogene Gemisch in das homogene übergeht, für das ein kritischer Flammenkerndurchmesser

existiert (vgl. Gleichung (A.13)). Abhilfe schafft die Verknüpfung der Modelle des homogenen und heterogenen Falls zu einem allgemeinen Modell.

Allgemeines Modell

Die beiden bisher vorgestellten Berechnungsmethoden gehen entweder von einem homogenen Gemisch aus oder von einem heterogenen Gemisch mit verdunstungskontrollierter Verbrennung. Wie bereits erwähnt ist die Annahme der verdunstungskontrollierten Verbrennung beim heterogenen Gemisch bei hinreichend fein zerstäubten Sprays und leichtflüchtigen Kraftstoffen nicht gegeben. Weiterhin ist bei volatilen Kraftstoffen davon auszugehen, dass sich während des Zerstäubungsvorgangs bereits Kraftstoffdampf gebildet hat, der entsprechend zu berücksichtigen ist. In [26] werden die beiden bisher beschriebenen Modelle zu einem allgemeinen Modell verknüpft. Dies hat den Vorteil, dass der Einfluss der Verdunstung und Verbrennung kombiniert betrachtet werden kann. Weiterhin wird der Anteil des zum Zündzeitpunkt vorliegenden Kraftstoffdampfs berücksichtigt. Nach BALLAL und LEFEBVRE kann der kritische Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit}$ wie folgt berechnet werden [26]:

$$D_{Fk,krit} = \left(1 + 0,08 \cdot \frac{u' \cdot D_{Fk,krit}}{a_L} \right)^{0,5} \cdot (A_v + A_b)^{0,5} \quad (\text{A.26})$$

Darin treten als Summanden der Verdunstungsterm A_v und der Verbrennungsterm A_b auf. Für den Verdunstungsterm A_v gilt (vgl. Gleichung (A.24)):

$$A_v = \frac{C_3^3 \cdot (1 - \Omega) \cdot \rho_{Kr,Fl} \cdot \lambda \cdot d_{32}^2}{C_1 \cdot \rho_L \cdot \ln(1 + B_H) \cdot (1 + 0,25 \cdot C_2^{0,5} \cdot Re_{d_{32}}^{0,5})} \quad (\text{A.27})$$

Darin tritt der zu Beginn vorliegende Kraftstoffdampfanteil $\Omega = M_{Kr,Dpf} / M_{Kr,ges}$ auf. Das Luftverhältnis λ ist mit flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff zu bilden. Zur Abdeckung von polydispersen Sprays sind die folgenden Konstanten eingeführt, wodurch in Gleichung (A.27) der Sauterdurchmesser d_{32} als alleiniger Durchmesser auftritt:

$$C_1 = \frac{d_{20}}{d_{32}}; \quad C_2 = \frac{d_{10}}{d_{32}}; \quad C_3 = \frac{d_{30}}{d_{32}} \quad (\text{A.28})$$

Für den Verbrennungsterm A_b in Gleichung (A.26) gilt (vgl. Gleichung (A.13)):

$$A_b = \left(\frac{10 \cdot a_L}{(S_l - 0,16 \cdot u')} \right)^2 \quad (\text{A.29})$$

Darin ist die laminare Brenngeschwindigkeit S_l beim Luftverhältnis λ zu bestimmen.

Für die Anwendung des hier wiedergegebenen Modells nach BALLAL UND LEFEBVRE sind folgende Bemerkungen zu beachten:

- Das Modell ist auf magere Gemische beschränkt ($\lambda > 1$), was bedeutet, dass eine hohe Verdunstungsgeschwindigkeit stets das Entflammungsverhalten verbessert, vgl. Kapitel 2.3.2.2.
- Für die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u' gilt die Begrenzung $u' \leq 2 \cdot S_f$. Realistische motorische Werte beim strahlgeführten Brennverfahren liegen jedoch meist darüber (ca. $u' = 5 - 10$ m/s während der Einspritzung [149]), so dass der Einfluss der Turbulenz nur abgeschätzt werden kann.
- Das Modell impliziert die Annahme unendlich schneller Mischung, d.h. ein limitierender Anteil der Mischung bleibt unberücksichtigt. Nach [134] ist unter Schichtladebedingungen die erste Verbrennungsphase durch eine langsame chemische Reaktionsgeschwindigkeit im Vergleich zu fluiddynamischen Mischungsprozessen gekennzeichnet, so dass letztere vernachlässigt werden können.

A.4 Berechnung der Brennraumbedingungen

Die Brennraumbedingungen im Kompressionstakt werden anhand von aus Motormessungen gewonnenen Daten bestimmt. Der Brennraumdruck p_{Br} steht als Messgröße direkt zur Verfügung während die Brennraumtemperatur T_{Br} anhand der eingespritzten Kraftstoffmasse M_{Kr} und des globalen Luftverhältnisses λ über das ideale Gasgesetz berechnet wird. Die Luftmasse im Brennraum M_L berechnet sich zu:

$$M_L = \lambda \cdot M_{Kr} \cdot L_{st} \quad (\text{A.30})$$

Die Ladungsmasse im Brennraum M_{Br} wird mit dem Restgasgehalt X_{RG} [119]

$$X_{RG} = \frac{M_{RG}}{M_{Br}} = \frac{M_{RG}}{M_L + M_{RG}} \quad (\text{A.31})$$

bestimmt zu:

$$M_{Br} = \frac{M_L}{1 - X_{RG}} \quad (\text{A.32})$$

wobei ein Restgasgehalt von $X_{RG} = 0,03$ angenommen wird. Die Brennraumtemperatur T_{Br} wird anhand des idealen Gasgesetzes und des vom Kurbelwinkel α abhängigen Brennraumvolumen V_{Br} berechnet:

$$T_{Br}(\alpha) = \frac{p_{Br}(\alpha) \cdot V_{Br}(\alpha)}{M_{Br} \cdot R_L} \quad (\text{A.33})$$

Die Dichte der Brennraumladung ρ_{Br} berechnet sich aus

$$\rho_{Br}(\alpha) = \frac{p_{Br}(\alpha)}{R_L \cdot T_{Br}(\alpha)} \quad (\text{A.34})$$

Das Ergebnis der Berechnung zeigt Bild 4.2. Es wurde hierzu ein motorischer Betriebspunkt der unteren Teillast mit später Einspritzung gewählt, um Einflüsse durch Kraftstoffverdunstung und Verbrennung zu minimieren. Die Berechnung kann so bis zum Kurbelwinkel $\alpha = 10^\circ \text{KW v. ZOT}$ durchgeführt werden.

A.5 Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit

Der Gleichungssatz zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit für Iso-Oktan nach PAE ist in Gleichung (A.35) angegeben [142] [46]. Die entsprechenden Parameter sind in **Tabelle A.5** zusammengefasst.

$$S_l = \alpha \cdot \exp\left[-\xi \cdot (\Phi - \Phi_m)^2 - \exp\{-\zeta \cdot (\Phi - \Phi_m)\} - \zeta \cdot (\Phi - \Phi_m)\right] \frac{m}{s} \quad (\text{A.35})$$

mit: Φ Äquivalenzverhältnis, $\Phi = l / \lambda$

darin sind:

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_T} \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\beta_p} \quad (\text{A.35a})$$

mit: $T_0 = 300 \text{ K}$
 $p_0 = 0,1 \text{ MPa}$

$$\xi = \xi_0 \cdot \left[1 - C_T \cdot \left(\frac{T}{T_0} - 1\right)\right] \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\beta_{Cp}} \quad (\text{A.35b})$$

$$\zeta = \zeta_0 \cdot \left[1 - C_T \cdot \left(\frac{T}{T_0} - 1\right)\right] \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\beta_{Cp}} \quad (\text{A.35c})$$

Tabelle A.5: Parameter aus Gleichung (A.35)

Φ_m	α_0	ξ_0	ζ_0	α_T	β_p	C_T	β_{Cp}
1,070	0,961	2,664	2,080	1,808	-0,268	0,187	0,093

Abbildungsverzeichnis

Bild 1.1	Prognose des weltweiten Fahrzeugabsatzes differenziert nach Antriebskonzepten [115]	2
Bild 1.2	CO ₂ -Emissionen durch Kraftfahrzeuge in Europa	2
Bild 1.3	EU-Abgasnormen für Pkw mit Ottomotor	3
Bild 2.1	Direkteinspritzung im Homogenbetrieb	7
Bild 2.2	Direkteinspritzung im Schichtbetrieb	7
Bild 2.3	Düsenbauarten für die Benzindirekteinspritzung	10
Bild 2.4	Spray der Piezo-A-Düse unter atmosphärischen Bedingungen (links) und unter Schichtladebedingungen (rechts)	12
Bild 2.5	Mechanismen des Tropfenzerfalls	16
Bild 2.6	Verdunstender Tropfen in einer heißen Gasatmosphäre: Wärmeströme und Massenstrom sowie Verlauf der Temperatur und des Massenbruchs des Kraftstoffdampfes (nach [69])	17
Bild 2.7	Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit des Tropfendurchmessers d ..	27
Bild 4.1	Schnitt durch die Druckkammer (links) sowie Injektoraufnahme (rechts)	36
Bild 4.2	Brennraumbedingungen des Einzylinder-Aggregats (Kompressionssphase)	36
Bild 4.3	Piezo-Injektor HDEV4: Fotografie (links) und Skizze des Düsenquerschnitts [82] (rechts)	38
Bild 4.4	High-Speed-Schattenverfahren an der Druckkammer	39
Bild 4.5	Versuchsskizze des Schlierenaufbaus	39
Bild 4.6	Visualisierung mit dem Fernfeldmikroskop (atmosphärische Bedingungen)	40
Bild 4.7	Relative Streulichtintensität eines Benzintröpfchens ($d = 10 \mu\text{m}$) in Abhängigkeit des Streuwinkels φ und der Polarisationsrichtung: logarithmische Auftragung (links), lineare Auftragung (rechts)	41
Bild 4.8	Die für PDA nutzbare Streumoden Brechung und Reflexion [215]	42
Bild 4.9	Versuchsanordnung beim Standard-Drei-Detektoren-PDA	42
Bild 4.10	PDA-Messvolumen mit Interferenzstreifen (links), von zwei Detektoren empfangene Doppler-Bursts (rechts)	43
Bild 4.11	PDA-Versuchsaufbau an der Druckkammer	45

Bild 4.12	Messpunkte für PDA (links) und Definition der Geschwindigkeitskomponenten u_y und u_z sowie des Winkels γ (rechts).....	47
Bild 4.13	PDA-Messbarkeit an unterschiedlichen Messpositionen im Randwirbelgebiet	50
Bild 4.14	Lichtabschwächung beim Durchtritt durch ein Spray	51
Bild 4.15	Extinktionskoeffizient $Q_{ext,Mie}$ in Abhängigkeit des Mie-Parameters x und des relativen Brechungsindex m	53
Bild 4.16	Geglättete Kurven aus Bild 4.15 sowie Regressionskurve.....	55
Bild 4.17	Versuchsanordnung der Extinktionsmessung	57
Bild 5.1	Ansteuerschema des Injektors sowie Bezeichnung der Einspritzzeiten	60
Bild 5.2	Flüssigkeitslamelle bei Variation des Kraftstoffdrucks p_{Kr}	62
Bild 5.3	Zeitlicher Verlauf des Austritts der Flüssigkeitslamelle ($p_{Kr} = 200$ bar, Zeitschritt: 5 μ s).....	63
Bild 5.4	Flüssigkeitslamelle bei größerem Abstand zur Düse ($p_{Kr} = 200$ bar): Aufnahme mit Standardobjektiv (links) sowie mit Fernfeldmikroskop (rechts)	64
Bild 5.5	Reproduzierbarkeit der Strähnen von 10 aufeinanderfolgenden Einspritzzyklen ($p_{Kr} = 200$ bar)	64
Bild 5.6	Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahme bei 1-fach-Einspritzung.....	66
Bild 5.7	Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahme bei 3-fach-Einspritzung.....	67
Bild 5.8	Strahleindringtiefe und Strahlbreite	68
Bild 5.9	Konturdarstellung von 40 aufeinanderfolgenden Einspritzzyklen bei 1-fach-Einspritzung (Bildindex: Zeit nach Ansteuerbeginn in μ s)	69
Bild 5.10	Konturdarstellung von 40 aufeinanderfolgenden Einspritzzyklen bei 3-fach-Einspritzung (Bildindex: Zeit nach Ansteuerbeginn in μ s)	70
Bild 5.11	Geschwindigkeitskomponenten u_y und u_z sowie Tropfendurchmesser d bei 1-fach-Einspritzung (oben) und 3-fach-Einspritzung (unten)	71
Bild 5.12	Geschwindigkeitsfeld im Randwirbelgebiet bei 1-fach-Einspritzung	72
Bild 5.13	Geschwindigkeitsfeld im Randwirbelgebiet bei 3-fach-Einspritzung	72
Bild 5.14	Resultierende Geschwindigkeit u_{res} (Messpunkt A)	73
Bild 5.15	Mittlere Durchmesser d_{10} , d_{20} , d_{30} und d_{32} (Messpunkt A)	74
Bild 5.16	Zeitaufgelöste normierte Durchmesserverteilungen bei 1-fach-Einspritzung (Messpunkt A)	74
Bild 5.17	Mittlerer Durchmesser d_{32} im Messbereich (1-fach-Einspritzung)	75
Bild 5.18	Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit u_{res} und Winkel γ der Einzelzyklen (Messpunkt A, 1-fach-Einspritzung, Zeitintervall: 600 - 700 μ s)	77

Bild 5.19	Gegenüberstellung der radialen (u_y) und axialen (u_z) Geschwindigkeitskomponente eines Zyklus aus dem Hauptfeld (links) und Zyklus „158“ (rechts) (Messpunkt A)	78
Bild 5.20	Zusammenhang zwischen Durchmesser d und Geschwindigkeit u_{res} (Messpunkt A, 1-fach-Einspritzung, Zeitintervall: 600 - 700 μ s)	79
Bild 5.21	Transmission T und Tropfenanzahldichte $c_{N,Kr,Fl}$ am Messpunkt A: Einzelzyklen (grau), Mittelwerte sowie Standardabweichungen (schwarz)	80
Bild 5.22	Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ am Messpunkt A: Einzelzyklen (grau), Mittelwerte sowie Standardabweichungen (schwarz)	81
Bild 5.23	Quantile Q_p des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ (Messpunkt A)	82
Bild 5.24	Räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ im Messbereich bei 1-fach-Einspritzung	83
Bild 5.25	Räumliche Verteilung des Luftverhältnisses $\lambda_{Kr,Fl}$ im Messbereich bei 3-fach-Einspritzung (Legende siehe Bild 5.24)	83
Bild 5.26	Globale Sprayausbreitung bei Variation des Kammerdrucks p_K (1-fach-Einspritzung) [43]	84
Bild 5.27	Strahleindringtiefe in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K : 1-fach-Einspritzung (links) und 3-fach-Einspritzung (rechts)	85
Bild 5.28	Strahlbreite in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K : 1-fach-Einspritzung (links) und 3-fach-Einspritzung (rechts)	85
Bild 5.29	Geschwindigkeitsfeld und $\lambda_{Kr,Fl}$ -Verteilung im Randwirbelgebiet bei Variation des Kammerdrucks p_K (1-fach-Einspritzung) [42] [43]	87
Bild 5.30	Geschwindigkeit u_{res} , Durchmesser d_{32} , Transmission T und Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in Abhängigkeit des Kammerdrucks p_K (Messpunkt A, 1-fach-Einspritzung)	88
Bild 5.31	Geschwindigkeit u_{res} , Durchmesser d_{32} , Transmission T und Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in Abhängigkeit des Kammerdrucks (Messpunkt A, 3-fach-Einspritzung)	89
Bild 5.32	Konturdarstellung der Sprayausbreitung in Abhängigkeit der Kammertemperatur \mathcal{G}_K basierend auf je einem Einzelzyklus (1-fach-Einspritzung)	90
Bild 5.33	Sauterdurchmesser d_{32} am Messpunkt A in Abhängigkeit der Kammertemperatur \mathcal{G}_K (1-fach-Einspritzung)	91
Bild 5.34	Konturdarstellung des Sprays in Abhängigkeit der Injektoransteuerdauer t_i (Konturbeschriftung: Zeit nach Ansteuerbeginn (μ s))	92
Bild 5.35	Strahleindringtiefe und Strahlbreite bei Variation der Injektoransteuerdauer t_i	93

Bild 5.36	Konturdarstellung des Sprays zu den Aufnahmezeitpunkten $t = 400 \mu\text{s}$ und $t = 600 \mu\text{s}$ (Konturbeschriftung: Ansteuerdauer des Injektors t_i)	93
Bild 5.37	Geschwindigkeitsfeld und $\lambda_{Kr,Fl}$ -Verteilung im Randwirbelgebiet bei der Injektoransteuerdauer $t_i = 200 \mu\text{s}$ und $t_i = 500 \mu\text{s}$	95
Bild 5.38	Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ bei verschiedenen Injektoransteuerdauern t_i zum Zeitpunkt $t = 600 \mu\text{s}$ (Legende siehe Bild 5.37).....	95
Bild 5.39	Geschwindigkeit u_{res} , Durchmesser d_{32} , Transmission T und Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ in Abhängigkeit der Injektoransteuerdauer t_i (Messpunkt A)	96
Bild 5.40	Wechselwirkung von Zündkerzenelektroden und Kraftstoffspray	97
Bild 5.41	Resultierende Geschwindigkeit u_{res} an der Zündspaltposition bei eingebauter und nicht eingebauter Zündkerze (1-fach-Einspritzung) ..	98
Bild 5.42	Motorische Aussetzerrate und Spraycharakteristika bei 1-fach-Einspritzung [41]	99
Bild 5.43	Motorische Aussetzerrate und Spraycharakteristika bei 3-fach-Einspritzung [41]	100
Bild 5.44	Variation der Ansteuerdauern der Teileinspritzungen sowie der Pausenzeiten bei 3-fach-Einspritzung	101
Bild 6.1	Zeitlicher Verlauf der Tropfentemperatur	107
Bild 6.2	Laminare Brenngeschwindigkeit S_l von Iso-Oktan in Abhängigkeit des Luftverhältnisses λ und des Zündzeitpunkts α_{ZZP} ($X_{RG} = 0,03$).....	108
Bild 6.3	Parametervariation ausgehend vom Referenzzustand: Verhältnis R_{Fk} sowie normierter kritischer Flammenkerndurchmesser $D_{Fk,krit,n}$..	111
Bild 6.4	Variation von Tropfendurchmesser d_{32} und Luftverhältnis λ	112
Bild 6.5	Parametervariation bei stöchiometrischem Luftverhältnis ($\lambda = 1$)	114
Bild 6.6	Parametervariation bei magerem Luftverhältnis ($\lambda = 1,3$).....	115
Bild A.1	Relative Streulichtintensitäten der für PDA relevanten Streumoden eines Benzintröpfchens ($d = 10 \mu\text{m}$): parallel polarisiertes Licht (links), senkrecht polarisiertes Licht (rechts)	124
Bild A.2	Abhängigkeit des Phasenkonversionsfaktors P_{12} vom relativen Brechungsindex m	125
Bild A.3	Quantitative Phasen-Durchmesser-Relation der verwendeten PDA-Systemkonfiguration.....	126
Bild A.4	Abmessungen des Messvolumens bei PDA mit Schlitzblende.....	127
Bild A.5	Einfluss der Laserleistung auf die mittleren Durchmesser und die Datenrate	128
Bild A.6	Durchmesserverteilungen in Abhängigkeit der Laserleistung	128

Bild A.7	Relativer Fehler des Phasenkonversionsfaktors P_{I_2} in Abhängigkeit des Brechungsindex m (PDA-Konfiguration entsprechend Tabelle 4.2)	133
Bild A.8	Relativer Fehler des Phasenkonversionsfaktors P_{I_2} in Abhängigkeit des Streuwinkels φ (PDA-Konfiguration entsprechend Tabelle 4.2) ..	134
Bild A.9	Darstellung der verwendeten Anzahldichteverteilungen (Auszug): Normalverteilung (links) und Nukiyama-Tanasawa-Verteilung (rechts)	136
Bild A.10	Empfängerapertur Θ des Extinktionsaufbaus	137
Bild A.11	Transmissionsmessung von 50 aufeinanderfolgenden Messungen ohne Kraftstoffspray an der beheizten Druckkammer ($\mathcal{G}_K = 200^\circ\text{C}$)...	139
Bild A.12	Luftverhältnis $\lambda_{Kr,Fl}$ mit Fehler $\Delta\lambda_{Kr,Fl}$	141
Bild A.13	Sensitivität der Einflussgrößen auf das Luftverhältnis	142

Literaturverzeichnis

- [1] ACHLEITNER, E.; AMANN, R.; KLEPATSCH, M.; PASQUI, R.; FRENZEL, H.; WARNECKE, V.; BAUER, P.: *Die innovative Technologie für die Benzin-direkteinspritzung mit strahlgeführten Brennverfahren*; 12. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentchnik, 2003.
- [2] ACHLEITNER, E.; BERGER, S.; FRENZEL, H.; KLEPATSCH, M.; WARNECKE, V.: *Benzin-Direkteinspritzsystem mit Piezo-Injektor für strahlgeführte Brennverfahren*; MTZ Motortechnische Zeitschrift, Heft Nr. 05, 338-349, 2004.
- [3] AGGARWAL, S.K.; SIRIGNANO, W.A.: *Ignition of Fuel Sprays: Deterministic Calculations for Idealized Droplet Arrays*; 20th Symposium (International) on Combustion, 1773-1780, 1984.
- [4] AGGARWAL, S.K.: *Chemical-Kinetics Modeling for the Ignition of Idealized Sprays*; Combust. Flame, 69:291-302, 1987.
- [5] AGGARWAL, S.K.; CHA, S.: *A Parametric Study on Spray Ignition and Comparison with Experiments*; Combust. Sci. and Tech., 59:213-223, 1988.
- [6] AGGARWAL, S.K.: *Ignition Behavior of a Multicomponent Fuel Spray*; Combust. Flame, 76:5-15, 1989.
- [7] AGGARWAL, S.K.; NGUYEN, K.: *Ignition Behavior of a Fuel Spray Flowing in a Tube*; Chem. Eng. Comm., 88:23-29, 1990.
- [8] AGGARWAL, S.K.: *A Review of Spray Ignition Phenomena: Present Status and Future Research*; Prog. Energy Combust. Sci., 24:565-600, 1998.
- [9] ALBRECHT, H.-E.; BORYS, M.; DAMASCHKE, N.; TROPEA, C.: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*; Springer, Berlin Heidelberg, 2003.
- [10] ALTENSCHMIDT, F.; BEZNER, M.; SCHAUPP, U.; WALTNER, A.: *Spray-Guided Combustion System with Piezo Injection*; AutoTechnology 36-38, 2005.

-
- [11] ALTENSCHMIDT, F.; BERTSCH, D.; BEZNER, M.; LAUDENBACH, N.; ZAHN, M.; SCHAUPP, U.; KADEN, A.; REINHARDT, N.: *Die Analyse des Entflammungsvorganges von Ottomotoren mit Direkteinspritzung im Schichtladebetrieb*; 7. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2006.
- [12] ARANEO, L.; SOARE, V.; PAYRI, R.; SHAKAL, J.: *Setting up a PDPA System for Measurements in a Diesel Spray*; Journal of Physics: Conference Series 45:85-93, 2006.
- [13] ARNDT, S.; GARTUNG, K.; BRÜGGEMANN, D.: *Spray Structure of High Pressure Gasoline Injectors: Analysis of Transient Spray Propagation and Spray-Gas Momentum Transfer*; Proc. ILASS 2001, Zürich, 2001.
- [14] ARNDT, S.; GRZESZIK, R.; RAIMANN, J.; RUTHENBERG, I.: *Analyse und Bewertung von Hochdrucksprays für Benzin-Direkteinspritzung unter motorischen Bedingungen*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung II, expert verlag, Renningen, 2003.
- [15] ARNDT, S.; GRZESZIK, R.; ROGLER, P.; SCHÜRG, F.: *Quantifizierung von Sprayverdampfungsraten und Luft-/Kraftstoffverhältnis für strahlgeführte BDE Brennverfahren mit Laser-induzierter Exciplextomografie und einem Spraymodell*; 8. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008.
- [16] BACHALO, W.D.; RUDOFF, R.C.; BRENA DE LA ROSE, A.: *Mass Flux Measurements of a High Number Density Spray System Using the Phase Doppler Particle Analyzer*; AIAA-Paper 88-0236, 1988.
- [17] BACHALO, W.D.; BRENA DE LA ROSA, A.; SANKAR, S.V.: *Diagnostics for Fuel Spray Characterization*; In: Combustion Measurements, Chigier, N., Hemisphere Publishing, New York, 1991.
- [18] BACHER, H.; HÜBNER, W.; WITT, A.: *Potenziale und Herausforderungen des strahlgeführten DI-Brennverfahrens*; Strahlgeführte Verbrennungssysteme, expert verlag, Renningen, 2005.
- [19] BAEHR, H.D.; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*; Springer, Berlin, 2008.
- [20] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *The Influence of Flow Parameters on Minimum Ignition Energy and Quenching Distance*; 15th Symposium (International) on Combustion, 1473-1481, 1975.

-
- [21] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *Ignition and Flame Quenching in Flowing Gaseous Mixtures*; Proc. R. Soc. Lond. A.357:163-181, 1977.
- [22] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *Ignition and Flame Quenching of Quiescent Fuel Mist*; Proc. R. Soc. Lond. A.364:277-294, 1978.
- [23] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *Ignition of Liquid Fuel Sprays at Sub-atmospheric Pressures*; Combust. Flame, 31: 115-126, 1978.
- [24] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *Ignition and Flame Quenching of Flowing Heterogeneous Fuel-Air Mixtures*; Combust. Flame, 35:155-168, 1979.
- [25] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *Flame Propagation in Heterogeneous Mixtures of Fuel Droplets, Fuel Vapor and Air*; 18th Symposium (International) on Combustion, 321-328, 1981.
- [26] BALLAL, D.R.; LEFEBVRE, A.H.: *A General Model of Spark Ignition for Gaseous and Liquid Fuel-Air Mixtures*; 18th Symposium (International) on Combustion, 1737-1746, 1981.
- [27] BARGENDE, M.: *Verbrennungsmotoren I*; Vorlesungsmanuskript, Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen, Universität Stuttgart, 2006.
- [28] BARGENDE, M.: *Verbrennungsmotoren II*; Vorlesungsmanuskript, Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen, Universität Stuttgart, 2006.
- [29] BARTSCH, C.; PESTER, W.: *Entwickler ziehen Schraube beim Spritverbrauch weiter an*; In: VDI Nachrichten, vom 17. Juni 2011, Nr. 24, S.14.
- [30] BASSHUYSEN, VAN R.: *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*; Vieweg, Braunschweig Wiesbaden, 2010.
- [31] BASSHUYSEN, VAN R.: *Ottomotor mit Direkteinspritzung*; Vieweg, Wiesbaden, 2007.
- [32] BECKER, J.: *Spray-Dispersion in einem generischen Vormischmodul für Flugtriebwerks-Brennkammern*; Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2004.
- [33] BECKER, J.: *Einfluss der Zylinderinnenströmung auf Gemischbildung und Verbrennung eines Ottomotors mit Direkteinspritzung*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 2004.
- [34] BEFRUI, B.; CORBINELLI, G.; ROBART, D.; RECKERS, W.; WELLER, H.: *LES Simulation of the Internal Flow and Near-Field Spray Structure of an Outward-Opening GDi Injector and Comparison with Imaging Data*; SAE-Paper 2008-01-0137.

- [35] BEYRAU, F.; SCHMITZ, I.; WEIKL, M.; SEEGER, T.; LEIPERTZ, A.: *Untersuchungen der Verdampfung von BDE-Sprays mittels unterschiedlicher Lasermesstechniken*; Motorische Verbrennung, 7. Tagung, München, 2005.
- [36] BEZNER, M.; ENDERLE, C.; KADEN, A.; SCHAUPP, U.; ALTENSCHMIDT, F.: *Einsatz der 3D-Strömungssimulation bei der Entwicklung ottomotorischer Brennverfahren mit Direkteinspritzung*; Direkteinspritzung im Ottomotor V, expert verlag, Renningen, 2005.
- [37] BOECK, T.: *Entwicklung eines photometrischen on-line Oberflächenmessverfahrens für trockene, disperse Feststoffe*; Dissertation, Universität Clausthal, 1983.
- [38] BOHREN, C.F.; HUFFMAN, D.R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*; Wiley-Interscience, New York, 1983.
- [39] *Borgnakke, C.: Flame Propagation and Heat-Transfer Effects in Spark Ignition Engines*; Fuel Economy: Road Vehicles Powered by Spark Ignition Engines, Hilliard, J.C.; Springer, G.S.; Ed. New York: Plenum, 1984.
- [40] BORN, M.: *Optik*; Springer, Berlin, 1965.
- [41] BREUNINGER, T.; HESE, M.; SCHMIDT, J.; TSCHÖKE, H.; KUFFERATH, A.; ALTENSCHMIDT, F.: *Einfluss der Spraycharakteristik einer Piezo-A-Düse auf die Entflammung beim strahlgeführten Brennverfahren*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung VI, expert verlag, Renningen, 2011.
- [42] BREUNINGER, T.; SCHMIDT, J.: *Analyse der Spraycharakteristik einer Piezo-A-Düse für die Benzindirekteinspritzung*; ProcessNet 2011, Jahrestreffen des Fachausschusses Wärme- und Stoffübertragung, 21.-22. März 2011, Frankfurt a.M.
- [43] BREUNINGER, T.; SCHMIDT, J.; HESE, M.; TSCHÖKE, H.: *Optische Messungen der Spraycharakteristik einer Piezo-A-Düse unter Druckkammerbedingungen*; Motorische Verbrennung, 10. Tagung, München, 2011.
- [44] BRUTSCHER, T.M.: *Experimentelle und theoretische Untersuchung zur Entflammung und Flammenausbreitung bei funkengezündeten Brenngas-Luft-Gemischen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 2003.
- [45] BURGOYNE, J.H.; COHEN, L.: *The Effect of Drop Size on Flame Propagation in Liquid Aerosols*; Proc. R. Soc. Lond. A.225:375-392, 1954.

-
- [46] CHOI, H.; KIM, M.; MIN, K.; LEE, J.: *The Stratified Combustion Model of Direct-Injection Spark-Ignition Engines*; Proc. Combust. Inst., 29:695–701, 2002.
- [47] DAHMS, R.; FANSLER, T.D.; DRAKE, M.C.; KUO, T.-W.; LIPPERT, A.M.; PETERS, N.: *Modeling Ignition Phenomena in Spray-Guided Spark-Ignited Engines*; Proc. Combust. Inst. 32:2743-2750, 2009.
- [48] DANIS, A.M.; NAMER, I.; CERNANSKY, N.P.: *Droplet Size and Equivalence Ratio Effects on Spark Ignition of Monodisperse N-Heptane and Methanol Sprays*; Combust. Flame, 74:285-294, 1988.
- [49] DANTEC DYNAMICS: *BSA Flow Software*; Version 4.10, Installation & User's Guide, 2006.
- [50] DAUBERT, T.E.; DANNER, R.P.: *Physical and Thermodynamic Properties of Pure Chemicals*; Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989.
- [51] DRAKE, M.C.; FANSLER, T.D.; LIPPERT, A.M.: *Stratified-Charge Combustion: Modeling and Imaging of a Spray-Guided Direct-Injection Spark-Ignition Engine*; Proc. Combust. Inst., 30:2683-2691, 2005.
- [52] DRAKE, M.C.; HAWORTH, D.C.: *Advanced Gasoline Engine Development using Optical Diagnostics and Numerical Modeling*; Proc. Combust. Inst. 31:99-124, 2007.
- [53] DRAKE, M.C.; FANSLER, T.D.; BÖHM, B.; BUSCH, S.; PETERSON, K.: *Understanding Ignition Processes in Spray-Guided Gasoline Engines using High Speed Laser Imaging Techniques*; Motorische Verbrennung, 9. Tagung, München, 2009.
- [54] DRAKE, M.C.; FANSLER, T.D.; PETERSON, K.H.: *Stratified Ignition Processes in Spray-Guided SIDI Engines*; 9. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2010.
- [55] DULLENKOPF, K.; WILLMANN, M.; WITTIG, S.; SCHÖNE, F.; STIEGLMEIER, M.; TROPEA, C.; MUNDO, C.: *Comparative Mass Flux Measurements in Sprays using a Patternator and the Phase-Doppler Technique*; Part. Part. Syst. Charact., 15:81–89, 1998.
- [56] DURST, F.; ZARÉ, M.: *Laser Doppler Measurements in Two-Phase Flows*; Proc. of the LDA-Symposium Copenhagen, 1975.
- [57] DURST, F.; MELLING, A.; WHITELAW, J.H.: *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*; Braun, Karlsruhe, 1987.

-
- [58] DURST, F.; MELLING, A.; VOLKHOLZ, P.: *The Extension of Phase Doppler Anemometry to Small Particles*; Partec95, 4th Int. Congress Optical Particle Sizing, Nürnberg, 1995.
- [59] EICHLSEDER, H.; BAUMANN, E.; MÜLLER, P.; NEUGEBAUER, S.: *Chancen und Risiken von Ottomotoren mit Direkteinspritzung*; MTZ Motortechnische Zeitschrift , Heft Nr. 3, 144-152, 2000.
- [60] EL-BESHBESHY, M.S.; HODGES, J.T.; CORRADINI, M.L.: *Image Analysis of Diesel Sprays*; SAE-Paper 921628, 1992.
- [61] FAETH, G.M.: *Current Status of Droplet and Liquid Combustion*; Prog. Energy Combust. Sci. 3:191-224, 1977.
- [62] FAETH, G.M.: *Evaporation and Combustion of Sprays*; Prog. Energy Combust. Sci. 9:1-76, 1983.
- [63] FANSLER, T.D.; DRAKE, M.C.; DÜWEL, I.; ZIMMERMANN, F.P.: *Wechselwirkung zwischen Kraftstoffspray und Zündkerze in einem Ottomotor mit Direkteinspritzung*; 7. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2006.
- [64] FANSLER, T.D.; DRAKE, M.C.; BÖHM, B.: *Hochgeschwindigkeitsdiagnostiken basierend auf Mie-Streuung in der Entwicklung von strahlgeführten Ottomotoren*; 8. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008.
- [65] FEST-SANTINI, S.: *Wärmeübergang bei der Sprühkühlung mit intermittierenden Sprays oberhalb der Leidenfrosttemperatur*; Dissertation Universität Magdeburg, 2009.
- [66] FEBLER, M.; WETZEL, M.: *Ermittlung von thermodynamischen Potenzialen alternativer Zündsysteme an einem strahlgeführten Brennverfahren*; 8. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008.
- [67] FISCHER, J.; VELJI, A.; SPICHER, U.: *Investigation of Cycle-To-Cycle Variations of In-Cylinder Processes in Gasoline Direct Injection Engines Operating With Variable Tumble Systems*; SAE-Paper 2004-01-0044, 2004.
- [68] FISCHER, J.; KERN, W.; UNTERWEGER, G.; WITT, A.; DURST, B.; SCHÜNE-MANN, E.; SCHWARZ, C.: *Methodeneinsatz bei der Entwicklung des spraygeführten BMW DI-Brennverfahrens*; 7. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2006.
- [69] FROHN, A.; ROTH, N.: *Dynamics of Droplets*; Springer, Berlin, 2000.

- [70] GARTUNG, K.: *Modellierung der Verdunstung realer Kraftstoffe zur Simulation der Gemischbildung bei der Benzindirekteinspritzung*; Dissertation, Universität Bayreuth, 2008.
- [71] GEIGER, J.; LANG, O.; SALBER, W.; KREBBER-HORTMANN, K.: *Status Quo und zukünftige Potenziale strahlgeführter Otto-DI Brennverfahren*; Strahlgeführte Verbrennungssysteme, expert verlag, Renningen, 2005.
- [72] GLASSMAN, I.: *Combustion*; Academic Press, San Diego, 1996.
- [73] GODSAVE, G.A.E.: *Studies of the Combustion of Drops in a Fuel Spray - The Burning of Single Drops of Fuel*; 4th Symposium (International) on Combustion, 818-830, 1953.
- [74] GRAMS, S.: *Beitrag zur Reduzierung der Schadstoffemissionen und des Kraftstoffverbrauchs an großvolumigen Ottomotoren mit Direkteinspritzung durch Thermomanagement*; Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2010.
- [75] GRZESZIK, R.: *Laserinduzierte Fluoreszenz und Flammenemissionsspektroskopie zur Charakterisierung des Gemischbildungsprozesses bei wand- und luftgeführten Brennverfahren mit Benzindirekteinspritzung*; Dissertation, Universität Bielefeld, 2002.
- [76] GÜLDER, Ö.L.: *Correlations of Laminar Combustion Data for Alternative S.I. Engine Fuels*; SAE-Paper 841000, 1984.
- [77] GUMPRECHT, R.O.; SLIEPCEVICH, C.M.: *Scattering of Light by Large Spherical Particles*; J. Phys. Chem., 57:90-95, 1953.
- [78] HERDEN, W.: *Zündung und Entflammung bei Benzindirekteinspritzung*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung, expert verlag, Renningen, 2001.
- [79] HERDEN, W.; VOGEL, M.: *Perspektiven alternativer Zündsysteme*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung III, expert verlag, Renningen, 2004.
- [80] HERDEN, W.; ARNDT, S.; GRZESZIK, R.: *Gemischbildung im Schichtbetrieb strahlgeführter BDE-Brennverfahren unter Berücksichtigung der Spray-Kolben-Interaktion*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung IV, expert verlag, Renningen, 2007.
- [81] HERMANN, A.: *Modellbildung für die 3D-Simulation der Gemischbildung und Verbrennung in Motoren mit Benzin-Direkteinspritzung*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 2008.

- [82] HERMANN, A.; KRÜGER, CH.; SCHAUPP, U.; ARNDT, S.; GARTUNG, K.; HÜBEL, M.; SPICHER, U.; VELJI, A.: *Numerische und diagnostische Analyse der Strahlausbreitung und Randwirbelbildung von Piezo-A-Düsen und ihre Sensitivität zur Düseninnenströmung*; 8. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008.
- [83] HERRMANN, L.: *Untersuchung von Tropfengrößen bei Injektoren für Ottomotoren mit Direkteinspritzung*; Dissertation, Universität Bayreuth, 2003.
- [84] HERWEG, R.: *Die Entflammung brennbarer, turbulenter Gemische durch elektrische Zündanlagen - Bildung von Flammkernen*; Dissertation, Universität Stuttgart, 1992.
- [85] HERTZBERG, A.: *Betriebsstrategien für einen Ottomotor mit Direkteinspritzung und NOx-Speicher-Katalysator*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 2001.
- [86] HESE, M.; BREUNINGER, T.; TSCHÖKE, H.; SCHMIDT, J.; ALTENSCHMIDT, F.; SCHAUPP, U.; WINTER, H.; KUFFERATH, A.: *Untersuchungen zur Verbesserung des Entflammungsverhaltens eines strahlgeführten Brennverfahrens mit Piezo-Einspritztechnik*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung V, expert verlag, Renningen, 2009.
- [87] HESE, M.; TSCHÖKE, H.; BREUNINGER, T.; ALTENSCHMIDT, F.; WINTER, H.: *Influence of a Multispark Ignition System on the Inflammation in a Spray-guided Combustion Process*; SAE-Paper 2009-24-0117, 2009.
- [88] HESE, M.; TSCHÖKE, H.; BREUNINGER, T.; SCHMIDT, J.; ALTENSCHMIDT, F.; WINTER, H.: *Zündungsuntersuchungen an einem strahlgeführten Brennverfahren mit Piezo-Einspritztechnik*; Direkteinspritzung im Ottomotor VII, expert verlag, Renningen, 2009.
- [89] HESE, M.; BREUNINGER, T.; TSCHÖKE, H.; SCHMIDT, J.; ALTENSCHMIDT, F.; KUFFERATH, A.: *Einflüsse von Einspritzung und Zündung auf die Robustheit beim strahlgeführten Brennverfahren mit Piezo-Benzindirekteinspritzung*; Wissenschaftssymposium Automobiltechnik, 21.-22. März 2012, Braunschweig.
- [90] HEYWOOD, J.B.: *Internal Combustion Engine Fundamentals*; McGraw-Hill, New York, 1988.
- [91] HILDENBRAND, S.; STAUDACHER, S.; BRÜGGEMANN, D.; BEYRAU, F.; WEIKL, M.C.; SEEGER, T.; LEIPERTZ, A.: *Numerical and Experimental Study of the Vaporization Cooling in Gasoline Direct Injection Sprays*; Proc. Combust. Inst. 31:3067–3073, 2007.

-
- [92] HIRLEMAN, E.D.: *History of Development of the Velocimeter Phase-Doppler Particle-Sizing*; Part. Part. Syst. Charact. 13:59-67, 1996.
- [93] HOMBURG, A.: *Optische Untersuchung zur Strahlausbreitung und Gemischbildung bei DI-Benzin-Brennverfahren*; Dissertation, Universität Braunschweig, 2002.
- [94] HSIANG, L.-P.; FAETH, G.M.: *Drop Deformation and Breakup due to Shock Wave and Steady Disturbances*; Int. J. Multiphase Flow 21:545-560, 1995.
- [95] HUANG, C.C.; SHY, S.S.; LIU, C.C.; YAN, Y.Y.: *A Transition on Minimum Ignition Energy for Lean Turbulent Methane Combustion in Flamelet and Distributed Regimes*; Proc. Combust. Inst., 31:1401-1409, 2007.
- [96] HULST, H.C. VAN DE: *Light Scattering by Small Particles*; Dover Publ Inc, New York, 1981.
- [97] JAKOBY, R.; WILLMANN, M.; KIM, S.; DULLENKOPF, K.; WITTIG, S.: *LDA-Messungen in rotierenden Bezugssystemen: Einfluss von Geschwindigkeitsgradienten auf die Bestimmung des Turbulenzgrads*; 5. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", Berlin, 1996.
- [98] JOOS, F.: *Technische Verbrennung, Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*; Springer, Berlin, 2006.
- [99] KADEN, A.; ALTENSCHMIDT, F.; GILDEIN, H.; KRAUS, E.; SCHAUPP, U.; PRILOP, H.: *Die Analyse der Rußentstehung mittels optischer Messtechnik und CFD-Simulation an einem aufgeladenen Ottomotor mit Direkteinspritzung*; 9. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2010.
- [100] KANURY, A.M.: *Introduction to Combustion Phenomena*; Gordon and Breach, New York, 1994.
- [101] 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*; Meas. Sci. Technol. 17:221-227, 2006.
- [102] KLAUSMANN, W.E.: *Untersuchungen zur turbulenten Tropfenbewegung und Verdampfung unter brennkammertypischen Strömungsbedingungen*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 1989.
- [103] KNEER, R.: *Grundlegende Untersuchungen zur Sprühstrahlausbreitung in hochbelasteten Brennräumen: Tropfenverdunstung und Sprühstrahlcharakterisierung*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 1993.

- [104] KNEER, R.; WILLMANN, M.; SCHNEIDER, M.; HIRLEMANN, D.; KOCH, R.; WITTIG, S.: *Theoretical Studies on the Influence of Refractive Index Gradients within Multicomponent Droplets on Size Measurements by Phase Doppler Anemometry*; Proc. ILCASS 1994, Rouen, France, 1994.
- [105] KOCH, T.: *Numerischer Beitrag zur Charakterisierung und Vorausberechnung der Gemischbildung und Verbrennung in einem direkteingespritzten, strahlgeführten Ottomotor*; Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2002.
- [106] KOO, J.H.; HIRLEMANN, E.D.: *Review of Principles of Optical Techniques for Particle Size Measurements*; In: Recent Advances in Spray Combustion, Vol. 1: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena, Kuo, K. K., American Inst. of Aeronautics and Astronautics, Reston, 1996.
- [107] KRÄMER, S.: *Untersuchung zur Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung beim Ottomotor mit Benzin-Direkteinspritzung*; Fortschr.-Ber. VDI Reihe 12, Nr. 353, VDI, Düsseldorf, 1998.
- [108] KRAVCHIK, T.; SHER, E.; HEYWOOD, J.B.: *From Spark Ignition to Flame Initiation*; Comb. Sci. and Tech. 108:1-30, 1995.
- [109] KUFFERATH, A.; STORCH, A.; HESE, M.; TSCHÖKE, H.: *Potenziale des Zündsystems beim strahlgeführten Brennverfahren mit Piezo-Einspritztechnik*; 12. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, Graz, 2009.
- [110] LAVEN, P.: *MiePlot, Version 4.1*; <http://www.philiplaven.com>, abgerufen am 24.09.2009.
- [111] LAWES, M.; LEE, Y.; MARQUEZ, N.: *Comparison of Iso-Octane Burning Rates between Single-Phase and Two-Phase Combustion for Small Droplets*; Combust. Flame, 144:513-525, 2006.
- [112] LEFEBVRE, A.H.: *Atomization and Sprays*; Hemisphere, New York, 1989.
- [113] LEFEBVRE, A.H.: *Gas Turbine Combustion*; Taylor & Francis, Philadelphia, 1999.
- [114] LEONHARD, R.; GERHARDT, J.: *Benzin-Direkteinspritzung - Von der Vision zur Realität*; 27. Int. Wiener Motorensymposium, 2006.
- [115] LEONHARD, R.: *CO₂-Emissionen reduzieren mit optimierten Verbrennungsmotoren*; 60. Motorpresskolloquium, Boxberg, 2011, <http://www.boschpresse.de>, abgerufen am 01.12.2011.
- [116] LEWIS, B.; ELBE VON, G.: *Combustion, Flames and Explosions of Gases*; Academic Press, New York, 1951.

-
- [117] LIOU, T.-M.; SANTAVICCA, S.A.: *Cycle Resolved Turbulence Measurements in a Ported Engine With and Without Swirl*; SAE-Paper 830419, 1983.
- [118] LIOU, T.-M.; SANTAVICCA, S.A.: *Cycle Resolved LDV Measurements in a Motored IC Engine*; J. Fluids Eng., 107:232-240, 1985.
- [119] LIST, H.: *Grundlagen und Technologien des Ottomotors: Der Fahrzeugantrieb*; Springer, Wien, 2008.
- [120] LÜCKERT, P.; WALTNER, A.; RAU, E.; VENT, G.; SCHAUPP, U.: *Der neue V6-Ottomotor mit Direkteinspritzung von Mercedes-Benz*; MTZ Motor-technische Zeitschrift, Heft Nr. 11, 830-840, 2006.
- [121] LÜCKERT, P.; DOLL, G.; MERDES, N.; WALTNER, A.; EDER, T.: *Die Schwerpunkte der Otto-Motoren-Entwicklung von Mercedes-Benz*; 19. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik 2010.
- [122] MAAß, J.; LEYH, B.; TSCHÖKE, H.: *Computersimulation der Gemischbildung für Hochdruck-Benzindirekteinspritzung (HD-BDE)*; 12. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik 2003.
- [123] MAAß, J.: *Gemischbildung im Ottomotor mit strahlgeführtem Brennverfahren*; Dissertation, Universität Magdeburg, 2004.
- [124] MAEDA, T.; MORIKITA, H.; HISHIDA, K.; MAEDA, M.: *Effective Size of the Measuring Cross-Section of a Phase-Doppler Anemometry*; In: Developments in Laser Techniques and Fluid Mechanics, Adrian, R.J.; Durao, D.F.G.; Heitor, M.V.; Maeda, M.; Whitelaw, J.H., Springer, Berlin, 1997.
- [125] MALY, R.; HERDEN, W.; SAGGAU, B.; WAGNER, E.; VOGEL, M.; BAUER, G.; BLOSS, H.: *Die drei Phasen einer elektrischen Zündung und ihre Auswirkungen auf die Entflammungseinleitung*; 5. Statusseminar „Kraftfahrzeuge und Straßenverkehr“ des Bundesministers für Forschung und Technologie (BMFT), Bad Alexandersbad, 1977.
- [126] MALY, R.; VOGEL, M.: *Initiation and Propagation of Flame Fronts in Lean CH₄-Air Mixtures by the Three Modes of the Ignition Spark*; 17th Symposium (International) on Combustion, 821-831, 1978.
- [127] MALY, R.: *Spark Ignition: Its Physics and Effect on the Internal Combustion Engine*; In: Fuel Economy: Road Vehicles Powered by Spark Ignition Engines, Hilliard, J.C.; Springer, G.S.; Ed. New York: Plenum, 1984.

- [128] MARCHI, A.; NOURI, J.M.; YAN, Y.; ARCOUMANIS, C.: *Internal Flow and Spray Characteristics of Pintle-Type Outwards Opening Piezo Injectors for Gasoline Direct-Injection Engines*; SAE-Paper 2007-01-1406, 2007.
- [129] MARCHIONE, T.; AHMED, S.F.; MASTORAKOS, E.: *Ignition of Turbulent Swirling N-Heptane Spray Flames using Single and Multiple Sparks*; Combust. Flame, 156:166-180, 2009.
- [130] MAROHN, R.; MAAB, J.; RAKOWSKI, S.; SEEBODE, J.: *Einfluss der Düsenlochgeometrie auf die Gemischbildung*; 8. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008.
- [131] MASTORAKOS, E.: *Ignition of Turbulent Non-Premixed Flames*; Progr. Energy Combust. Sci. 35:57-97, 2009.
- [132] MAYINGER, F.; FELDMANN, O.: *Optical Measurements*; Springer, Berlin, 2001.
- [133] MERKER, G.P.; SCHWARZ, C.: *Technische Verbrennung: Simulation verbrennungsmotorischer Prozesse*; Teubner, Stuttgart, 2001.
- [134] MERKER, G.P.; SCHWARZ, C.: *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Simulation der Gemischbildung, Verbrennung, Schadstoffbildung und Aufladung*; Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [135] METGHALCHI, M.; KECK, J.C.: *Burning Velocities of Mixtures of Air with Methanol, Isooctane, and Indolene at High Pressure and Temperature*; Combust. Flame, 48:191-210, 1982.
- [136] MYERS, G.D.; LEFEBVRE, A.H.: *Flame Propagation in Heterogeneous Mixtures of Fuel Drops and Air*; Combust. Flame, 66:193-210, 1986.
- [137] NOURI, J.M.; WHITELAW, J.H.: *Effect of Chamber Pressure on the Spray Structure from a Swirl Pressure Atomiser for Direct Injection Gasoline Engines*; First Int. Conf. on Optical and Laser Diagnostics (ICOLAD), London, 2002.
- [138] NOURI, J.M.; HAMID, M.A.; YAN, Y.; ARCOUMANIS, C.: *Spray Characterization of a Piezo Pintle-Type Injector for Gasoline Direct Injection Engines*; Journal of Physics: Conference Series 85, 2007.
- [139] OCHS, M.: *Verdunstung monodisperser, frei beweglicher Brennstoff-Tropfen in einer turbulenten Heissluftströmung*; Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1999.

-
- [140] OFNER, B.: *Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen*; Dissertation, Universität München, 2001.
- [141] ORTMANN, R.; WÜRFEL, G.; GRZESZIK, R.; RAIMANN, J.; SAMENFINK, W.; SCHLERFER, J.: *Vergleich von Zerstäubungskonzepten für Benzin-Direkteinspritzung*; Direkteinspritzung im Ottomotor III, expert verlag, 2001.
- [142] PAE, S.; MIN, K.: *Modeling of Laminar Burning Velocities for Hydrocarbon and Methanol Fuels by Using Detailed Chemical Reaction Mechanisms*; Trans. KSME 25:1303-1310, 2001.
- [143] PAPULA, L.: *Mathematik für Ingenieure und Naturwissenschaftler, Band 3*; Vieweg+Teubner, 2008.
- [144] Penner, S.S.: *Explosions, Detonations, Flammability and Ignition*; Pergamon Press, London, 1959.
- [145] PETERS, J.E.; MELLOR, A.M.: *An Ignition Model for Quiescent Fuel Sprays*; Combust. Flame, 38:65-74, 1980.
- [146] PETERS, H.: *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Abgasrückführung und Abgasschichtung beim Ottomotor mit Direkteinspritzung und strahlgeführtem Brennverfahren*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 2004.
- [147] PILCH, M.; ERDMANN, C.A.: *Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop*; Int. J. Multiphase Flow 13:741-757, 1987.
- [148] PIOCK, W.F.; SIKINGER, H.; FRAIDL, G.K.: *Das strahlgeführte Brennverfahren: Ein Vergleich zur ersten Generation der Direkteinspritzung*; Strahlgeführte Verbrennungssysteme, expert verlag, Renningen, 2005.
- [149] PIOCK, W.F.; WEYAND, P.; HEISE, V.; WOLF, E.: *The Ignition Challenge for Stratified Combustion Systems*; 12. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, Graz, 2009.
- [150] PISCHINGER, S.; HEYWOOD, J.B.: *A Study of Flame Development and Engine Performance with Breakdown Ignition Systems in a Visualization Engine*; SAE-Paper 880518, 1988.
- [151] PISCHINGER, S.: *Effects of Spark Plug Design Parameters on Ignition and Flame Development in an SI-Engine*; Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1989.

-
- [152] PISCHINGER, S.; HEYWOOD, J.B.: *How Heat Losses to the Spark Plug Electrodes Affect Flame Kernel Development in an SI-Engine*; SAE-Paper 900021, 1990.
- [153] PISCHINGER, F.: *Motorische Verbrennung*; Abschlussbericht Sonderforschungsbereich 224, Aachen, 2001.
- [154] PISCHINGER, R.; KLELL, M.; SAMS, T.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*; Springer, Wien, 2009.
- [155] PITCHER, G.; WIGLEY, G.; SAFFMAN, M.: *Sensitivity of Dropsize Measurements by Phase Doppler Anemometry to Refractive Index Changes in Combusting Fuel Sprays*; 5th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 1990.
- [156] POPIOLEK, G.: *Sprühstrahl - Wand - Wechselwirkungen bei der Benzindirekteinspritzung*; Dissertation, Universität Magdeburg, 2007.
- [157] RAGER, J.: *Funkenerosion an Zündkerzenelektroden*; Dissertation, Universität Saarbrücken, 2006.
- [158] RANZ, W.E.; MARSHALL, W.R.: *Evaporation from Drops, Part II*; Chem. Eng. Prog., 48:173-180, 1952.
- [159] RECKERS, W.; BEFRUI, B.; CORBINELLI, G.: *Investigations of High Pressure GDI Conical Spray Atomization for Spray Guided Combustion Systems*; 8. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2008.
- [160] REICHERT, H.: *Zur Berechnung des Extinktionskoeffizienten kleiner Teilchen bei weißem Licht*; Powder Technol., 6:363-366, 1972.
- [161] REITZ, R.D.: *Atomization and other Breakup Regimes of a Liquid Jet*; PhD Thesis, Princeton University, 1978.
- [162] RHODES, D.B.; KECK, J.C.: *Laminar Burning Speed Measurements of Indolene-Air-Diluent Mixtures at High Pressures and Temperatures*; SAE-Paper 850047, 1985.
- [163] RICHARDS, G.A.; LEFEBVRE, A.H.: *Turbulent Flame Speeds of Hydrocarbon Fuel Droplets in Air*; Combust. Flame, 78:299-307, 1989.
- [164] RICHTER, T.: *Zerstäuben von Flüssigkeiten*; expert verlag, Renningen, 2004.
- [165] RIEGLER, U.G.: *Berechnung der Verbrennung und der Schadstoffbildung in Ottomotoren unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen*; Dissertation, Universität Stuttgart, 1999.

-
- [166] ROBERT BOSCH GMBH: *Ottomotor-Management: Systeme und Komponenten*; Vieweg, Wiesbaden, 2005.
- [167] ROBERT BOSCH GMBH: *Kraftfahrtechnisches Taschenbuch*; Vieweg, Wiesbaden, 2007.
- [168] ROISMAN, I.V.; TROPEA, C.: *Flux Measurements in Sprays Using Phase Doppler Techniques*; Atomization and Sprays, 11:667-699, 2001.
- [169] RÖBLER, K.: *Strahlgeführte Brennverfahren beim Ottomotor mit innerer Gemischbildung*; Dissertation, Universität Rostock, 2006.
- [170] ROTHENWÖHRER, M.: *Einfluss thermodynamisch metastabiler Zustände auf den Zerfall und das Mischverhalten von Flüssigkeitsstrahlen*; Dissertation, Universität München, 2004.
- [171] RUCK, B.: *Distortion of LDA Fringe Pattern by Tracer Particles*; Experiments in Fluids 10:349-354, 1991.
- [172] RUCK, B.; PAVLOVSKI, B.: *Particle-Induced Limits of Accuracy in Laser Doppler Anemometry*; Part. Part. Syst. Charact. 10:129-137, 1993.
- [173] RUTHENBERG, I.; ARNDT, S.; GRZESZIK, R.; RAIMANN, J.; BARGENDE, M.: *Analyse der Kausalkette Gemischbildung, Entflammung und Flammenausbreitung bei strahlgeführten Brennverfahren der Benzindirekteinspritzung durch Einsatz von Laserspektroskopie und Druckindizierung*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung III, expert verlag, Renningen, 2004.
- [174] RUTHENBERG, I.: *Laserspektroskopische Analyse eines strahlgeführten Brennverfahrens der Benzindirekteinspritzung*; Dissertation, Universität Stuttgart, 2006.
- [175] SAFFMAN, M.: *The Use of Polarized Light for Optical Particle Sizing*; Third Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 1986.
- [176] SAFFMAN, M.: *Automatic Calibration of LDA Measurement Volume Size*; Applied Optics, 26:2592-2597, 1987.
- [177] SAGGAU, B.: *Kalorimetrie der drei Entladungsformen des elektrischen Zündfunken*; Archiv für Elektrotechnik 64:229-235, 1981.
- [178] SANKAR, S.V.; BACHALO, W.D.: *Response Characteristics of the Phase Doppler Particle Analyzer for Sizing Spherical Particles Larger than the Light Wavelength*; Applied Optics, 30:1487-1496, 1991.

-
- [179] SANKAR, S.V.; WEBER, B.J.; KAMEMOTO, D.Y.; BACHALO, W.D.: *Sizing Fine Particles with the Phase Doppler Interferometric Technique*; Applied Optics, 30:4914-4920, 1991.
- [180] SAUTER, W.; PFEIL, J.; VELJI, A.; SPICHER, U.; LAUDENBACH, N.; ALTENSCHMIDT, F.; SCHAUPP, U.: *Application of Particle Image Velocimetry for Investigation of Spray Characteristics of an Outward Opening Nozzle for Gasoline Direct Injection*; SAE-Paper 2006-01-3377, 2006.
- [181] SCHÄFER, M.: *Der Zündfunke*; Dissertation, Stuttgart, 1997.
- [182] SCHÄNZLIN, K.: *Experimenteller Beitrag zur Charakterisierung der Gemischbildung und Verbrennung in einem direkteingespritzten, strahlgeführten Ottomotor*; Dissertatioin, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2002.
- [183] SCHAUPP, U.; ALTENSCHMIDT, F.; BERTSCH, D.; LAUDENBACH, N.; VOIGTLÄNDER, D.; WALTNER, A.: *Das strahlgeführte Mercedes-Benz-Brennverfahren: Robustheitsanforderungen unter Serienaspekten*; Direkteinspritzung im Ottomotor V, expert verlag, Renningen, 2005.
- [184] SCHAUPP, U.; ALTENSCHMIDT, F.; BERTSCH, D.; LAUDENBACH, N.: *Strahlgeführtes Brennverfahren mit Piezo-Benzindirekteinspritzung*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung IV, expert verlag, Renningen, 2007.
- [185] Schaupp, U.; Altenschmidt, F.; Laudenbach, N.; Bertsch, D.; Bezner, M.; Kaden, A.: *Benzin-Direkteinspritzung der 2. Generation: Neue Wege der Brennverfahrensentwicklung*; 7. Internationales Stuttgarter Symposium, 2007.
- [186] SCHAUPP, U.; LAUDENBACH, N.; SAUTER, W.; FISCHER, J.; BEZNER, M.; WALTNER, A.: *Spray- und Mengenanforderungen an Einspritzsysteme für Otto-DI-Motoren zur Erfüllung zukünftiger Verbrauchs- und Emissionsziele*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung VI, expert verlag, 2011.
- [187] SCHERENBERG, H.: *Rückblick über 25 Jahre Benzineinspritzung in Deutschland*; MTZ Motortechnische Zeitschrift, Heft Nr. 9, 245-254, 1955.
- [188] SCHERENBERG, H.: *Der Erfolg der Benzin-Direkteinspritzung bei Daimler-Benz*, MTZ Motortechnische Zeitschrift, Heft Nr. 7, 241-245, 1961.
- [189] Schintzel, K.; Willand, J.; Hoffmeyer, H.; Schulz, R.: *Neue ottomotorische Brennverfahren: Alternativen zum Dieselmotor*; Direkteinspritzung im Ottomotor VI, expert verlag, 2007.

- [190] SCHMID, A.; BARGENDE, M.; GRILL, M.; BERNER, H.-J.; ROSSA, S.; BÖTTCHER, M.: *Ein neues, quasidimensionales Verbrennungsmodell für strahlgeführte, geschichtete Otto-DE-Motoren*; 12. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, Graz, 2009.
- [191] SCHMITZ, I.; BEYRAU, F.; LEIPERTZ, A.: *Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die Ausbreitung und den Zerfall von BDE-Sprays*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung IV, expert verlag, Renningen, 2007.
- [192] SCHÖNE, F.; BAUCKHAGE, K.; WRIEDT, T.: *Size of the Detection Area of a Phase-Doppler Anemometer for Reflecting and Refracting Particles*; Part. Part. Syst. Charact. 11:327-338, 1994.
- [193] SCHOLZ, H.: *Numerische Untersuchung der Verdunstung einkomponentiger Tropfen*; Studienarbeit, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2010.
- [194] SCHÜNEMANN, E.; FEDROW, S.; LEIPERTZ, A.: *Droplet Size and Velocity Measurement for the Characterization of a DI-Diesel Spray Impinging on a Flat Wall*; SAE-Paper 982545, 1998.
- [195] SCHÜRIG, F.; ARNDT, S.; WEIGAND, B.: *Ventilspezifische, analytisch-phänomenologische Modellierung der Sprayausbreitung für die nulldimensionale Simulation*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung IV, expert verlag, Renningen, 2007.
- [196] SCHWENGER, C.; HUNZINGER, M.; VELJI A.; SPICHER, U.; ALTENSCHMIDT, F.; SCHAUPP, U.: *High-Speed-Visualisierung der Einspritzung, Zündung und Flammenausbreitung in einem Einhubtriebwerk mit strahlgeführtem Brennverfahren und Piezo-Einspritztechnik*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung IV, expert verlag, Renningen, 2007.
- [197] SEIBEL, C.M.: *Weiterentwicklung kombinierter experimenteller und numerischer Methoden zur Optimierung der Gemischbildung bei der Benzindirekteinspritzung*; Dissertation, Universität Stuttgart, 2006.
- [198] SETTLES, G.S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques*; Springer, Berlin, 2001.
- [199] SHELBY, M.H.; VANDERWEGE, B.A.; HOCHGREB, S.: *Early Spray Development in Gasoline Direct-Injected Spark-Ignition Engines*; SAE-Paper 980160, 1998.

-
- [200] SKOGSBERG, M.; DAHLANDER, P.; DENBRATT, I.: *Spray Shape and Atomization Quality of an Outward-Opening Piezo Gasoline DI Injector*; SAE-Paper 2007-01-1409, 2007
- [201] SKOGSBERG, M.; DAHLANDER, P.; DENBRATT, I.: *An Experimental Study of Mixture Preparation and Combustion in an Optical Engine Using a Piezo-Actuated Injector*; Direkteinspritzung im Ottomotor VI, expert verlag, Renningen, 2007.
- [202] SPALDING, D.B.: *The Combustion of Liquid Fuels*; 4th Symposium (International) on Combustion, 847-864, 1953.
- [203] SPALDING, D.B.: *Some Fundamentals of Combustion*; Butterworths Scientific Publications, London, 1955.
- [204] SPICHER, U.; KÖLMEL, A.; KUBACH, H.; TÖPFER, G.: *Combustion in Spark Ignition Engines with Direct Injection*; SAE-Paper 2000-01-0649, 2000.
- [205] SPICHER, U.; HEIDENREICH, T.; NAUWERCK, A.: *Stand der Technik strahlgeführter Verbrennungssysteme*; Strahlgeführte Verbrennungssysteme, expert verlag, Renningen, 2005.
- [206] SPICHER, U.; KUBACH, H.; HÄNTSCHE, J.P.: *Die strahlgeführte Direkteinspritzung als Zukunftskonzept für den Otto-Motor*; MTZ-Konferenz Motor, Stuttgart, 2006.
- [207] STAN, C.: *Direkteinspritzsysteme für Otto- und Dieselmotoren*; Springer, Berlin, 1999.
- [208] STIESCH, G.: *Modeling Engine Spray and Combustion Processes*; Springer, Berlin, 2003.
- [209] STENGELE, J.F.: *Tropfenverdunstung in Hochdruckatmosphäre*; Dissertation, Universität Karlsruhe, 1998.
- [210] STRAKEY, P.A.; TALLEY, D.G.; BACHALO, W.D.; BREUER, A.: *Anwendung der Phasen-Doppler-Methode auf optisch dichte Sprays*; Proc. SPRAY '98, Essen, 15.1-15.9, 1998.
- [211] SULTAN, G.: *PDA-Messungen in "optisch dichten" Sprays: Störungen der Signaldetektion und deren Auswirkung auf ermittelte Verteilungen*; Shaker, Aachen, 2001.
- [212] TEETS, R.E.; SELL, J.A.: *Calorimetry of Ignition Sparks*; SAE-Paper 880204, 1988.

-
- [213] TREMMEL, O.: *Potentiale variabler Einspritzsysteme für die Benzin-Direkteinspritzung*; Dissertation, Universität Hannover, 2007.
- [214] TROPEA, C.: *Phase Doppler Measurement Technique: Basics*; In: Phase Doppler Measurements in Ultra-Dense Sprays; Kurzlehrgang, 24. Februar 2005, Technische Universität Darmstadt.
- [215] TROPEA, C.: *Messtechniken für die Charakterisierung von Sprays*; Kurzlehrgang Fluidzerstäubung und Sprayvorgänge, 12.-14. März 2007, Karlsruhe.
- [216] TURNS, S.R.: *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*; McGraw-Hill, Boston, 2000.
- [217] UMHAUER, H.; LÖFFLER, F.: *Einfluss der Partikelgrößenverteilung bei der photometrischen Bestimmung der Konzentration industrieller Stäube in Gas-Feststoff-Strömungen*; Partikelmesstechnik - Dechema-Monographien, Verlag Chemie, Teil B, 79:147-164, Weinheim, 1976.
- [218] UNTERLECHNER, P.: *Quantifizierung der zyklischen Schwankungen des Einspritzstrahls einer Drallzerstäuberdüse für direkteinspritzende Ottomotoren*; Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2008.
- [219] URLAUB, A.: *Verbrennungsmotoren: Grundlagen, Verfahrenstheorie, Konstruktion*; Springer, Berlin, 1995.
- [220] VARGAFTIK, N.B.: *Handbook of Physical Properties of Liquids and Gases: Pure Substances and Mixtures*; Begell House, New York, 1996.
- [221] VDI, VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*; Springer, Berlin, 2006.
- [222] VOGT, B.: *Rechnerische Analyse luft- und strahlgeführter Brennverfahren von Ottomotoren im Schichtbetrieb*; Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2009.
- [223] WALTNER, A.; LÜCKERT, P.; SCHAUPP, U.; RAU, E.; KEMMLER, R.; WELLER, R.: *Die Zukunftstechnologie des Ottomotors: strahlgeführte Direkteinspritzung mit Piezo-Injektor*; 27. Int. Wiener Motorensymposium, 2006.
- [224] WARNECKE, V.; ACHLEITNER, E.; BÄCKER, H.: *Entwicklungsstand des Siemens VDO Piezo-Einspritzsystems für strahlgeführte Brennverfahren*; 27. Int. Wiener Motorensymposium, 2006.

- [225] WENSING, M.: *Charakterisierung von Benzineinspritzprozessen mittels zweidimensionaler Mie-Streuung*; Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1999.
- [226] WEYAND, P.; WEITEN, C.; PIOCK, W.; SCHILLING, S.: *Multifunkenzündung - Eine Lösung für verbrauchsorientierte Ottomotorkonzepte*; VDI-Berichte Nr. 1975, 2006.
- [227] WEYAND, P.; PIOCK, W.F.; WEITEN, C.; SCHILLING, S.: *Bedarfsgerechte Mehrfachzündung für kritische Entflammungsbedingungen*; MTZ Motor-technische Zeitschrift, Heft Nr. 8, 584-591, 2008.
- [228] WIGLEY, G.: *Phase Doppler Anemometry and its Application to Liquid Fuel Spray Combustion*; In: *Optical Diagnostics for Flow Processes*, Lading, L.; Wigley, G.; Buchhave, P.; Plenum Press, New York, 1994.
- [229] WILLAND, J.; SUCK, G.; SCHINTZEL, K.: *Anforderungen an die Einspritzsysteme strahlgeführter Brennverfahren*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung III, expert verlag, 2004.
- [230] WILMS, J.: *Evaporation of Multicomponent Droplets*; Dissertation, Universität Stuttgart, 2005.
- [231] WISLOCKI, K.; PIELECHA, I.; CZAJKA, J.; MASLENNIKOV, D.: *Optical Diagnostics of Combustion in Gasoline Engines Fitted with a Multi-phase Fuel Injection*; Motorische Verbrennung, 10. Tagung, München, 2011.
- [232] WÖRNER, P.; ARNDT, S.; GRZESZIK, R.; RUTHENBERG, I.; GAUDIGS, E.: *Grundlagenuntersuchungen zur Korrelation zwischen Gemischbildung und Zündung bei Benzindirekteinspritzung*; Direkteinspritzung im Ottomotor V, expert verlag, Renningen, 2005.
- [233] Wozniak, G.: *Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte*; Springer, Berlin Heidelberg, 2003.
- [234] YAMAMOTO, S.; TANAKA, D.; SATO, K.; YOKOE, M.: *Keys to Understanding Spray-guided Combustion of a Narrow-spacing Gasoline Direct Injection SI Engine with a Centrally Mounted Multi-hole Injector*; SAE-Paper 2009-01-1497, 2009.
- [235] YAN, Y.; GASHI, S.; NOURI, J.M.; LOCKETT, R.D.; ARCOUMANIS, C.: *Investigation of Spray Characteristics in a Spray-Guided DISI Engine using PLIF and LDV*; Journal of Physics: Conference Series 85, 2007.
- [236] ZHAO, F.; LAI, M.-C.; HARRINGTON, D.L.: *Automotive Spark-Ignited Direct-Injection Gasoline Engines*; Prog. Energy Combust. Sci. 25:437-562, 1999.

-
- [237] ZIEGLER, G.F.W.; WAGNER, E.P.; MALY, R.R.: *Ignition of Lean Methane-Air Mixtures by High Pressure Glow and Arc Discharges*; 20th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1817-1824, 1984.
- [238] ZIESENIS, J.; BAUCKHAGE, K.: *Absorption and Scattering of Light by Highly Concentrated Two-phase Flows*; Part. Part. Syst. Charact., 19: 195-202, 2002.
- [239] ZIGAN, L.; SCHMITZ, I.; FLÜGEL, A.; WENSING, M.; LEIPERTZ, A.: *Einfluss der Kraftstoffzusammensetzung und der Umgebungsbedingungen in der Otto- und Diesel-Direkteinspritzung*; Diesel- und Benzindirekteinspritzung V, expert verlag, Renningen, 2009.
- [240] ZIMMERMANN, D.; KEREK, Z.; WIRTH, M.; GANSERT, K.-P.; GRZESZIK, R.; STORCH, A.; JOSEFSSON, G.; SANDQUIST, H.: *Entflammung geschichteter Gemische im strahlgeführten Benzin-DI-Motor: Optimierung mit Hilfe von Hochgeschwindigkeits-Visualisierung*; 6. Int. Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden Baden, 2004.
- [241] ZIMMERMANN, D.; KEREK, Z.; WIRTH, M.; STORCH, A.; GRZESZIK, R.; GANSERT, K.-P.; JOSEFSSON, G.: *Optimierung strahlgeführter DI-Brennverfahren mit Hilfe von Simulationstechniken und optischer Analyse*; Strahlgeführte Verbrennungssysteme, expert verlag, Renningen, 2005.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Tobias Breuninger
Geburtsdatum 18.01.1977
Geburtsort Öhringen

Schulbildung

1983 - 1987 Grundschule, Michelbach a.W.
1987 - 1993 Realschule, Öhringen
1993 - 1996 Technisches Gymnasium, Öhringen

Zivildienst

1996 - 1997 Arbeiterwohlfahrt, Öhringen

Studium

1997 - 2004 Studium der Fachrichtung Maschinenwesen an der
Universität Stuttgart

Berufliche Tätigkeit

2004 - 2007 Versuchsingenieur bei der
Mahle Filtersysteme GmbH, Stuttgart
seit 2007 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Strömungstechnik und Thermodynamik der
Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg