

Lasermessverfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeit und Kraftstoffverteilung bei motorischen Einspritzvorgängen

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Kurt Stephan Wissel

aus Köln

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. R. Kneer

Universitätsprofessor Dr.-Ing. (USA) S. Pischinger

Tag der mündlichen Prüfung: 24. November 2006

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehr- und Forschungsgebiet Laser-Messverfahren in der Thermofluidodynamik unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. G. Grünefeld. Seine innovativen Ideen und große Kompetenz sowie seine stete Begeisterungsfähigkeit in vielen Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ferner bedanke ich mich bei ihm für das angenehme Klima innerhalb der Arbeitsgruppe.

Herrn Prof. Dr. R. Kneer danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für die Bereitschaft, die Betreuung des Promotionsverfahrens zu übernehmen.

Bei Herrn Prof. Dr. S. Pischinger bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferats. Für die Übernahme des Vorsitzes danke ich Herrn Prof. Dr. M. Modigell.

Mein herzlicher Dank gilt meinen Kollegen Andreas Greis, Christoph Pauls, Björn Rossow und Peter Wieske sowie den studentischen Mitarbeitern und Studienarbeitern des LTFD, Simon Beguile-Kella, Tobias Ginsberg und Thorsten Heinitz, die das positive Umfeld während und nach der Arbeit nachhaltig prägten. Neben zahlreichen fachlichen Diskussionen und der Unterstützung im Labor waren gemeinsame private Aktivitäten stets wichtig für die Motivation und gaben neuerliche Denkanstöße.

Schließlich bedanke ich mich bei meinem Kollegen des VKA Herrn Karl Hortmann für die ausdauernd gute Zusammenarbeit bei gemeinsamen Messungen und in den Arbeitskreissitzungen im Rahmen eines langjährigen Kooperationsprojektes.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Formelzeichen und Abkürzungen	vii
1 Einleitung und Motivation	1
2 Dieselmotorische Direkteinspritzung	3
2.1 Strahlstruktur	3
2.2 Geschwindigkeitsmessverfahren in Gas- und Flüssigphase	6
3 Stand der Technik verwendeter optischer Messverfahren	11
3.1 Laser Flow Tagging (LFT)	11
3.1.1 Photochemische Verfahren	12
3.1.2 Photophysikalische Verfahren	16
3.2 Tracermoleküle	19
3.2.1 Prinzip der Laser-Induzierten Fluoreszenz/Phosphoreszenz	19
3.2.2 Physikalische Eigenschaften verschiedener Ketone	22
3.2.3 Lumineszierende Lanthanid-Chelate	32
3.2.4 Auswahl der Tracer	36
4 Versuchsaufbauten	37
4.1 Einspritzsystem und Kraftstoffe für Kammeruntersuchungen	37
4.2 Verwendete Tracer für LFT	38
4.2.1 Tracermoleküle für die Gasphase	38
4.2.2 Flüssigphasentracer	42
4.3 Versuchsträger	46
4.3.1 Atmosphärische Einspritzkammer	46
4.3.2 Hochdruckkammer	47

4.3.3	Verbrennungsmotor mit Benzindirekteinspritzung	52
5	Algorithmen zur Bestimmung der Geschwindigkeit	57
5.1	Kurvenanpassung (1C/2D)	57
5.1.1	Prinzip	58
5.1.2	Implementierung	59
5.1.3	Genauigkeit der Berechnungsmethode	61
5.2	Optical Flow Algorithmus GIV (2C/2D)	72
6	Geschwindigkeitsverteilung im Dieselspray mittels LFT	75
6.1	Einflussfaktoren auf das Messsignal	75
6.1.1	Umgebungseinflüsse	76
6.1.2	Prinzipbedingte Einflussfaktoren	79
6.2	Tropfengeschwindigkeiten im Dieseleinspritzstrahl	84
6.2.1	Vergleich der Auswertelgorithmen	85
6.2.2	Parametervariationen	94
6.2.3	Strahlgeschwindigkeit am Düsenaustritt	100
6.2.4	2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung	103
6.3	Gasphasen- und Relativgeschwindigkeiten im Dieselspray	105
6.3.1	Bestimmung der Gasphasengeschwindigkeit	105
6.3.2	Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase	110
6.4	Zusammenfassung der Fehlerabschätzung und Limitierungen	118
7	Gemischbildung im DI-Ottomotor	127
7.1	GIVT zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit im Spray	127
7.2	Bestimmung der Kraftstoffverteilung mittels PLIF	136
7.2.1	Vorgehensweise und Annahmen bei der Quantifizierung	137
7.2.2	Fehlerabschätzung	140
7.2.3	Ergebnisse	145
8	Zusammenfassung und Ausblick	169
	Literaturverzeichnis	173

Abbildungsverzeichnis

2.1	Messverfahren am Dieselspray	6
3.1	Jablonski-Energieschema polyatomarer Moleküle	20
3.2	Absorptions- und Emissionsspektren verschiedener Ketone	24
3.3	Prinzip der Anregung des Lanthanid-Chelats	34
3.4	Jablonski-Energieschema für Lanthanid-Chelate	34
4.1	Spektrale Trennung von Flüssig- und Dampfphase bei LFT	39
4.2	Temperaturabhängigkeit der Phosphoreszenz von Aceton und Biacetyl	41
4.3	Molekülaufbau verschiedener Liganden	43
4.4	Absorptions- und Emissionsspektren von Lanthanid-Chelaten	44
4.5	Vergleich verschiedener Flüssigphasen-Tracer	45
4.6	Schematischer Versuchsaufbau der atmosphärischen Einspritzkammer	47
4.7	Versuchsaufbau für Einlochdüsen in Hochdruckkammer	48
4.8	Prinzipieller Versuchsaufbau mit gekreuzten Linienbündeln	50
4.9	Versuchsaufbau für Relativmessungen	51
4.10	Strahlengang für LFT am Verbrennungsmotor	53
4.11	Optischer Aufbau für PLIF-Untersuchungen am BDE-Motor	55
5.1	Darstellung des LFT-Prinzips bei Anwendung am Dieselspray	58
5.2	Vorgehensweise bei der Geschwindigkeitsbestimmung	59
5.3	Simuliertes und „verraushtes“ Rohbild für Genauigkeitsabschätzung	66
5.4	Beispiel der Häufigkeitsverteilung der simulierten Auswertung	67
5.5	Genauigkeit der angepassten Peakposition	68
5.6	Einfluss von Binning auf Genauigkeit	69
5.7	Genauigkeit der Kurvenanpassung bei Einzelpeaks	70
6.1	Einfluss von Einspritzdruck und Messposition	76
6.2	Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Linienbreite im Dieselspray	78

6.3	Einfluss der Pulsenergie auf die Linienbreite im Dieselspray	81
6.4	Bildsequenzen bei unterschiedlicher Pulsenergie	82
6.5	Einfluss von Belichtungszeit und Verzögerung auf detektierte Linienbreite	84
6.6	Exemplarische LFT-Doppelbilder eines Dieseleinspritzstrahls	86
6.7	Ergebnis der Auswertung mit OFA (GIV)	87
6.8	Ergebnis der Auswertung mit Kurvenanpassung	90
6.9	Vergleich der Auswertealgorithmen	93
6.10	Tropfengeschwindigkeiten für unterschiedliche Kraftstoffe	96
6.11	Vergleich der Axialgeschwindigkeiten für unterschiedliche Kraftstoffe	97
6.12	Transiente Tropfengeschwindigkeit	99
6.13	Austrittsgeschwindigkeit der Tropfen an der Düse	101
6.14	2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung	104
6.15	Rohbilder einer Einzellinie bei Gasphasen-LFT	107
6.16	Beispielprofil der Auswertung bei Gasphasen-LFT	108
6.17	Gasphasengeschwindigkeit bei Umgebungsdruck und 300 bar Raildruck	109
6.18	Ergebnisse der Relativmessungen bei Umgebungsbedingungen	111
6.19	Exemplarisches Rohbild der Simultanmessung	113
6.20	Relativgeschwindigkeiten bei einem Kammerdruck von 5 bar	115
6.21	Relativgeschwindigkeiten bei einem Kammerdruck von 10 bar	116
6.22	Relativgeschwindigkeiten bei einem Kammerdruck von 20 bar	117
6.23	Systematische Fehler bei LFT-Messung am Dieselspray	122
6.24	Limitierung und Messbereich von LFT im Dieselspray	125
7.1	Bildausschnitt für LFT am Ottomotor mit BDE	128
7.2	Beispielergebnis bei GIVT am Ottomotor mit BDE	130
7.3	GIVT bei Benzindirekteinspritzung ASE von 40 °KW vZOT	133
7.4	GIVT bei Benzindirekteinspritzung ASE bei 50 °KW vZOT	134
7.5	Wirbelstärke bei Einspritzung in Brennraum	135
7.6	Abschätzung der λ -Abweichung infolge von Tropfenverdunstung	142
7.7	Doppeleinspritzung bei 44 °KW vZOT und 42 °KW vZOT	147
7.8	Einfach-/Doppeleinspritzung bei 40 °KW vZOT und 38 °KW vZOT	149
7.9	Einfach-/Doppeleinspritzung bei 36 °KW vZOT und 34 °KW vZOT	150
7.10	Einfach-/Doppeleinspritzung bei 32 °KW vZOT und 30 °KW vZOT	151
7.11	Kraftstoffverteilung an der Zündkerze	153
7.12	Bereiche zündfähigen Gemischs bei Einzel- und Doppeleinspritzung	155
7.13	Einspritzzeiten für Doppeleinspritzung bei 2000 min ⁻¹ und 6 bar p_{mi}	156

7.14	Einfach-/Doppeleinspritzung für $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6 \text{ bar}$	157
7.15	Variation des Abstands ASE1-ASE2 bei 50 °KW vZOT	160
7.16	Variation des Abstands ASE1-ASE2 bei 35 °KW vZOT	162
7.17	ESM2-Variation für $\Delta_{\text{ASE1-ASE2}} = 30 \text{ °KW}$	163
7.18	ESM2-Variation für $\Delta_{\text{ASE1-ASE2}} = 80 \text{ °KW}$	164
7.19	λ im Brennraum bei Variation der Mengenaufteilung	165
7.20	Verteilung zündfähigen Gemischs für verschiedene ESM2	167

Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Beschreibung	Einheit
a	Übertragungsfaktor eines CCD	Counts/Ph.-El.
b	Absorptionsrate	1/s
A	Fläche der Verteilungskurve	Pixel ²
A_{21}	Einsteinkoeffizient für spontane Emission	1/s
ASE	Ansteuerende der Einspritzdüse	°KW vZOT
B_{12}	Einsteinkoeffizient für Absorption	m ³ /J s ²
C	Korrelationsfunktion	-
E	Pulsenergie	J/m ²
ASD	Ansteuerdauer	s
D	Durchmesser	µm
f	Brennweite	mm
$f_{\#}$	f-Zahl (Verhältnis von Brennweite zu Blendendurchmesser)	-
F	Strahlungsleistung der Fluoreszenz	W
g	Empfindlichkeit eines bildverstärkten Kamerasystems	Counts/Ph.-El.
HWB	Halbwertsbreite	nm
h	Planck'sches Wirkungsquantum	
J	Rotationsquantenzahl	-
I	Strahlungsleistung	W/m ²
I_{ν}	Spektrale Strahlungsleistung	W/m ² s ⁻¹
L	Profillänge	Pixel
LB	Luftbedarf	-
k	Übergangsrate	1/s
MZP	Messzeitpunkt	°KW vZOT
n	Anzahl	-
	Polytropenexponent	-

N	Anzahl	-
	Anzahldichte	$1/\text{m}^3$
O	Größenordnung	-
OD	Optische Dichte (Größenordnung der Blockung)	-
p	Druck	bar
P	Wahrscheinlichkeitsfunktion	-
Q	Quanteneffizienz	Counts/Photon
	Quenchrate	$1/\text{s}$
	Fluoreszenzausbeute	cm^2
S	Signal	Counts
	Spinquantenzahl	-
SNR	Signal-zu-Rausch Verhältnis	-
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
u	Geschwindigkeit, x-Komponente von $\vec{u}$	m/s
v	Geschwindigkeit, y-Komponente von $\vec{u}$	m/s
V	Volumen	m^3
w	Halbwertsbreite der Lorentz-Funktion	Pixel, mm
	Parameter der Gauß'schen Glockenkurve	Pixel, mm
	Belichtungszeit	s
x	Ortskoordinate in x-Richtung	m
X	Bruchteil, Anteil	-
	Genauigkeit der Kurvenanpassung	-
y	Ortskoordinate in y-Richtung	m
ZZP	Zündzeitpunkt	°KW vZOT
δ	Vertrauensgrenze	-, Pixel, Counts
ε	Verdichtungsverhältnis	-
ζ	z-Komponente der Wirbelstärke $\vec{\omega}$	$1/\text{s}$
η	y-Komponente der Wirbelstärke $\vec{\omega}$	$1/\text{s}$
ϑ	Temperatur	°C
λ	Wellenlänge	nm
	Luftverhältnis	-
λ_a	Luftaufwand	-

ν	Vibrationsquantenzahl	-
	Frequenz	1/s
	kinematische Viskosität	m ² /s
ξ	Massenanteil	-
	x-Komponente der Wirbelstärke $\vec{\omega}$	1/s
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Standardabweichung	-, Pixel, Counts
	Oberflächenspannung	N/m
	Streuquerschnitt	cm ²
ϕ	Effizienz, Quanteneffizienz	-
τ	Lebensdauer	s
χ	Molanteil	-
ω	Wirbelstärke	1/s
Ω	Raumwinkel	sr

Abkürzung	Bezeichnung
3P	3-Pentanon
a	Auslesen
APART	Air Photolysis and Recombination Tracking
B	Brennstoff
BDE	Benzindirekteinspritzung
BV	Bildverstärker
c	Zentrum der Verteilungsfunktion
CCD	Charged Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
D	Detektor
DB	Dunkelbild
DE	Doppeleinspritzung
DELFI	Dissociation-Enhanced Fluorescence Immunoassay
DGV	Doppler Global Velocimetry
EE	Einzeleinspritzung
ESB	Einspritzbeginn
ESM	Einspritzmenge
ET	Energietransfer

f	Fluoreszenz
FES	„Frühes Einlass Schließt“
fl	flüssig
FL	Frischluf
g	gasförmig
GC	Gaschromatographie
GIV	Gaseous Image Velocimetry
GIVT	Gaseous Image Velocity Tagging
HTV	Hydroxyl Tagging Velocimetry
IC	Internal Conversion
ICCD	Bildverstärkter CCD
ICV	Image Correlation Velocimetry
ISC	Intersystem Crossing
IVR	Internal Vibrational Redistribution
K	Kreuzkorrelation
KW	Kurbelwinkel
koll	stoßinduziert
L	Laser
L2F	Laser-Zwei-Fokus
LCV	Laser Correlation Velocimetry
LDA	Laser Doppler Anemometry
LEI	Laser Enhanced Ionisation
LIF	Laser-Induced Fluorescence
LFT	Laser Flow Tagging
Ln	Lanthanid
Lum	Lumineszenz
MTV	Molecular Tagging Velocimetry
OFA	Optical Flow Algorithmus
OTV	Ozone Tagging Velocimetry
OT	oberer Totpunkt
p	Phosphoreszenz
PDA	Phase Doppler Anemometry
PIV	Particle Image Velocimetry
Ph	Photonen
PhE	Photoelektronen

PLIF	Planar Laser-Induced Fluorescence
q	Quenching
ref	Referenzmessung, Kalibrierung
rel	relativ
RELIEF	Raman Excitation plus Laser Induced Electronic Fluorescence
RP	Rauschen mit Poisson-Verteilung
s	strahlungsbehaftet
sl	strahlungslos
SMD	Sauter Mean Diameter
st	stöchiometrisch
SP	Siedepunkt
Tr	Tropfen
VL	Volllast
vZOT	vor dem oberen Totpunkt des Verdichtungshubs
ZG	Zündgemisch
ν	spektral

1 Einleitung und Motivation

Von zentralem Interesse in der Verbrennungsmotorenforschung ist seit einigen Jahren die detaillierte Beschreibung des motorischen Einspritzprozesses, insbesondere seit sich die Brennverfahren mit Direkteinspritzung in Dieselmotoren durchgesetzt haben und auch im Ottomotor vermehrt verwendet werden. Im Gegensatz zu den Wirbelkammverfahren oder Verfahren mit Saugrohreinspritzung haben Parameter wie Einspritzdruck, Einspritzzeitpunkt und Düsengeometrie bei der Direkteinspritzung in den Brennraum einen deutlich größeren Einfluss auf Kraftstoffaufbereitung, -verteilung und Ladungsbewegung, und beeinflussen somit unmittelbar den nachfolgenden Verbrennungsvorgang wie auch die Schadstoffbildung.

Für die weitere Erforschung und Verbesserung dieser Brennverfahren ist neben thermodynamischen Untersuchungen in zunehmendem Maße eine a-priori Abschätzung durch numerische Simulation des gesamten Gemischaufbereitungs- und Verbrennungsprozesses sinnvoll. Dadurch wird es ermöglicht, die Vorgänge im Brennraum anschaulich darzustellen, um somit auch das Verständnis der Effekte zu verbessern, die der motorischen Einspritzung zugrunde liegen.

Die Validierung dieser Berechnungen stützt sich zu einem großen Teil auf den Abgleich mit grundlegenden Untersuchungen in den Bereichen der Geschwindigkeitsmessungen von Fluiden, Untersuchung der Tropfenverdunstung und der Verbrennung. Entsprechende Ergebnisse wurden in einer Vielzahl von experimentellen Versuchen ermittelt, so dass die Modelle dementsprechend angepasst werden konnten. Als besonders geeignet haben sich hierfür berührungslose optische Messtechniken erwiesen, die mit hoher Zeit- und Ortsauflösung und aufgrund des mit anderen Methoden schwer zugänglichen Brennraums für Untersuchungen im Verbrennungsmotor attraktiv sind und vielfach eingesetzt werden können. Trotz der Vielzahl vorhandener Messmethoden, die im Laufe der Jahre kontinuierlich verbessert und zum Teil kommerzialisiert wurden, konnte die motorische Einspritzung in bestimmten Bereichen mangels geeigneter Messverfahren bisher kaum erforscht werden. Denn speziell in sehr dichten Sprays, die z.B. im Düsennahbereich der dieselmotorischen

Einspritzung vorliegen, kann die Modellierung mitunter scheitern bzw. der Abgleich mit Experimenten aufgrund fehlender Messdaten nur unzureichend erfolgen.

Die vorliegende Arbeit zeigt die Applikation eines neuartigen Messverfahrens zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung sowohl in der Flüssig- als auch der Gasphase am Beispiel der dieselmotorischen Direkteinspritzung. Die Ergebnisse liefern einen Beitrag zum Verständnis der Tropfenausbreitung und Gasphasengeschwindigkeit in sehr dichten Sprays und demonstrieren die weite Anwendbarkeit dieser Messtechnik. Die experimentelle Bestimmung der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase stellt einen wichtigen Schritt hinsichtlich einer quantifizierten Verdunstungsrate der Kraftstofftropfen dar und liefert wichtige Daten zur Initialisierung numerischer Modelle zur Berechnung von Zweiphasengemischen. Ferner wird die Anwendung des Messverfahrens auf die Randbedingungen im Brennraum eines gefeuerten Motors mit Benzindirekteinspritzung zur Bestimmung der 2D-Tropfengeschwindigkeit erweitert. An dem selben Versuchsträger wird mittels einer tracerbasierten Fluoreszenzmesstechnik die Verteilung des dampfförmigen Kraftstoffs in einer Ebene bestimmt.

Nach der Vorstellung bisheriger Arbeiten und einer Übersicht über die für die Messverfahren maßgeblichen photophysikalischen Prozesse bei der elektronischen Anregung von Molekülen in Kapitel 3, hat Kapitel 4 die Beschreibung der Versuchsträger zum Gegenstand. Der Darstellung der Ansätze zur Bildverarbeitung und der durch Simulation gestützten Diskussion hinsichtlich deren Stabilität und Genauigkeit in Kapitel 5 schließen sich in den Kapiteln 6 und 7 die Ergebnisse aus den experimentellen Untersuchungen an. Das erstere zielt auf die Weiterentwicklung des Geschwindigkeitsmessverfahrens ab und hebt prinzipielle Effekte bei der Applikation in dichten Sprays hervor. Das letztere Kapitel legt den Schwerpunkt auf die Anwendung an einem optisch zugänglichen Verbrennungsmotor mit Benzindirekteinspritzung.

2 Dieselmotorische Direkteinspritzung

Die verschiedenen Mechanismen des Strahlzerfalls in Sprühstrahlen werden anhand der dieselmotorischen Direkteinspritzung im Folgenden kurz erläutert. Auf eine gesonderte Beschreibung des Tropfenzerfalls bei der Benzindirekteinspritzung wird an dieser Stelle verzichtet. Ferner ist die Methode zur Bestimmung der Geschwindigkeit in Zweiphasengemischen im Wesentlichen hinsichtlich der Anwendung in Dieselsprays untersucht worden. Es folgt daher eine Übersicht der am Dieselspray applizierten Messverfahren zur Bestimmung der Geschwindigkeiten in Flüssig- und Gasphase.

2.1 Strahlstruktur

Beim Anheben der Düsennadel aus dem Nadelsitz füllt sich das frei gewordene Volumen mit flüssigem Kraftstoff, welcher anschließend mit steigender Druckdifferenz durch die Bohrungen in den Brennraum strömt. Der Öffnungsvorgang erzeugt Druckwellen im Kraftstoffsystem, die an Querschnittsänderungen der Leitungen reflektiert werden und die Einströmung auch bei maximalem Nadelhub nachhaltig beeinflussen können [99, 123]. Mit steigendem Druck bzw. wachsender Einströmgeschwindigkeit in die Gasumgebung werden in kurzer Zeit verschiedene Zerfallsmechanismen im Strahl beobachtet, beginnend mit laminarem Ausfließen und Tropfenbildung durch Zerwellen bis hin zur Zerstäubung aufgrund von bereits in der Düsenbohrung ausgebildeten Kavitationsblasen bei hoch turbulenter Düseninnenströmung [23, 31, 69].

Mit dem Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung bilden sich zu Beginn der Einspritzung aus den achsensymmetrischen Schwingungen auf der Flüssigkeitssäule kohärente Wellenstrukturen [69], aus denen sich schließlich aufgrund von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten einzelne Tropfen und Ligamente ablösen können [23, 30]. Bei hoher Strömungsgeschwindigkeit wird bereits am Austritt der Düsenbohrung ein dichter Mantel aus einer Vielzahl von Tropfen beobachtet. In der Vergangenheit wurde bisweilen ein intakter

flüssiger Strahlkern („liquid core“) am Düsenaustritt vermutet [45, 100, 112]. Neuartige Durchlichtverfahren können die Probleme der Mehrfachstreuung in diesem Bereich vermeiden, indem entweder nur die sog. ballistischen, d.h. nicht gestreuten Photonen zeitlich getrennt von den gestreuten detektiert werden [72] oder der geringe Streuquerschnitt des Sprays bei Verwendung von Röntgenstrahlung genutzt wird [7, 76, 94, 95, 130]. Letztere zeigen, dass bei der Dieseleinspritzung zu keinem Zeitpunkt ein intakter flüssiger Strahlkern existiert und der maximale Flüssigkeitsanteil 50 % nicht überschreitet [94, 130]. Als Ursachen für den Strahlzerfall in der Düsenbohrung gelten Kavitation und Reibungseffekte. Kavitation kann beispielsweise in Düsen mit geringer Rundung der inneren Bohrungskante bei der Umlenkung der Strömung auftreten und zusätzliche turbulente Störungen im Einspritzstrahl induzieren, wodurch der „primäre“ Strahlzerfall in der Regel verbessert wird [23, 98, 99]. Dieser bezeichnet den Zerfall der teilweise zusammenhängenden Strukturen in einzelne Flüssigkeitsligamente und Tropfen. Falls diese eine bestimmte „kritische“ Größe überschreiten und die Deformation des Tropfens aufgrund äußerer aerodynamischer Kräfte nicht durch dessen Oberflächenkräfte stabilisiert wird, tritt weiterer Zerfall in kleinere Einzeltropfen auf, worunter der „sekundäre“ Strahlzerfall verstanden wird [69]. Eine Übersicht der verschiedenen sekundären Zerfallsmechanismen gibt Reichelt [98]. Infolge sehr hoher Tropfendichte kann es zur Kollision und Koagulation der Tropfen kommen [23, 98]. Mit zunehmender Eindringtiefe und Kraftstoffverdunstung sinkt die Tropfendichte, so dass die Tropfen als unabhängige ballistische Teilchen betrachtet werden können und einzig mit der umgebenden Gasphase interagieren [23].

Wichtige Kennzahlen, anhand derer Zerstäubung des Sprühstrahls und Tropfenzerfall in der Regel charakterisiert werden, sind die Ohnesorge-Zahl Oh und die Weber-Zahl We , Gleichung 2.1. Die erste setzt die an dem Fluidelement angreifenden Zähigkeitskräfte mit den Oberflächenkräften in Relation und ist vor allem beim „primären“ Strahlzerfall relevant. Die zweite ist definiert als das Verhältnis aus aerodynamischen Kräften zu stabilisierenden Oberflächenkräften [23, 31, 69, 98]. Die Weber-Zahl ist insbesondere im Fall der Hochdruckeinspritzung eines Fluids geringer Viskosität in eine Gasumgebung, d.h. den meisten motorischen Sprays von Bedeutung.

$$We = \frac{\rho_g D v_{rel}^2}{\sigma_{fl}} \quad (2.1)$$

Oberhalb der sog. kritischen Weberzahl We_{krit} zerfällt ein Tropfen der Größe D , d.h. wenn gilt

$$D > D_{krit} = \frac{We_{krit} \sigma_{fl}}{\rho_g v_{rel}^2} \quad (2.2)$$

Modellierungsansätze der aerodynamischen Tropfenzerstäubung klassifizieren die vorherrschenden Zerfallsmechanismen häufig in Abhängigkeit der Oh und We-Zahl, die bei experimentellen Untersuchungen in sehr dichten Sprays jedoch bisher kaum zu quantifizieren sind. Insbesondere der Tropfendurchmesser D und die relative Geschwindigkeit zwischen Gasphase und Tropfen v_{rel} können mit herkömmlichen Methoden teilweise nur am Strahlrand ermittelt werden [114]. Daher setzen Simulationen mitunter erst bei der Beschreibung des Tropfenzerfalls an, wobei in der Regel die Größenverteilung des Tropfenensembles sowie dessen Geschwindigkeiten abgeschätzt und angepasst werden müssen. Der primäre Strahlzerfall kann aufgrund dieser fehlenden Startbedingungen nicht explizit berechnet werden.

Aufgrund von Zerfalls- und Koagulationsmechanismen wird eine Vielzahl verschieden großer Tropfen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten im Spray beobachtet, weshalb die Größenverteilung hohen zeitlichen und örtlichen Schwankungen unterworfen ist. Um polydisperse Systeme wie den motorischen Einspritzvorgang vereinfachend darzustellen, werden in vielen Anwendungen charakteristische mittlere oder repräsentative Tropfendurchmesser verwendet. Für Prozesse des Stoffaustauschs wie bei der Tropfenverdunstung ist vor allem das Verhältnis von Tropfenvolumen zur Tropfenoberfläche von Bedeutung. Daher erfolgen Angaben zur Tropfengröße meist mit Bezug auf den mittleren Sauter Durchmesser (SMD bzw. D_{32}), dessen Verhältnis aus Volumen und Oberfläche demjenigen des gesamten Sprays entspricht [69]. Generell kann die Abhängigkeit des Tropfendurchmessers D nach der Stabilitätsbedingung in Gleichung 2.2 abgeschätzt werden, so dass sich mit steigender Umgebungsdichte ρ_g sowie höherem Einspritzdruck, d.h. größerem v_{rel} der maximale Tropfendurchmesser verringert [69]. Des Weiteren sinkt D_{32} im Allgemeinen mit wachsender Eindringtiefe. Für die dieselmotorische Einspritzung liegt der D_{32} im Düsennahbereich bei etwa 10 μm [45]. Der Einfluss der Umgebungsdichte auf die mittlere Tropfengröße nimmt mit steigender Druckdifferenz zwischen Düse und Umgebung ab [23], dementsprechend wird in [114] in 25 mm Entfernung von der Düsen Spitze ein nahezu konstanter D_{32} ermittelt. Die radiale Massenverteilung des flüssigen Kraftstoffs folgt nach [94, 130] einem gaußförmigen Profil an verschiedenen Positionen im Spray.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen am Düsenaustritt entspricht mit guter Näherung ($\approx 90\%$) der Bedingung für reibungsfreie Einströmung nach Bernoulli [98, 109]. Bei hohem Einspritzdruck und wegen einer Absenkung der örtlichen Schallgeschwindigkeit in Zweiphasengemischen kann an der Spitze des Einspritzstrahls ein Mach'scher Kegel beobachtet werden [23, 76]. Impulsaustausch zwischen Tropfen und umgebender Gasphase führt entsprechend der Dichte und Viskosität des Mediums zur Verzögerung der Flüs-

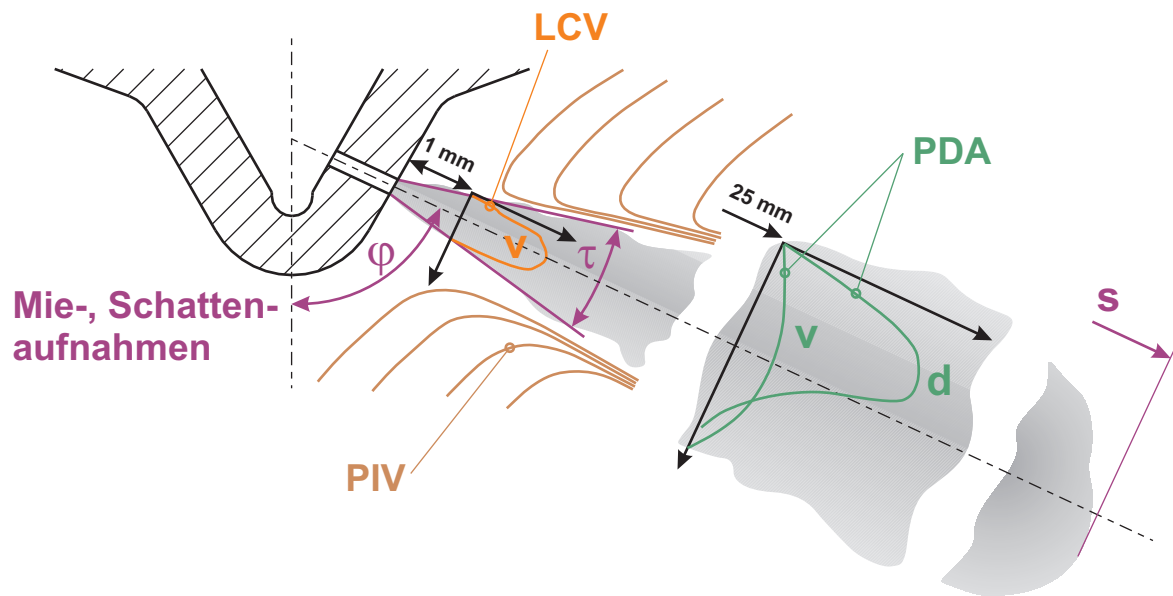


Abbildung 2.1: Messverfahren am Dieselspray entsprechend dem Stand der Technik nach [108]

sigphase, während die Gasphase beschleunigt wird [30, 31]. Infolge des kontinuierlichen Lufteintrags in das Spray und der Verdrängung der Gasmoleküle an der Strahlspitze bildet sich in der Gasphase ein Rezirkulationsgebiet mit orthogonal zum Strahlkegel orientierter Strömung aus [31, 114]. Kleine Tropfen am Strahlrand können von der Gasströmung teilweise wieder zurück in den Strahlkegel gezogen werden [23, 30]. Mit radialer Aufweitung des Sprays und steigendem Lufteintrag sinkt die Tropfengeschwindigkeit weiter ab. Die Gasströmung wird durch das von der Vielzahl der Tropfen induzierte Strömungsfeld zunächst stark beschleunigt. Im weiteren Verlauf der Tropfenausbreitung dominiert schließlich die Verzögerung von Gas- und Flüssigphase infolge der Strahlaufweitung [30].

2.2 Geschwindigkeitsmessverfahren in Gas- und Flüssigphase

Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Charakterisierung der dieselmotorischen Direkteinspritzung mit Hilfe einer Kombination verschiedener Messverfahren entsprechend dem heutigen Stand der Technik [108]. Im Folgenden soll besonderes Augenmerk auf der Messung der für den sekundären Zerfall und die Tropfenverdunstung relevanten Geschwindigkeiten der Flüssig- und Gasphase liegen.

Die Geschwindigkeit der das Spray umgebenden Gasphase wird mit Hilfe der Particle Image Velocimetry (PIV) bestimmt, die auch in optisch zugänglichen Motoren eingesetzt wird. Im optisch dünneren Bereich des Sprays ab einer Entfernung von ca. 25 mm vom Düsenaustritt haben sich Laser Doppler Anemometry (LDA) und die für die simultane Bestimmung der Tropfengrößenverteilung applizierte Phase Doppler Anemometry (PDA) durchgesetzt. Hier wird auch PIV zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeiten herangezogen. Globale Charakteristika wie der Strahlkegelwinkel und die Eindringtiefe bzw. die Eindringgeschwindigkeit der Tropfen an der Spitze des Strahlkegels können einfach aus Mie-Streulichtbildern oder integralen Schlieren- bzw. Schattenaufnahmen gewonnen werden. Darüber hinaus gilt die simultane Detektion von Mie-Streuung und Schlieren als einfache Methode, qualitativ die Verteilung von Flüssigkeitstropfen und dampfförmigem Kraftstoff zu ermitteln [112].

Über diese Anwendungen hinaus haben sich die herkömmlichen Lasermesstechniken LDA, PDA und PIV für die Bestimmung der Geschwindigkeiten von Gas- und Flüssigphase in sehr dichten Sprays jedoch als problematisch erwiesen. Aufgrund der großen Tropfenanzahl im Strahlkern können z.B. außerhalb des Schärfebereichs der Kameraoptik abgebildete Tropfen die Aufnahmen bei der PIV deutlich verschmieren bzw. zusammenhängende Flüssigkeitsligamente die Auflösung einzelner Tropfen verhindern [13]. Ferner wird das gemessene Signal durch Mehrfachstreuung des Lichts stark beeinflusst [13, 44]. Andere Maßnahmen zur Vermeidung dieser Probleme, wie z.B. das Herausschneiden einer dünnen Sprayscheibe bei Verwendung einer Schlitzblende [13], ermöglichen zwar PIV Messungen an einer Art zweidimensionaler Strahlkeule und verbessern auch die niedrige Datenrate bei der PDA im dichten Bereich nahe dem Düsenaustritt [1], jedoch lassen die dadurch stark veränderten Strahleigenschaften eine Aussage über die Bedingungen im Vollstrahl nur bedingt zu. In dichten Sprays verursacht die Strahlablenkung des Lasers im nur teilweise zerfallenen Sprühstrahl Probleme bei der Anwendung der LDA und PDA. Voraussetzung für die erfolgreiche Auswertung des PDA-Messsignals ist ferner, dass sich nur ein Partikel oder Tropfen zur selben Zeit im Messvolumen befinden darf. Im Düsenbereich des Dieselsprays, d.h. bei weniger als etwa 10 mm Abstand zum Düsenaustritt, sind bisher nur mit einem auf dem Prinzip eines Laser-Zwei-Fokus (L2F) Velocimeters [9] basierenden Verfahren, auch als Laser Correlation Velocimetry (LCV) bezeichnet, radiale Geschwindigkeitsprofile ermittelt worden. Diese Messtechnik basiert auf der Korrelation des zeitlichen Signalverlaufs an zwei Punktdetektoren mit definiertem Abstand im Durchlichtverfahren. Mit LCV kann bis zu 100 μm unterhalb der Düse gemessen werden [109]. Diese Konfiguration erfordert jedoch einen möglichst geringen Abstand der beiden Detek-

toren am Messvolumen, um sowohl die notwendige Vergrößerung der Abbildung als auch eine möglichst hohe Sammeleffizienz der Detektionsoptik zu gewährleisten [8], so dass die Anwendung des Verfahrens unter Hochdruckbedingungen erschwert wird. Die Detektion in Vorwärtsrichtung bedingt vor allem eine sehr geringe Tiefenschärfe der Detektionsoptik, damit das Signal außerhalb der gewünschten Messebene als niedrigfrequenter Untergrund gefiltert werden kann. Ansonsten wird die Geschwindigkeitsinformation über die gesamte Tiefe des Einspritzstrahls integriert. In [8] wird die Applikation des L2F-Verfahrens mit geändertem optischen Strahlengang unter Hochdruckbedingungen gezeigt. Es werden Sprays mit relativ niedrigen Einspritzdrücken bis 150 bar untersucht. Vorteil des Verfahrens ist vor allem die Verwendung realen Dieselkraftstoffs, da für die Auswertung lediglich die Struktur des ausschließlich durch Streu- und Absorptionseffekte hervorgerufenen Signals zur zeitlichen Korrelation entscheidend ist. Unter der Annahme, dass die Bewegung der Flüssigkeitsstrukturen mit dem Detektionssignal korreliert, liefert das Verfahren den zeitlichen Verlauf der Tropfengeschwindigkeit entsprechend der Auflösung des Detektors. Radiale Ortsauflösung und Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung mit diesem Verfahren wird durch die räumliche Abmessung des Messvolumens bestimmt, dessen Durchmesser in [8] 10 μm bei einem Abstand der beiden Laserfoki von 60 μm beträgt. Die Genauigkeit dieses Messverfahrens wird zu 3 % angegeben und aus einem umgekehrt proportionalen Zusammenhang sowohl zur Breite als auch zum Abstand der Laserfoki bestimmt. Erhebliche Streuung an den Tropfenoberflächen sorgen jedoch zum einen für eine deutliche Aufweitung der Anregungslinie, vgl. Abschnitt 6.1, und zum anderen können Beam-Steering Effekte die einzelnen Laserstrahlen ablenken und die Genauigkeit dieser Methode negativ beeinflussen.

Neben 1C/0D-Messmethoden (1 Geschwindigkeitskomponente bei 0D Ortsauflösung) mit hoher zeitlicher Auflösung wie LCV, LDA und PDA gibt es mit der Doppler Global Velocimetry (DGV) ein Verfahren, das mittels der direkten Messung des dopplerverschobenen Streulichtsignals von Partikeln oder Molekülen eine Geschwindigkeitskomponente in einer Ebene bestimmen kann (1C/2D) [105]. Hierbei wird mit Hilfe der Absorptionseigenschaften eines geeigneten Moleküls die Frequenzverschiebung zwischen Laseranregung und dem von den Teilchen in der Strömung ausgesendeten Licht als Intensitätsänderung zweidimensional gemessen. Die einzelnen Komponenten der Fluidströmung können dabei durch unterschiedliche Konfiguration der Laseranregung mit verhältnismäßig geringem Aufwand nacheinander ermittelt werden. Dies setzt jedoch eine stationäre bzw. reproduzierbare Strömung voraus, weil die DGV in der Regel gemittelte Geschwindigkeitsfelder liefert. Ein Beispiel der Anwendung zur Messung der Gasphasengeschwindigkeit im Brenn-

raum eines modifizierten Motors findet sich in [20]. Durch Verhältnisbildung zwischen dem dopplerverschobenen Rohsignal und der durch die Absorptionszelle transmittierten Intensitätsverteilung ist das Verfahren relativ unempfindlich gegenüber der sich im Messvolumen befindlichen Teilchenanzahl. Die Applikation in dichten Sprays ist daher eventuell möglich, bislang jedoch nicht erfolgt. Bei der PIV handelt es sich um ein bildgebendes Messverfahren, das zu einem bestimmten Zeitpunkt die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung im betrachteten Bildausschnitt liefert (2C/2D). Die Beschränkung auf diskrete Zeitpunkte kann durch eine Variation der Aufnahmezeitpunkte im Vergleich zu Punktmessverfahren annähernd ausgeglichen werden. Bildgebende Messtechniken sind den punktwisen in vielen Anwendungen vorzuziehen, da die vektorielle Darstellung eines Strömungsfeldes aus einer Messebene meist einfacher zugänglich und anschaulicher darzustellen ist als der zeitliche Verlauf an einer Position der Strömung. Die Entwicklung immer höher auflösender und schneller auslesender CCD- und CMOS-Kameras in Verbindung mit Pulslasern hoher Wiederholrate im kHz-Bereich reduziert Nachteile bezüglich der Zeitauflösung, die für die Betrachtung hochturbulenter Vorgänge allerdings weiterhin nicht ausreicht.

Gemein ist den meisten Strömungsmessverfahren wie PIV, PDA und LDA, dass die Geschwindigkeit des Fluids indirekt über die Geschwindigkeitsverteilung der der Strömung zugesetzten Partikel bestimmt wird. Dies ist insofern in der Gasphase problematisch, als trägheitsbehaftete Tracerpartikel bestimmte Kriterien bezüglich Größe und Dichteverhältnis zum Fluid erfüllen müssen, um der Strömung mit geringer Abweichung folgen zu können. Gerade in hochturbulenten Strömungen und Strömungsfeldern mit großen Geschwindigkeitsgradienten wird die Partikelbewegung die Fluidbewegung nur unzureichend widerspiegeln. Neben der Erzeugung möglichst monodisperser Teilchen, besteht ferner die Problematik, das Fluid mit den Tracerteilchen zu „seedern“. In Sprays können Tropfen mit den zugesetzten Partikeln kollidieren, was die Messung der Gasphasengeschwindigkeit mit partikelabhängigen Verfahren dort häufig erschwert oder unmöglich macht. Es sind daher Verfahren zu bevorzugen, die ohne Seedingpartikel auskommen, indem sie z.B. die Bewegung von molekularen oder atomaren Tracern nachweisen. Zu diesen zählen bildgebende Verfahren wie die Gaseous Image Velocimetry (GIV) [35] oder die sogenannten Flow Tagging Methoden (2C/2D). Eine Übersicht über die letztgenannten Techniken gibt das nachfolgende Kapitel 3.1.

3 Stand der Technik der verwendeten optischen Messverfahren

3.1 Laser Flow Tagging (LFT)

Bei dem Messverfahren des Flow Tagging werden bestimmte in der Strömung enthaltene Moleküle oder Atome in einem ersten Schritt, dem sog. „Schreib“-Prozess, erzeugt oder markiert, um in einem zweiten Schritt („Lese“-Prozess) die Verschiebung Δs dieser Teilchen aufzuzeichnen. Mit Hilfe des Zeitabstands Δt zwischen dem „Schreib“-Prozess und dem „Lese“-Prozess kann die Geschwindigkeit der gekennzeichneten Teilchen und damit des Fluids entsprechend $v = \Delta s / \Delta t$ ermittelt werden.

Damit bei diesen bildgebenden Verfahren die Positionen der markierten Fluidelemente in den beiden Bildern eindeutig zuzuordnen sind, muss im „Schreib“-Prozess eine kontrastreiche Struktur erzeugt werden. Bei der Verwendung von gepulsten Laserlichtquellen wird daher meist eine einzelne Linie oder ein durch Überlagerung mehrerer Linien erzeugtes Gitter in die Strömung „geschrieben“. Zur Charakterisierung von vorwiegend eindimensionalen Strömungen reicht das Schreiben einzelner Linien aus, während Gitter bzw. die Erzeugung mehrerer Knotenpunkte (Überkreuzungen der Laserstrahlen) für die Bestimmung des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes notwendig ist. Im Prinzip liefert dabei jeder Knotenpunkt einen Geschwindigkeitsvektor.

Gemeinsamer Vorteil dieser Verfahren im Gegensatz zu PIV oder GIV ist, dass sich die Teilchen- bzw. Fluidbewegung senkrecht zur Messebene kaum negativ auf die Messgenauigkeit auswirkt. Verursacht wird das Problem bei der PIV dadurch, dass die Seedingpartikel entweder das Messvolumen verlassen oder sich erst zum zweiten Puls hineinbewegen. Durch die Markierung der Strömung tritt dieses Problem bei Tagging Verfahren nicht auf. Phosphoreszierende Tracer werden innerhalb der Tiefenschärfe der Aufnahmeoptik unverändert abgebildet, während für den Nachweis eines Photodissoziationsproduktes nur

die Dicke des Lichtschnitts im „Lese“-Puls ausreichend groß gewählt werden muss. Damit ist Flow Tagging auch für die Messung der dritten Geschwindigkeitskomponente mit stereoskopischer Aufnahmeoptik geeignet, wie in [63] demonstriert wird.

Da Flow Tagging nicht mit (Tracer-)Partikeln arbeitet, sondern auf dem Nachweis eines dem Fluid zugefügten molekularen Tracers beruht, werden auch andere Probleme partikelabhängiger Verfahren wie PDA oder PIV vermieden, die z.B. in [35] und [36] genannt werden.

Aus der Literatur ist eine Vielzahl verschiedener Tagging Methoden bekannt, die entweder Mechanismen der Photochemie [3, 4, 12, 16, 27, 49, 63, 65, 67, 70, 79, 83–85, 91, 92, 101–104, 106, 125] oder der Photophysik [29, 46, 51, 61, 64, 74, 77, 107, 116, 117, 128, 129] als „Schreib“-Prozess ausnutzen. Unter den Verfahren, die photochemische Mechanismen nutzen, sind all diejenigen Methoden zu verstehen, die mit einem ersten Laserpuls ein Photoprodukt erzeugen (z.B. durch Photolyse) und diese Spezies in einem weiteren Schritt, meist über Laser Induzierte Fluoreszenz (LIF), nachweisen. Ein Mechanismus der Photophysik wird als „Schreib“-Vorgang verwendet, wenn Moleküle durch Laseranregung in einen langlebigen Zustand versetzt und im „Lese“-Prozess nachgewiesen werden. Dabei ist vor allem die Ausnutzung der Phosphoreszenz einiger Verbindungen von Bedeutung. Diese haben mit einer Lebensdauer der Lumineszenz in der Größenordnung von Millisekunden den entscheidenden Vorteil, dass nur für die Anregung eine geeignete Lichtquelle benötigt wird.

3.1.1 Photochemische Verfahren

Als Tracermoleküle für die Gasphase wurden bislang das Hydroxylradikal OH [49, 92, 102–104, 125], Ozon [91, 92, 101] oder Stickstoffmonoxid NO [16, 63, 65, 67, 83, 113] verwendet. Andere Tagging Techniken nutzen den Nachweis von angeregtem Sauerstoff [79] oder basieren auf dem „Ausbleichen“ bzw. Zerstören eines Tracers [27]. In Flüssigkeiten seien als Beispiele die Verwendung photochromatischer Verbindungen [12, 84, 85] oder leicht nachweisbarer Farbstoffe [70] erwähnt.

Das Verfahren der sog. Hydroxyl Tagging Velocimetry (HTV) zur Bestimmung der Gasphasengeschwindigkeit basiert auf dem LIF-Nachweis von OH-Radikalen, die bei Laseranregung von Wassermolekülen bei einer Wellenlänge von 193 nm neben atomarem Wasserstoff durch Dissoziation entstehen. Diese Technik kann in kalten wie auch in heißen Gasphasenströmungen eingesetzt werden und ist speziell für die Ermittlung des Strömungsfelds in reagierender Umgebung geeignet [49, 92, 103, 104, 125]. Die ursprüngliche Limitierung auf hohe Umgebungstemperaturen aufgrund der geringen Dissoziationsrate

des H_2O mit OH-Konzentrationen im ppm-Bereich bei Raumtemperaturen konnte durch LIF-Nachweis von OH bei einer anderen Anregungswellenlänge durch die Verwendung eines Farbstofflasersystems bei 309 nm anstelle der 248 nm eines KrF-Excimer Lasers kompensiert werden [103]. Ebenfalls wird ein mit einem Nd:YAG-Laser gepumptes, frequenzverdoppeltes Farbstofflasersystem zur Anregung von OH bei $\lambda \approx 282$ nm eingesetzt, um die effizientere $Q(1)$ -Linie nutzen zu können [49]. Die untere Grenze der messbaren Geschwindigkeiten ist durch die Rate der Rekombination des OH zu Wasser oder molekularem Wasserstoff und Nebenprodukten bestimmt, und liegt für Brennraumtemperaturen von ca. 1000 K im Bereich von 100 μs [103]. In Gasströmungen bei niedrigen Fluidtemperaturen ist es daher u.U. sinnvoller, die Geschwindigkeit anhand des Nachweises von Ozon zu ermitteln [91, 92, 101]. Die Anregung bei der sog. Ozone Tagging Velocimetry (OTV) erfolgt analog zur HTV bei 193 nm, so dass der natürlich vorhandene Sauerstoff zu atomarem dissoziiert und dieser in einer Folgereaktion mit O_2 Ozon bildet. Der „Lese“-Nachweis erfolgt bei einer Wellenlänge von 248 nm über Photodissoziation des gebildeten Ozons zu atomarem Sauerstoff im Grundzustand und vibrationsangeregtem molekularem Sauerstoff, der in demselben Laserpuls durch LIF nachgewiesen werden kann [91, 101]. Zweierlei Effekte erschweren jedoch die Anwendung von OTV für die Untersuchung von Strömungen unter motornahen Bedingungen. Zum einen wird die Bildung des Ozons bereits durch geringe Anteile von Schadstoffen wie z.B. NO effizient reduziert [92, 101], und zum anderen verringert sich die O_3 -Konzentration bei wachsender Umgebungstemperatur z.B. von 300 K auf 600 K um eine Größenordnung [92]. Ein weiteres Problem ist die langsame Reaktionskette zur O_3 -Bildung, weshalb eine zum Nachweis ausreichende Ozon-Konzentration erst ca. 100 μs nach dem „Schreib“-Puls erreicht wird [101]. Dies kann in turbulenten Strömungen aufgrund der Durchmischung mit nicht markierten Bereichen unerwünscht sein. Der große Vorzug beider Messverfahren, HTV und OTV, besteht in der Hauptsache darin, dass keine Tracermoleküle für den LIF-Nachweis in die Strömung eingebracht werden müssen und sich die beiden Methoden je nach Anwendung bei gleichem Messaufbau gut miteinander kombinieren lassen [92]. Dazu präsentiert [49] die Kombination von HTV mit Raman-Spektroskopie zur Bestimmung der Temperatur, Stoffkonzentrationen und Geschwindigkeit in einer H_2 -Diffusionsflamme. Mit Hilfe einer Linsenoptik wird dabei aus zwei überlagerten Lichtschnitten die Photodissoziation auf einer Gitterstruktur mit 49 Knotenpunkten erreicht und die Geschwindigkeit mittels Kreuzkorrelation bestimmt. Die Autoren führen jedoch an, dass die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung in der Nähe der Flammenfront durch die Überlagerung der Gitterstruktur mit OH-Radikalen aus der Reaktion beeinträchtigt werden kann.

Eine andere Methode zur Geschwindigkeitsbestimmung in nicht reagierenden Gasströmungen ist die sog. Raman Excitation plus Laser Induced Electronic Fluorescence (RELIEF) Tagging Methode nach [79]. Dabei wird Sauerstoff in einen höheren Vibrationszustand angeregt, der in einem zweiten Laserpuls bei 193 nm nachgewiesen werden kann. Die Anregung erfolgt durch Überlagerung zweier Wellenlängen, in diesem Fall unter Verwendung der frequenzverdoppelten Wellenlänge eines Nd:YAG Lasers (532 nm) und Strahlung bei 580 nm, die durch stimulierte Raman-Verschiebung des 532 nm Strahls in einer Sauerstoff-Zelle mit einer Effizienz von ca. 20 % erzeugt wird. Die Schwebungsfrequenz der Überlagerung beider Wellenlängen entspricht der Energiedifferenz zwischen Sauerstoff im Grundzustand und dem angeregten Vibrationszustand. Damit kann der Besetzungsanteil dieses Zustands bei Umgebungsbedingungen von 0,04 auf 20 % erhöht werden. Allerdings wird dieser mit einer Lebensdauer von 30 ms recht langlebige Zustand vor allem durch Stöße mit dreiatomigen Molekülen wie H_2O reduziert. Bereits in gesättigter feuchter Luft bei Umgebungsbedingungen mit einem vergleichsweise geringen Mengenanteil $\chi_{\text{H}_2\text{O}} = 0,026$ sinkt die geschätzte Lebensdauer auf 6 μs [79], wodurch die Anwendung in diesem Fall auf schnelle Gasströmungen limitiert ist. Des Weiteren kann nur bei geringer natürlicher thermischer Besetzung des höheren Vibrationszustands die markierte Linie vom Hintergrund getrennt werden, weshalb RELIEF nur für Fluidtemperaturen unter 750 K sinnvoll ist.

Ein Verfahren für zweidimensionales „inverses“ Tagging wird in [27] am Beispiel eines Gegenstrombrenners während und ohne Verbrennung demonstriert. Das beiden Düsenströmungen zu 0,1 % zugemischte Aceton dissoziiert nach Laseranregung bei 193 nm zu Methylradikalen und CO, während die verbleibenden Moleküle in einem weiteren Laserpuls über LIF nachgewiesen werden können. Die Messung der Geschwindigkeit ist jedoch auf Bereiche außerhalb der Reaktionszone begrenzt, weil Aceton chemisch umgesetzt wird. Es wird gezeigt, dass durch Erzeugen eines optischen Gitters mit Hilfe einer geeigneten Linsenanordnung die Ortsauflösung im Gegensatz zu Linienmessungen deutlich erhöht wird.

Verschiedene Untersuchungen in Luftströmungen basieren auf der LIF von Stickstoffmonoxid im zweiten Laserpuls [16, 63, 65, 67, 83, 113]. Es werden unterschiedliche Reaktionsmechanismen bzw. Seedingmoleküle für die NO-Produktion gewählt. In [83] wird der Gasströmung zugesetztes NO_2 bei 308 nm angeregt, welches zu NO und O dissoziiert. Letzteres kann mit NO_2 weiter zu NO und O_2 reagieren. Als Alternative dazu wird in [63] gezeigt, dass es aufgrund des bei 308 nm geringen Absorptionsquerschnitts des NO_2 sinnvoller erscheint, über einen anderen Reaktionspfad die Strömung zu markieren bzw.

NO zu produzieren. Aufgrund des um eine Größenordnung höheren Streuquerschnitts des zu dissoziierenden Moleküls ist es möglich, bei gleicher Pulsenergie des Lasers statt nur einer Linie ein optisches Gitter aus mehreren Anregungslinien zu erzeugen. In [63, 65] dient tert-Butylnitrit ($(\text{CH}_3)_3\text{CONO}$) als Edukt der Photodissoziation, das bei Anregung mit ultravioletttem Laserlicht Stickstoffmonoxid bildet. Weiterhin wird demonstriert, dass durch Stereoskopie drei Geschwindigkeitskomponenten in der Messebene bestimmt werden können [63]. Die ursprüngliche Position des Gitters wird durch das Chemilumineszenzsignal des dissoziierten tert-Butylnitrits nachgewiesen. Gänzlich ohne Tracer kommt das APART-Verfahren in Luft aus (Air Photolysis and Recombination Tracking) [16, 67, 113]. Der allerdings nicht exakt bekannte Reaktionsmechanismus zur Produktion des NO beinhaltet die Mechanismen der Absorption des molekularen Sauerstoffs bei 193 nm und einen Multiphotonenprozess zur Fluoreszenzanregung ionisierten Stickstoffs, der mit einem Einzelphotonenprozess nicht zur Fluoreszenz angeregt werden kann. Es wird gezeigt, dass ohne Tracermoleküle eine laminare Luftströmung entlang der erzeugten Linie visualisiert und daraus deren Geschwindigkeit bestimmt werden kann. Das unter atmosphärischen Bedingungen sehr langlebige NO wird allerdings unter Hochdruckbedingungen effizient abgebaut. Die Anwendung des Verfahrens unter motornahen Bedingungen ist daher nicht möglich.

Photochemische Effekte werden auch beim Flow Tagging in Flüssigkeiten ausgenutzt [12, 70, 84, 85]. In der Flüssigphase erweist es sich für Tagging Verfahren als vorteilhaft, dass diffusionsgesteuerte Teilchenbewegung in der Regel einen sehr geringen Messfehler verursacht. Des Weiteren existieren sehr viele Verbindungen wie z.B. Laserfarbstoffe, die sich einfach in Lösung bringen lassen und angeregt bzw. nachgewiesen werden können. Aufgrund der um drei Größenordnungen höheren Dichte in der Flüssigphase reichen schon geringe Tracerkonzentrationen zur Detektion mit hoher Signalintensität aus. Ferner können die Farbstoffe häufig im sichtbaren Lichtspektrum zur Fluoreszenz angeregt werden, wodurch generell weniger hohe Ansprüche an die verwendete Ausrüstung gestellt werden. Als Beispiel für eine Methode mit Verwendung sog. „caged dyes“ sei hier [70] erwähnt. Ein sich in einer Art molekularem Käfig befindliches Farbstoffmolekül wird in der Flüssigkeit gelöst, in dieser Anwendung Wasser, und die chemische Verbindung zu dem den „Käfig“ bildenden Restmolekül durch Energiezufuhr in einem ersten Laserpuls aufgebrochen. Der an dieser Stelle freigesetzte Farbstoff wird im „Lese“-Prozess nachgewiesen. Im Gegensatz zu diesen Verfahren mit der Erzeugung eines irreversiblen Musters werden in [12, 84, 85] durch Verwendung sog. photochromatischer Substanzen zwar sehr langlebige, aktivierte Zustände angeregt, jedoch geschieht dies in einer Gleichgewichtsreaktion.

Infolge der Laseranregung verschiebt sich das Gleichgewicht in Richtung des angeregten Zustands, wobei sich das ursprüngliche Gleichgewicht innerhalb von einigen Minuten wieder einstellt. Damit kann auf den Austausch des untersuchten Fluids verzichtet werden. Als photochromatisch werden Verbindungen bezeichnet, die in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge ihr Absorptionsverhalten ändern. Dabei wird durch Anregung mit UV-Licht eine Verbindung reversibel aufgebrochen. Die meisten kommerziell erhältlichen Photochromaten absorbieren nach Aktivierung im sichtbaren Wellenlängenbereich. Deutlicher Vorteil ist zudem, dass zum Nachweis der markierten Bereiche z.B. eine einfache Blitzlampe mit Farbglassfilter im Durchlichtverfahren ausreicht [85]. Allerdings ist die Anwendung auf einphasige Strömungen ohne Tropfen oder Blasen limitiert und somit für Sprays nicht geeignet.

3.1.2 Photophysikalische Verfahren

Geschwindigkeiten in Überschallströmungen und Flammen werden in [3, 4, 106] über Ionisation eines zugefügten atomaren Metalltracers ermittelt. Durch Laser Enhanced Ionisation (LEI) werden die Tracermoleküle durch zwei simultane Laserpulse zunächst bis zur Ionisationsgrenze angeregt. Weitere Energiezufuhr durch intramolekulare Stöße führt anschließend zur Ionisation der angeregten Moleküle. Die Detektion erfolgt dabei entweder über planare LIF der nicht ionisierten Moleküle (sog. „inverses“ Tagging) [3, 4], so dass die erzeugte Linie dunkel vor hellem Hintergrund erscheint, oder durch Fluoreszenzanregung eines resonanten Übergangs der erzeugten Ionen [106]. Die relativ schnelle Ion-Elektron Rekombination wie auch diffusionsgesteuerte Prozesse des Traceratoms Strontium im Bereich von 50 μs ermöglicht aufgrund der notwendigen Ortsverschiebung exakte Geschwindigkeitsmessungen nur in sehr schnellen Strömungen, ist dagegen für langsamere Anwendungen ungeeignet [106]. Dies gilt nicht für das „inverse“ Tagging mit Natrium, dessen Ionisationszustand bis zu 1,5 ms anhalten kann, allerdings hat sich wegen des noch nicht vollständig verstandenen Reaktionsprozesses bei diesem Messverfahren die Dosierung der zugesetzten Tracermenge als sehr schwierig erwiesen, da mit hohen Konzentrationen die Signalintensität zwar erhöht werden kann, auf der anderen Seite allerdings auch das Signal um einige Größenordnungen schneller abklingt [4]. Gravierende Nachteile dieser Technik bestehen zudem im hohen Justageaufwand und der für den Messaufbau notwendigen umfangreichen Ausrüstung, da insgesamt zwei Pumplaser für drei Farbstofflaser erforderlich sind, von denen zwei zur Ionisation und einer zur Detektion verwendet wird.

Neben diesen Verfahren zeichnen sich die photophysikalischen Methoden der Phosphoreszenzanregung geeigneter Tracermoleküle vor allem dadurch aus, dass nach der Muster-

erzeugung kein weiterer „Lese“-Laserpuls mehr erforderlich ist, sondern dass das Signal zu beliebigen Zeiten innerhalb der Lebensdauer der Phosphoreszenz verfolgt werden kann. Eine ausführlichere Beschreibung der physikalischen Vorgänge und der in dieser Arbeit verwendeten phosphoreszierenden Tracermoleküle erfolgt in Kapitel 3.2. Mehrere Anwendungsbeispiele sind in der Literatur für Messungen in Flüssig- und Gasphase zu finden, [29, 46, 51, 61, 64, 74, 77, 86, 107, 116, 117, 128, 129].

In einphasigen Strömungen wird die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung von Wasser unter Verwendung des in [93] untersuchten phosphoreszierenden Dreistoffsystems bestehend aus 1-Bromnaphthalin, Glucosyl- β -Cyclodextrin und Cyclohexanol bestimmt [29, 61, 77, 117]. Die sich um den Farbstoff anlagernden Moleküle Cyclodextrin und Cyclohexanol schützen diesen vor allem gegen unerwünschtes Quenching durch Sauerstoff und Wasser, wodurch eine Lebensdauer des Phosphoreszenzsignals von 3,7 ms erreicht wird [29]. Mit Hilfe eines Strahlteilers und zweier Schlitzblenden wird der Lichtschnitt eines Lasers zu einem optischen Gitter überlagert und die Lumineszenz der angeregten Moleküle wieder über eine geeignete Strahlteileroptik mit zwei Einzelbildkameras aufgezeichnet [29, 61]. Alternativ empfiehlt sich die Verwendung einer Doppelbildkamera [64, 128, 129], um Justageprobleme und Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Verschiebungsvektoren zu vermeiden. Die Verwendung eines zusätzlichen Tracers bzw. die Auswertung der Signalintensität der Phosphoreszenz ermöglicht außerdem die Beurteilung des Durchmischungsprozesses zweier Flüssigphasen [61]. Ferner kann damit die Fluidtemperatur ermittelt werden [117], jedoch nur bei konstanter Laserleistung und geringem Einfluss von Sauerstoffquenching. Es wird außerdem gezeigt, dass mit einem photophysikalischen Tagging-Verfahren Geschwindigkeitsprofile in Rohrströmungen mikroskopischer Skalen ermittelt werden können [77]. Allerdings kommt der Justage des optischen Systems zur Erzeugung der Muster wie auch der Aufnahmeoptik bei Messobjekten mit Längenskalen im Submillimeterbereich eine deutlich größere Bedeutung zu als bei makroskopischen Untersuchungen, da die Ortsauflösung und damit die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung maßgeblich durch die Breite der optischen Linien beeinflusst wird. Das Prinzip der Molecular Tagging Velocimetry (MTV) nach [29] wurde erstmalig in [64] zur Untersuchung von Sprays eingesetzt. Neben der Bestimmung des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes im Spray wird aufgezeigt, dass bei Mehrfachbelichtung Beschleunigungsmessungen einzelner Tropfenpakete möglich sind.

Im Gegensatz zu der recht einfachen Anwendung phosphoreszierender Tracer in Flüssigkeiten ist die Auswahl geeigneter Tracer für die Gasphase nach bisherigem Stand der Forschung auf Biacetyl beschränkt. Dieses Keton vereint wichtige optische wie auch phy-

sikalische Eigenschaften, wie die Absorption und Emission im sichtbaren Spektrum und einen hohen Dampfdruck, mit einer Lebensdauer der Phosphoreszenz im Millisekundenbereich, womit es für Anwendungen in der Gasphase hervorragend geeignet ist. Ein gravierender Nachteil ist jedoch sehr effizientes Quenchen des Phosphoreszenzsignals durch Sauerstoff [46]. Weitere Effekte, die die Signalintensität negativ beeinflussen, sind die Neigung des Biacetyls zu polymerisieren und zur Auslöschung der Lumineszenz durch Reaktion zweier angeregter Moleküle im Triplettzustand. Des Weiteren verringert sich das Signal mit steigender Umgebungstemperatur, was jedoch durch die starke Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks mehr als ausgeglichen werden kann [46]. Eine detaillierte Beschreibung der photophysikalischen Eigenschaften verschiedener Ketone findet sich in Kapitel 3.2.2.

Die 1C/1D-Geschwindigkeit eines Stickstoffstroms wird in [46, 74] ermittelt, während [51] zusätzlich vorschlägt, anhand der Lebensdauer und der Intensität der Phosphoreszenz direkt nach der Laseranregung außerdem Informationen über Temperatur und Dichte des Fluids zu bestimmen. Ersteres setzt allerdings voraus, dass sich innerhalb der relativ langen Lebensdauer der Lumineszenz von etwa 1 ms das Strömungsfeld an der jeweiligen Stelle nicht ändert, womit die Temperaturbestimmung nur für langsame, stationäre Strömungen geeignet ist [51]. Aufbauend auf der Arbeit von [46] wird in [50] erstmals in einer bis auf wenige mbar vakuumierten, mit Stickstoff befüllten Kammer die 2C/0D-Geschwindigkeit mittels Kreuzen zweier Laserstrahlen für den Knotenpunkt bestimmt. Die erste Anwendung von Flow Tagging für die Gasphase im motorischen Bereich zeigt [116]. Hier wird das instantane Strömungsfeld der stationären Einlassströmung aus einem vereinfachten Zylinderkopf mit einem senkrecht angeordneten Einlassventil untersucht. Anregung durch ein optisches Gitter und Detektion erfolgen analog zur MTV in der Flüssigphase. In einem weiteren Entwicklungsschritt in Richtung realistischer Versuchsrandbedingungen eines Verbrennungsmotors wird die MTV unter Verwendung von Biacetyl dazu eingesetzt, die Drallströmung in einem als Schlepptriebwerk ausgeführten modifizierten Nutzfahrzeug(Nfz)-Motor und den Einfluss einer geänderten Geometrie des Einlasskanals zu untersuchen [107].

In sehr schnellen Strömungen kann die Lebensdauer der Fluoreszenz eines Tracermoleküls für MTV ausreichen [71]. In Anlehnung an [116] wird die LIF von Aceton zur Markierung einer Überschallströmung genutzt. Die Lebensdauer der Fluoreszenz beträgt für die untersuchten Niederdruckbedingungen maximal etwa 200 ns bei einem Umgebungsdruck von ca. 1,3 mbar. Die statistische Ungenauigkeit wird für die Geschwindigkeiten von mehr als 200 m/s mit 6,6 m/s bis 10 m/s abgeschätzt. Das Verfahren ist jedoch auf

Umgebungsdrücke von wenigen Millibar limitiert, da die Lebensdauer der Fluoreszenz mit steigender Stoßrate deutlich sinkt und bei Raumbedingungen nur wenige Nanosekunden beträgt, vgl. Abschnitt 3.2.2.

3.2 Tracermoleküle

Häufige Anwendung bei bildgebenden optischen Messverfahren für die Bestimmung des Strömungsfeldes in einem Fluid oder den quantitativen Nachweis wichtiger Skalare wie der Temperatur oder der jeweiligen Stoffkonzentrationen findet der Nachweis eines im Fluid natürlich vorhandenen oder zugemischten (Tracer-)Moleküls. So werden für die zweidimensionale Detektion der Kraftstoffverteilung in Verbrennungssystemen beispielsweise planare Fluoreszenzmesstechniken eingesetzt, die die Laser Induzierte Fluoreszenz (LIF) eines Tracers ausnutzen, der einem nicht fluoreszierenden Ersatzkraftstoff zugemischt wird. Dabei wird die Annahme getroffen, dass die lokale Menge des Tracers die lokale Kraftstoffmenge widerspiegelt. Unbedingte Voraussetzung für die Quantifizierung der jeweiligen Messgröße ist die Kenntnis der photophysikalischen Eigenschaften der nachgewiesenen Spezies. Im Folgenden werden dazu die inter- und intramolekularen Vorgänge bei der Absorption und spontanen Emission mehratomiger Moleküle bei Laser Induzierter Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz betrachtet.

3.2.1 Prinzip der Laser-Induzierten Fluoreszenz/Phosphoreszenz

Im Allgemeinen bezeichnet Laser-Induzierte Fluoreszenz den Prozess der Anregung von Materie in einen energetisch höheren Zustand durch Absorption von Laserlicht und der anschließenden Abgabe der Energie durch spontane Emission von Licht. Die emittierte Strahlung ist in der Regel rotverschoben zum eingestrahlteten Licht, da das Molekül meist in einen im Vergleich zum Ausgangsniveau energetisch höheren Quantenzustand zurückfällt [22]. Allerdings kann die Energie nach elektronischer Anregung eines Moleküls aus dem Grundzustand in einen angeregten Singulettzustand über verschiedene konkurrierende Mechanismen abgebaut werden, vgl. Abbildung 3.1. Als Internal Conversion (IC) wird der strahlungslose Übergang zwischen verschiedenen Singulettzuständen bezeichnet, während bei Übergängen mit zusätzlicher Spinänderung ($\Delta S \neq 0$), z.B. zwischen Singulett- und Triplettzuständen, sog. Intersystem Crossing (ISC) stattfindet [19]. Während IC und ISC als verlustfreie Zustandsänderungen betrachtet werden können, wird bei Übergang aus einem angeregten Vibrationszustand in den Vibrationszustand des thermischen Gleichgewichts innerhalb eines Singulett- oder Triplettzustands Energie durch

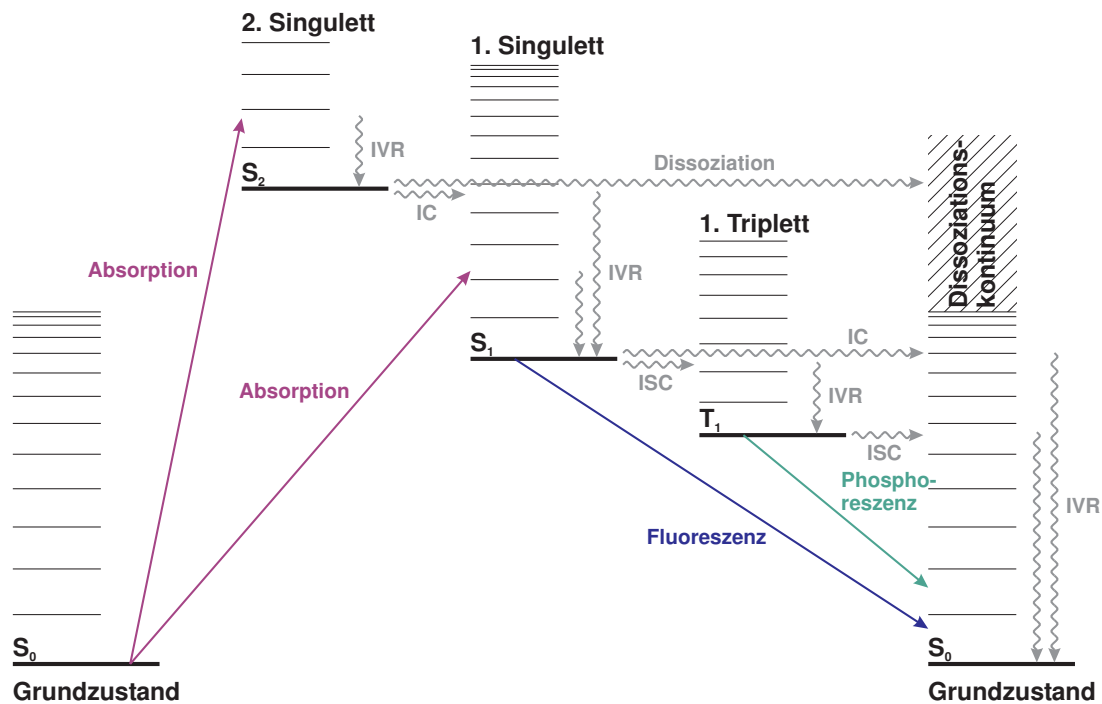


Abbildung 3.1: Vereinfachtes Jablonski-Diagramm der Energieübergänge nach elektronischer Anregung eines polyatomaren Moleküls in den ersten und zweiten Singulett-Zustand

interne Umverteilung der Schwingungszustände bzw. Internal Vibrational Redistribution (IVR) abgebaut.

Wie Abbildung 3.1 zeigt, besteht neben diesen strahlungslosen Übergängen die Möglichkeit, dass ein Molekül durch Emission eines Photons in den Grundzustand S_0 übergeht. Die kurzlebigen strahlungsbehafteten Übergänge zwischen zwei Singulettzuständen werden als Fluoreszenz bezeichnet, bei einer Lebensdauer der angeregten Singulettzustände in der Größenordnung von wenigen hundert Nanosekunden. Dagegen wird das relativ langsame Abklingen aus dem Triplettzustand T_1 in den Zustand S_0 Phosphoreszenz genannt. Dieser aufgrund der Spin-Änderung im Prinzip verbotene Übergang resultiert in der langen Lebensdauer des Triplettzustands und wird durch Vermischung der Singulett- und Triplett-Wellenfunktionen durch Spin-Bahn Wechselwirkung der Elektronen ermöglicht [34]. Verbotene Übergänge resultieren aus Übergängen aufgrund von elektrischen Quadrupol oder magnetischen Dipolquelltermen [22]. Diese Übergänge sind in der Regel acht bis fünf Größenordnungen schwächer als die erlaubten elektronischen Dipolübergänge.

Der erste Triplettzustand T_1 kann durch ISC aus dem ersten angeregten Singulettzustand erreicht werden. Voraussetzung dafür ist, dass sich die Potentialkurven der Zustände

S_1 und T_1 des Moleküls deutlich oberhalb des vibronischen Grundzustands ($\nu = 0$) des ersten angeregten Singulettzustands schneiden [34]. Dabei liegen die Quantenzustände des Triplets generell auf einem niedrigeren Energieniveau als die der entsprechenden Singulettzustände, so dass der verlustfreie Übergang durch ISC in den Triplettzustand in ein höheres Vibrationsniveau stattfindet, vgl. Abbildung 3.1.

Der quantitative Nachweis der Stoffmenge bzw. Anzahldichte eines beliebigen Moleküls setzt aufgrund der Vielfalt der möglichen Energieübergänge und deren Abhängigkeit von den Umgebungsbedingungen im Prinzip eine sehr detaillierte Kenntnis der photophysikalischen Eigenschaften und intramolekularen Prozesse des untersuchten Stoffes voraus. Um den Zusammenhang zwischen detektiertem Signal und der sich im Messvolumen befindlichen Molekülanzahl zu ermitteln, können die komplizierten Prozesse in der Regel durch Kalibration auf wenige stoffspezifische Größen reduziert werden. Wie aus Gleichung 3.1 für geringe Strahlungsintensität der spektralen Strahlungsleistung des Lasers I_{ν_L} für den stationären Fall nach [22] hervorgeht, ist die mit einem Detektor erfasste Fluoreszenzleistung F_{LIF} direkt proportional zur Anzahl der angeregten Teilchen (d.h. Teilchenanzahldichte N_1^0 multipliziert mit dem Messvolumen V), dem Raumwinkel der Sammeloptik $\Omega/4\pi$ und dem Produkt aus der Energie $h \nu_{\text{LIF}}$ des mit Lichtgeschwindigkeit c einfallenden Photons und dem Einsteinkoeffizienten für stimulierte Emission bzw. für Absorption B_{12} .

$$F_{\text{LIF}} = \frac{h \nu_{\text{LIF}}}{c} \frac{\Omega}{4\pi} V N_1^0 B_{12} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} I_{\nu_L} \quad (3.1)$$

Die Anzahl der pro Zeit emittierten Photonen $F_{\text{LIF}}/h \nu_{\text{LIF}}$ ergibt sich somit zu

$$\frac{F_{\text{LIF}}}{h \nu_{\text{LIF}}} = \frac{\Omega}{4\pi} V N_1^0 \frac{B_{12}}{c} \frac{I_{\nu_L}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (3.2)$$

Ferner kann der Streuquerschnitt bei der Laserfrequenz σ_{ν_L} als Wahrscheinlichkeit für Absorption eines Photons der Energie $h \nu_L$ bei der spektralen Strahlungsleistung I_{ν_L} definiert werden. Für große Moleküle ist die spektrale Breite der Laserstrahlung vernachlässigbar und es gilt unter Verwendung der Absorptionsrate b nach [22] für den gemittelten Streuquerschnitt σ_{ν_L} :

$$\sigma_{\nu_L} = \frac{h \nu_L}{I_L} \int_{\nu} b d\nu = \frac{h \nu_L}{c} \frac{B_{12}}{\Delta \nu_L} = \sigma(\lambda, T) \quad (3.3)$$

Ferner wird das Verhältnis aus dem Einsteinkoeffizienten für spontane Emission A_{21} und dessen Summe mit der Quenchrage Q_{21} häufig als Quanteneffizienz der Emission ϕ bezeichnet.

$$\phi = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} = \phi(\lambda, T, p, \sum_i \chi_i) \quad (3.4)$$

Die Gesamtheit der pro Laserpuls auf dem Detektor auftreffenden Photonen multipliziert mit der Quanteneffizienz des Detektors Q_D , d.h. das Messsignal S , berechnet sich aus dem zeitlichen Integral von Gleichung 3.2 zu

$$S = Q_D \frac{\Omega}{4\pi} \frac{E_L}{h \nu_L} V N_1^0 \sigma(\lambda, T) \phi(\lambda, T, p, \sum_i \chi_i) \quad (3.5)$$

Darin ist die flächenbezogene Pulsenergie des Lasers $E_L = \int_t I_{\nu_L} \Delta\nu_L dt$. Während der Streu- oder Absorptionsquerschnitt σ meist eine Funktion der Anregungswellenlänge λ und, aufgrund der Besetzungsstatistik im Grundzustand, der Temperatur T ist, weist die Quanteneffizienz der Emission ϕ bei genügend langer Lebensdauer der Emission in der Regel auch eine Abhängigkeit vom Umgebungsdruck p und der Fluidzusammensetzung $\sum_i \chi_i$ auf. Planare Messverfahren erfordern aufgrund der begrenzten Laserintensität große Streuquerschnitte und hohe Quanteneffizienzen der Tracermoleküle, bei gleichzeitig geringer Beeinflussung durch die Umgebungsbedingungen. In der Literatur findet sich speziell zur Bestimmung der in Verbrennungsprozessen relevanten Gemischtemperatur und Kraftstoffverteilung eine große Vielfalt verschiedener Tracer und Tracerkombinationen. Eine allgemeine Übersicht zur Anwendung optischer Messmethoden in Verbrennungsmotoren gibt [131], während [110] tracerbasierte Fluoreszenzmesstechniken zur Bestimmung verschiedener Skalare in Verbrennungssystemen zusammenfasst.

3.2.2 Physikalische Eigenschaften verschiedener Ketone

Für planare LIF-Verfahren (PLIF) sollten die gewählten Tracermoleküle im Bereich der von üblichen Pulslasern erreichbaren Wellenlängen einen großen Streuquerschnitt, eine hohe Quanteneffizienz aufweisen und gleichzeitig einfach zu detektieren sein. Der Einfluss der Umgebung, insbesondere der Gemischtemperatur und -zusammensetzung, auf die Fluoreszenzeigenschaften muss bekannt sein. Neben aromatischen Verbindungen wie Toluol und Fluorbenzol werden häufig Ketone zur Visualisierung der Kraftstoff- oder Temperaturverteilung eingesetzt.

Aliphatische Ketone sind Kohlenwasserstoffe mit mindestens drei C-Atomen und einer nicht am Ende der Kette befindlichen Carbonylgruppe (C=O). Häufig verwendete Ketone sind Aceton (Dimethylketon, $\text{CH}_3\text{-CO-CH}_3$), Biacetyl (2,3-Butandion, $\text{CH}_3\text{-CO-CO-CH}_3$) und 3-Pentanon (Diethylketon, $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-CO-CH}_2\text{-CH}_3$). Die Vorteile der Ketone liegen

zum einen in der relativ einfachen Anregung im nahen UV-Bereich zwischen 220 nm und 330 nm. Im Fall von Biacetyl reicht das Absorptionsspektrum sogar bis in den sichtbaren Spektralbereich um 470 nm. Zum anderen emittieren Ketone meist im sichtbaren Bereich und ermöglichen somit die Detektion mit normalen CCD-Kameras. Schließlich weist deren Fluoreszenz eine relativ geringe Beeinflussung durch Umgebungsdruck und Sauerstoffanteil auf, bedingt durch die bei atmosphärischen Bedingungen im Vergleich zu Aromaten deutlich kürzere Lebensdauer des angeregten Singulettzustands von etwa 2 ns [24, 55]. Grund dafür ist schnelles ISC in den ersten angeregten Triplettzustand T_1 [24, 57, 118]. Die Absorption des eingestrahlt Lichts erfolgt durch die Carbonylgruppe, wobei eines der freien Elektronen des Sauerstoffatoms in das antibindende Orbital π_{CO}^* angehoben wird. Aufgrund dieses eigentlich verbotenen Übergangs ist der Streuquerschnitt der Absorption in der Größenordnung von 10^{-20} cm² vergleichsweise klein [37].

Abbildung 3.2 zeigt die jeweils getrennt normierten Absorptions- und Emissionsspektren der erwähnten Ketone in Stickstoffumgebung unter Umgebungsbedingungen (1 bar, 297 K). Die Verläufe sind den angegebenen Quellen entnommen (siehe Bildunterschrift), während der spektrale Verlauf der Phosphoreszenz von Aceton auf Basis der Angaben von [11] qualitativ dessen Fluoreszenzemission und einer Rotverschiebung von jeweils 3000 cm⁻¹ entspricht. Die spektrale Breite der abgeschätzten Phosphoreszenzemission stimmt mit einer der Literatur entnommenen Angabe von 350 bis 600 nm [75] überein.

Die photophysikalischen Eigenschaften von Aceton und Biacetyl sind seit längerem Gegenstand der Forschung, so z.B. in [14, 41, 42, 53, 73, 75, 81, 111], da diese Ketone heute vielfach Anwendung in Verbrennungssystemen finden [118, 121]. Aceton kann nach Laseranregung in CH_3 und das Acetylradikal CH_3-CO dissoziieren. Mit einem weiteren Acetylradikal ist die Bildung von Biacetyl möglich. Dies kommt jedoch zu erheblichem Anteil nur bei Temperaturen unterhalb 100 °C vor [42, 75], wodurch das photochemische Verhalten von Aceton erheblich komplexer wird. Bei Anregungswellenlängen unterhalb von 250 nm dissoziiert Aceton in $CH_3-CO-CH_2$ und atomaren Wasserstoff. Daher ergibt sich bei kürzeren Anregungswellenlängen eine geringere Biacetylbildung. 3-Pentanon wird bevorzugt als Tracer in Isooktan als Modellkraftstoff bei Untersuchungen in Ottomotoren verwendet [6, 24, 39, 52, 80], vornehmlich wegen deren anhand übereinstimmender Dampfdruckkurven ermittelten vermeintlich ähnlichen Verdunstungsverhaltens [52] und Diffusionskoeffizienten in der Gasphase [6, 37]. Genaue Untersuchungen des Binärsystems 3-Pentanon-Isooktan zeigen jedoch keine exakt simultane Verdunstung, sondern Entmischung in der Flüssigphase [18, 39].

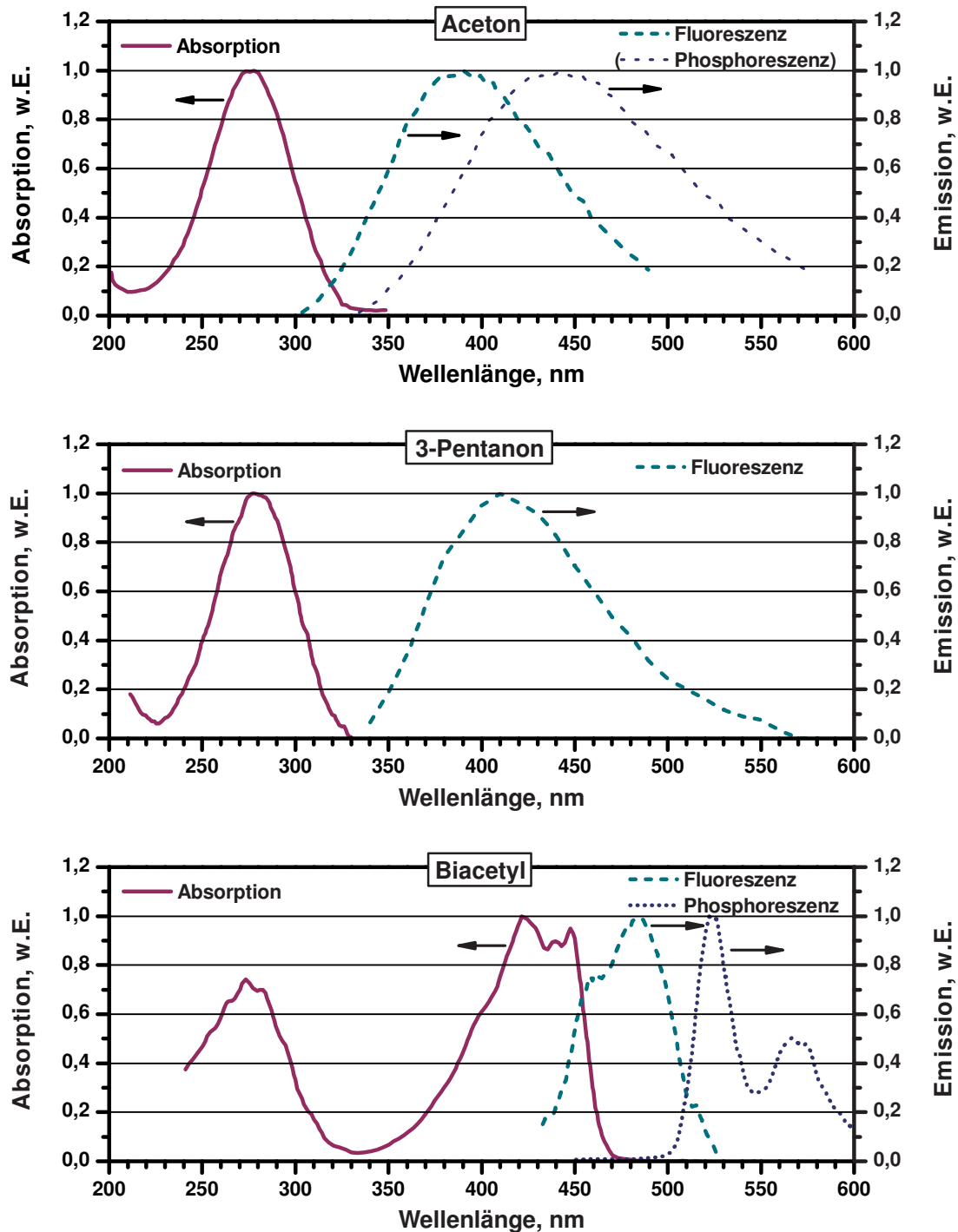


Abbildung 3.2: Normierte Absorptions- und Emissionsspektren verschiedener Ketone; Verläufe von Aceton aus [75, 110] (Phosphoreszenzspektrum nach [11] abgeschätzt mit einer Verschiebung um 3000 cm^{-1} zur Fluoreszenz), Spektren für 3-Pentanon aus [56, 59], Biacetyl nach [14, 116]

Streuquerschnitt

Wie in Abschnitt 3.2.1 erläutert, ist der Streuquerschnitt der Absorption σ eine Funktion der Temperatur und der Anregungswellenlänge. In [75] wird der maximale Streuquerschnitt unter Umgebungsbedingungen für Aceton bei 275 nm mit $4,7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ angegeben, für Biacetyl liegt das Maximum mit $8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ im sichtbaren Bereich bei 417 nm. Der Streuquerschnitt von 3-Pentanon wird in [59] in Abhängigkeit der Gasphasentemperatur untersucht und beträgt bei 300 K und 266 nm Anregung etwa $4,6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. Bei Anregung mit 308 nm und 300 K in 1 bar Stickstoff ist $\sigma_{\text{3-Pentanon}}$ mit $2,1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ deutlich niedriger. Bei dieser Wellenlänge erweist sich die deutliche Zunahme des Streuquerschnitts mit steigender Temperatur für PLIF Anwendungen als vorteilhaft gegenüber der Anregung mit 266 nm. Bei 308 nm wird die mit steigender Temperatur sinkende Quanteneffizienz der Fluoreszenz über einen weiten Temperaturbereich tendenziell ausgeglichen, weshalb die auf den Stoffmengenanteil bezogene LIF von 3-Pentanon somit nahezu temperaturunabhängig ist [59].

Mit steigender Temperatur werden höhere Vibrationsniveaus im elektronischen Grundzustand besetzt, wodurch die Grenze der elektronischen Anregung in Richtung niederenergetischer, d.h. langwelliger Strahlung verschoben wird, bestätigt durch die Rotverschiebung des Absorptionsspektrums für 3-Pentanon in [37]. Gleichzeitig sinkt der Absorptionsquerschnitt an der kurzwelligen Flanke, während in einem schmalen Bereich um das Absorptionsmaximum bei etwa 270 nm nur geringfügige Veränderungen beobachtet werden [24, 37]. Während die Zunahme des Absorptionsquerschnitts mit steigender Temperatur bei Anregung mit 308 nm durch Messungen für Aceton [57] und 3-Pentanon [57, 59] bestätigt wird, ist keine Veränderung auf der kurzwelligen Seite bei 248 nm im Fall von Aceton und im Gegensatz zu [24, 37] eine Zunahme des Absorptionsquerschnitts von 3-Pentanon zu beobachten. Neben der Überlagerung der abnehmenden Absorption und Anregung in den ersten Singulettzustand S_1 durch den Übergang $S_0 \rightarrow S_2$ [57] deuten Ergebnisse in [119] auf eine generelle Zunahme der Absorptionseffizienz von 3-Pentanon bei gleichzeitiger Rotverschiebung des Absorptionsmaximums hin [59].

Quanteneffizienz der Fluoreszenz

In [41, 42] werden für Aceton und Biacetyl mögliche Energieübergänge innerhalb der Moleküle nach elektronischer Anregung diskutiert. Den Einfluss der Photodissoziation von Aceton und die mögliche Bildung von Biacetyl aus zwei Acetylradikalen erläutert Heicklen [42]. Die Angaben in der Literatur [41, 60, 75] zu Absorptionsquerschnitt und

Quanteneffizienz der Emission der genannten Ketone weichen z.T. beträchtlich voneinander ab. Dies wird nach [60] zum einen durch die Quantifizierung der Messwerte relativ zu Ergebnissen aus unterschiedlichen Quellen erklärt, und ist zum anderen auf geringfügig unterschiedliche Versuchsrandbedingungen bezüglich Temperatur, Gesamtdruck oder Anregungswellenlänge zurückzuführen. Um die jeweiligen Abhängigkeiten beschreiben zu können, wird in [119, 120] ein auf früheren Arbeiten basierendes vereinfachtes Modell der photophysikalischen Vorgänge bei Anregung von Aceton vorgestellt, das in den folgenden Jahren durch Abgleich mit weiteren experimentellen Daten modifiziert und für 3-Pentanon erweitert worden ist [55, 57–60].

Entsprechend der Darstellung in Abbildung 3.1 erfolgt die Anregung aus dem elektronischen Grundzustand nach S_1 , wobei die Umgebungstemperatur die Lage des thermischen Gleichgewichts in beiden elektronischen Quantenzuständen bestimmt und dadurch der gesamte Prozess bei hohen Temperaturen in höheren Vibrationsniveaus stattfindet. Diese werden auch durch Anregung bei kürzeren Wellenlängen erreicht. Mit steigender Vibrationsquantenzahl im Zustand S_1 steigt die Rate k_{sl} des strahlungslosen Übergangs durch ISC in den Triplettzustand T_1 bzw. die Wahrscheinlichkeit der Dissoziation des Moleküls, wodurch die Quantenausbeute der Fluoreszenz insgesamt sinkt. Die jeweiligen Anteile dieser beiden Pfade an k_{sl} sind bislang jedoch weder qualitativ noch quantitativ erfasst. Nach dem Modell in [55] wirkt sich eine kürzere Anregungswellenlänge ähnlich wie ein Anstieg der Umgebungstemperatur aus, da beide zur Anregung in höhere Vibrationsniveaus und damit zu geringerer Quantenausbeute führen. Ferner besteht die Möglichkeit der vibronischen Relaxation in einen energetisch niedrigeren Vibrationszustand (IVR) mit einer durch die Molekülstöße bestimmten Rate k_{koll} bzw. eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, dass das Molekül durch Emission eines Photons in den elektronischen Grundzustand übergeht, dargestellt durch k_f . Nach den Modellen in [58, 120] gilt für 3-Pentanon und Aceton:

$$k_{sl} \gg k_{koll} \gg k_f \quad (3.6)$$

Darin wird k_{koll} als lineare Funktion des Gesamtdrucks bzw. der Dichte des Gemisches angenommen. Steigender Umgebungsdruck führt bei wachsendem k_{koll} zu einer verstärkten Relaxation aus den höheren Vibrationszuständen in das Niveau des thermischen Gleichgewichts. Da hier die Rate des strahlungslosen Übergangs durch ISC niedriger ist als in vibronisch höheren Zuständen, steigt die Quanteneffizienz der Fluoreszenz mit steigendem Gesamtdruck [55, 58]. Dies erklärt den in experimentellen Untersuchungen für Aceton und 3-Pentanon beobachteten Effekt, dass mit steigendem Druck die Quantenausbeute

der Fluoreszenz bei Anregung mit 248 nm zunächst bis etwa 3 bar rapide ansteigt und ab 10 bar nahezu konstant bleibt [37, 55, 58, 120]. Ferner deckt es sich mit Untersuchungen von dampfförmigem Aceton in Stickstoffumgebung über einen Wellenlängenbereich zwischen 248 nm und 308 nm [59]. Der Druckeinfluss auf die Quantenausbeute wird in Übereinstimmung mit [120] mit größerer Wellenlänge schwächer. Eine geringfügige Abnahme der Quantenausbeute ist in sauerstoffhaltiger Umgebung zu verzeichnen, was auf wachsenden Einfluss der Quenchrates k_{q,O_2} durch Sauerstoff bei steigendem Gesamtdruck hindeutet [37, 55].

Absolute Angaben zur Quantenausbeute für die üblichen Wellenlängen und über einen Druckbereich 20 mbar bis 1013 mbar können [60] entnommen werden. Bei Anregung mit 308 nm werden die höchsten Werte erreicht, die in 1 bar Stickstoffatmosphäre bei Raumtemperatur für Aceton und 3-Pentanon $8,4 \times 10^{-4}$ bzw. $1,1 \times 10^{-3}$ betragen. Mit der Annahme, dass die Angaben in [60] eine korrekte Referenz darstellen, und angesichts der im Vergleich zu [60] um einen Faktor zwei bis drei zu hoch angegebenen Quantenausbeute von Aceton in [75], lässt sich die Quanteneffizienz der Fluoreszenz von Biacetyl jedoch relativ zu der von Aceton abschätzen, und ist nach [75] etwa 25 % größer als bei Aceton.

Die Normierung der relativen Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz in Stickstoff von 3-Pentanon aus [59] mit den Absolutwerten aus [60] ergibt einen nur geringfügigen linearen Abfall der Quanteneffizienz bei Anregung mit 308 nm, jedoch einen ausgeprägten Temperatureinfluss bei kürzeren Wellenlängen, der ab Temperaturen um 500 K für 248 nm einen exponentiellen Abfall zeigt.

Lebensdauer und Quanteneffizienz der Phosphoreszenz

Der spektrale Verlauf der Phosphoreszenz von Aceton ist dem der Fluoreszenz aus dem ersten Singulettzustand ähnlich [41], aufgrund des um ca. 3000 cm^{-1} [11] niedriger liegenden Ursprungs der Potentialkurve des ersten Triplettzustands jedoch insgesamt rotverschoben zur Fluoreszenz aus dem Singulett S_1 . Der Verlauf der Phosphoreszenzemission von Aceton und Biacetyl ist qualitativ in Abbildung 3.2 auf Seite 24 dargestellt. Eine erste Angabe zur Lebensdauer der Phosphoreszenz von Aceton bei Raumtemperatur findet sich mit etwa 200 μs in [53]. Spätere Untersuchungen geben eine deutlich kürzere Lebensdauer von 13 μs an [48]. Während bei Raumtemperatur nur ein geringer Einfluss des Partialdrucks von Aceton auf die Lebensdauer beobachtet wird, zeigt sich bereits bei leicht erhöhter Umgebungstemperatur von 50 °C eine deutliche Abnahme der Lebensdauer auf etwa 125 μs , wobei steigender Partialdruck die Lebensdauer zusätzlich verkürzt [53]. Für Biacetyl wird eine Lebensdauer von 1,1 ms [14] bis 1,5 ms [51, 53, 73, 75, 111] angegeben.

Das Verhältnis der Intensität der Phosphoreszenz zur Fluoreszenz von reinem Biacetyl beträgt unabhängig vom Partialdruck etwa 58 und nimmt mit steigender Temperatur ab [81].

Die Phosphoreszenz von Aceton und Biacetyl in der Gasphase wird schon durch minimale Anteile von Sauerstoff sehr effektiv gequencht. Für Biacetyl wird eine lineare Abhängigkeit der reziproken Lebensdauer vom Sauerstoffanteil in einem einfachen Stern-Volmer Diagramm gezeigt [53, 111]. Bereits ein Partialdruck von 3 mbar Sauerstoff reduziert die Lebensdauer der Phosphoreszenz von Biacetyl um zwei Größenordnungen auf etwa 14 μ s [111]. Ferner wird eine Abnahme der Lebensdauer der Lumineszenz von Aceton und Biacetyl mit steigender Anregungsenergie beobachtet, die dem wachsendem Einfluss von Produkten der Photodissoziation als Stoßpartner für strahlungslosen Energieübergang zugeschrieben wird [46, 53]. In [46] bestätigt der zeitliche Verlauf der Phosphoreszenzemission für unterschiedliche Anregungsenergien eine Reduzierung der Lebensdauer. Hier wird über den gesamten dargestellten Zeitraum im Fall der höheren Anregungsenergie neben einem steilen Abfall der Kurven eine generell höhere Intensität der Emission beobachtet. Dies lässt vermuten, dass der Einfluss der Dissoziationsprodukte oder des Eigenquenchings vornehmlich in den ersten Mikrosekunden zu nicht-linearer Abhängigkeit der zeitlich integrierten Phosphoreszenzintensität führt, während die Signalausbeute prinzipiell steigt. Dagegen wird ein linearer Anstieg der detektierten Phosphoreszenzemission von Biacetyl mit zunehmender Anregungsenergie für geringe Anregungsenergie von 0,5 mJ bei 435 nm in [51] beobachtet, so dass Sättigungseffekte ausgeschlossen werden. Es fehlen jedoch nähere Angaben bezüglich der Bestrahlungsstärke.

Eine weitere Option zur Signalminderung der langlebigen Emission stellt strahlungsloser Übergang in den Grundzustand durch Stöße zweier angeregter Moleküle im Triplettzustand dar (Eigenquenching), wenn bei steigender Anregungsenergie deren Konzentration zunimmt [111].

In [51] werden für Biacetyl neben Quenching und $S_1 \rightarrow S_0$ als zusätzliche strahlungslose Übergänge Dissoziation in zwei Acetylradikale und der erneute Übergang in den ersten Singulettzustand $T_1 \rightarrow S_1$ durch ISC genannt. Das Phosphoreszenzsignal unmittelbar nach der Laseranregung zeigt nur eine geringfügige Abnahme mit steigender Umgebungstemperatur zwischen 20 °C und 100 °C. Dagegen wird der ursprünglich exponentielle Abfall der Phosphoreszenzintensität im zeitlichen Verlauf ab etwa 80 °C nicht wiedergegeben, sondern tendenziell eine zweifach exponentielle Abnahme ermittelt [51]. Gleichzeitig sinkt die Lebensdauer der Triplettmission um etwa 50 % bei einem Temperaturanstieg von 20 °C auf 90 °C.

Zwar ist der Einfluss des Gesamtdrucks auf die Quanteneffizienz der Phosphoreszenz ϕ_p bisher nicht untersucht worden, jedoch dominiert nach [120] bzw. deren Abschätzung gemäß Gleichung 3.6 strahlungsloser Übergang durch ISC die Quanteneffizienz der Fluoreszenz. Für Anregung bei 308 nm und Raumbedingungen gilt: $O(k_{\text{sl}}) = 15 > O(k_{\text{koll}}) = 10$. Da auch für steigenden Gesamtdruck aufgrund $k_{\text{koll}} \propto p$ strahlungsloser Übergang dominiert, kann zumindest die Effizienz des Übergangs $S_1 \rightarrow T_1$ als unabhängig von p angesehen werden. Übereinstimmend gibt [46] für Biacetyl druckunabhängiges ISC in den ersten Triplettzustand an. Analog zum photophysikalischen Modell von Aceton wird für Biacetyl ein dominierender Einfluss des Intersystem Crossings in den Triplettzustand mit einer Quanteneffizienz von ungefähr 1 berichtet [51]. Dies wird für Aceton und 3-Pentanon in [37] bestätigt.

Die Quanteneffizienz der Phosphoreszenz in Stickstoffumgebung beträgt für Aceton und Biacetyl 1,8 % bzw. 15 % [75]. Allerdings können die absoluten Angaben gemessen an den Abweichungen bei der Fluoreszenzausbeute in [60] um etwa 50 % zu hoch liegen, vgl. Seite 25ff.

Verdunstungsverhalten

Ketone als Tracermoleküle werden in dieser Arbeit sowohl zur Visualisierung der Kraftstoffverteilung in Zweiphasengemischen als auch homogen verteilt zur Markierung der Gasphasenbewegung verwendet. Im ersteren Fall ist die übereinstimmende Verdunstung von Tracer und Modellkraftstoff von großer Wichtigkeit, während für die Strömungsmessung eine hohe Signalintensität durch hohe Teilchendichten der Tracermoleküle erreicht werden kann. Ein hoher Dampfdruck des Tracers ist somit von Vorteil.

Die Siedetemperaturen von Aceton, Biacetyl und 3-Pentanon betragen bei 1 bar 56 °C, 88 °C [75] und 102 °C [17]. Mit den Parametern $A = 7,072 \times 10^{-1}$, $B = -5,685 \times 10^3$, $C = -7,351$, $D = 6,3 \times 10^{-6}$ und $E = 2,0$ für Aceton [17] lässt sich der Dampfdruck mit Gleichung 3.7 bei 20 °C zu 244 mbar bestimmen, so dass ein maximaler Molanteil von ca. 25 % erreicht werden kann [75].

$$\ln(p) = A + \frac{B}{T} + C \ln(T) + DT^E \quad (3.7)$$

Die Parameter für Biacetyl können zwar nach [87] abgeschätzt werden, der damit berechnete Dampfdruck von 17 mbar liegt jedoch deutlich unterhalb dem in der Literatur gefundenen Wert von 53 mbar [73, 75]. Für Aceton weist die empirische Bestimmung der Antoine-Parameter (Gleichung 3.8) nach [87] ebenfalls tendenziell zu geringe Dampfdrücke unterhalb der Siedetemperatur auf. Daher wird im Folgenden ein Sättigungsdampfdruck

von Biacetyl von 53 mbar bei 20 °C angenommen, der einem maximalen Molanteil von ca. 5 % entspricht.

$$\log_{10}(p) = A' - \frac{B'}{T + C'} \quad (3.8)$$

Bei instationären Verdunstungsprozessen wie der Kraftstoffdirekteinspritzung in Verbrennungsmotoren ist für die Quantifizierung des Luftverhältnisses in der Gasphase ein azeotropes Gemisch unbedingt notwendig, d.h. ein Gemisch gleicher Zusammensetzung sowohl in flüssigem als auch dampfförmigem Zustand. Dies ist in Motoren insofern problematisch, als bei der direkten Kraftstoffeinspritzung der mittlere Tropfendurchmesser klein und Relativgeschwindigkeiten zwischen Gas- und Flüssigphase hoch sind, und somit bevorzugte Verdunstung der leichter flüchtigen Komponenten in Mehrkomponentenkraftstoffen stattfindet [39]. Die Betrachtung allein der Verdunstungseigenschaften der einzelnen Komponenten des 3-Pentanon-Isooktan Systems wie in [6, 37, 52] erweist sich späteren Untersuchungen zufolge jedoch als leicht fehlerhaft [18, 39]. Demnach wird für das betrachtete Binärsystem aus polarer (3-Pentanon) und unpolarer (Isooktan) Komponente kein ideal azeotropes Verhalten, sondern bevorzugte Verdunstung von 3-Pentanon und Entmischung der Tropfen nachgewiesen, wenn der Molanteil des Tracers die azeotrope Zusammensetzung des Gemisches unterschreitet [18]. Erschwerend kommt hinzu, dass der azeotrope Molanteil für 3-Pentanon linear mit der Temperatur ansteigt und schon bei Umgebungstemperatur oberhalb von 30 % liegt [18]. Von völlig gleichem Verdunstungsverhalten kann bei den üblichen Stoffmengenanteilen um 3 % nicht ausgegangen werden.

Das längerkettige Keton 3-Hexanon mit einem im Vergleich zu 3-Pentanon um etwa 20 K höheren Siedepunkt als zusätzliche Komponente in 3-Pentanon-Isooktan gleicht die schnelle Verdunstung von 3-Pentanon aus [39]. Allerdings ist das Fluoreszenzsignal von 3-Hexanon bei Anregung mit 266 nm um den Faktor fünf schwächer als von 3-Pentanon. In [39] werden daher Mengenanteile von 9 % 3-Hexanon und 1 % 3-Pentanon in Isooktan verwendet. Für den Dreikomponentenkraftstoff ergibt sich ein im Mittelwert geringfügig fetteres Kraftstoff-Luft-Gemisch bei etwas höherer Standardabweichung. Letzteres wird vor allem darauf zurückgeführt, dass dem leichter flüchtigen Tracer bei Verwendung des Binärsystems 3-Pentanon-Isooktan mehr Zeit zur Homogenisierung in der Gasphase zur Verfügung steht. Der Unterschied in dem nur „lokal“ bestimmten Mittelwert des Luftverhältnisses kann bei konstanter Einspritzmenge nur dadurch erklärt werden, dass im Fall des Binärgemischs der Traceranteil außerhalb des Sichtbereichs größer ist im Vergleich zum Dreikomponentengemisch. Größere Abweichungen zwischen Zwei- und Dreikompo-

nentensystem im Falle der frühen Kraftstoffeinspritzung bestätigen dies mit ca. 10 % Unterschied bei frühem ($ESB = 280$ °KW vZOT) gegenüber 5 % bei spätem Einspritzbeginn ($ESB = 180$ °KW vZOT) [39]. Bei den deutlich späteren Einspritzzeiten der heute üblichen wand-, luft- oder strahlgeführten Otto-DI Brennverfahren mit ESB von 70 °KW vZOT bis 30 °KW vZOT ist die Zeit zur Gemischaufbereitung dagegen deutlich kürzer, so dass die Abweichungen zwischen beiden Kraftstoffgemischen möglicherweise weiter sinken.

Ketone als Tracer für 2D-Messverfahren

Ketone sind im nahen UV-Bereich mit den üblichen Pulslasern bei 248, 266 und 308 nm anregbar und eignen sich damit trotz ihrer geringen Quantenausbeute gut für planare Fluoreszenzmessverfahren.

Die geringe Beeinflussung der Fluoreszenz von Aceton und 3-Pentanon durch Sauerstoffquenching und Partial- oder Gesamtdruck haben zu einer weiten Verbreitung zur Visualisierung der Kraftstoffverteilung in Verbrennungssystemen geführt [24, 39, 121]. Nicht-ideales Verdunstungsverhalten des meist verwendeten Binärsystems 3-Pentanon-Isoktanol erschwert jedoch die korrekte Quantifizierung der LIF-Ergebnisse bei früher Kraftstoffeinspritzung. Für die motorische Anwendung mit ausgeprägten Temperaturgradienten ist die Anregung mit 308 nm aufgrund des geringen Einflusses der Umgebungstemperatur auf die bezüglich des Molanteils normierte Signalintensität von 3-Pentanon ($S_{\text{LIF-3P},\chi}$) bis etwa 600 K zu bevorzugen [57, 59, 110]. Allerdings ist nicht bekannt, ob sich der Temperatureinfluss in sauerstoffhaltiger Atmosphäre ändert. Ferner ist es bislang nicht gelungen, trotz der im einzelnen bekannten Einflüsse die Signalausbeute von 3-Pentanon unter motorischen Bedingungen, d.h. bei steigendem Druck und zunehmender Umgebungstemperatur zu simulieren [55]. Für den Fall der Anregung bei 248 nm liefert die einfache Korrektur der einzelnen Druck- und Temperaturabhängigkeiten vielversprechende Ergebnisse [55, 110]. Dort dominiert jedoch die Signalabnahme infolge der steigenden Temperatur deutlich.

In Kombination mit einer sauerstoffsensitiven Komponente lässt sich die Sauerstoffverteilung in Gasströmungen bestimmen [28, 56], Hu und Koochesfahani [48] nutzen wiederum die Unterdrückung der Phosphoreszenz von Aceton bereits bei minimalem Sauerstoffanteil zur Visualisierung von Mischungsprozessen. Da sowohl der Streuquerschnitt der Absorption als auch die Quantenausbeute der Fluoreszenz eine eindeutige Abhängigkeit von der Temperatur und der Anregungswellenlänge aufweisen, wird die Applikation eines sensitiven Temperaturmessverfahrens durch Anregung bei zwei geeigneten Wellenlängen möglich [24, 59, 110, 118, 119, 121].

Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 ausführlich beschrieben, wird die Phosphoreszenz von Biacetyl zur Bestimmung der Gasgeschwindigkeit in Stickstoffatmosphäre genutzt. Die Verwendung von Aceton als Tracer ist bislang nicht bekannt und aufgrund der deutlich reduzierten Lebensdauer vor allem für hohe Strömungsgeschwindigkeiten interessant. Die Kombination aus kurzer Lebensdauer und vergleichsweise hoher Quanteneffizienz lässt insgesamt eine bessere Signalausbeute als bei Biacetyl erwarten.

3.2.3 Lumineszierende Lanthanid-Chelate

Die Nutzung der Phosphoreszenzeigenschaften der zu den Metallen der seltenen Erden gehörenden Lanthanide¹ ist weit verbreitet, als einfaches Beispiel sei hier die phosphoreszierende Schicht in Röhrenbildschirmen erwähnt [126]. Für die Messtechnik ist vor allem von Bedeutung, dass die unvollständig besetzte 4f-Schale tiefer liegt als die die Bindungszustände bestimmende äußere Elektronenhülle der 5s- und 5p-Schalen [126], wodurch die 4f-Schale nur geringen Störungen durch die umgebende Matrix ausgesetzt ist. Dadurch besitzt die (elektronisch aktive) 4f-Schale relativ scharfe Energiezustände, die dem Linienspektrum des freien Atoms entsprechen [78, 126]. Diese Eigenschaft wird bei Festkörperlasern (Neodym in Nd:YAG-Lasern) zur Erzeugung festfrequenter Laserstrahlung genutzt, oder dient in mit Erbium dotierten Lichtwellenleitern zur nahezu verlustfreien Signalübertragung [78].

Elektronisch angeregte Lanthanide können durch Emission eines Photons oder strahlungslose Übergänge in den elektronischen Grundzustand übergehen. Während bei dem freien Ion nur magnetische Dipolübergänge mit $\Delta J = \pm 1$ erlaubt sind, ermöglicht bei gebundenem Ion die Beeinflussung des Ladungsfelds der Liganden elektronische Übergänge. Diese sind jedoch schwach im Vergleich zu den „freien“ Übergängen in organischen Farbstoffen. Dadurch verlängert sich die Lebensdauer der Emission um bis zu sechs Größenordnungen und kann im Bereich von einigen Millisekunden liegen. Ferner sind die Absorptionsbanden schwach ausgeprägt (etwa $1 \text{ (}^{-1}\text{mol/l)}\text{cm}^{-1}$) mit Bandbreiten von etwa 0,2 nm [126]. Strahlungslose Relaxation in den elektronischen Grundzustand wird vor allem durch Stöße mit umgebenden Molekülen induziert. In organischen Lösungen existiert daher häufig nur ein einziges Energieniveau, von dem aus strahlungsbehaftete Energieübergänge auftreten können. Bei Anregung in höhere Vibrationsniveaus lässt IVR diese relativ schnell in einen Zustand relaxieren, der einen großen Abstand zu dem nächst tiefergelegenen Energiezustand aufweist. Im Fall von Europium und Terbium emittiert das Ion

¹Zu den Lanthaniden zählen Lanthan, Cer, Praseodym, Neodym, Promethium, Samarium, Europium, Gadolinium, Terbium, Dysprosium, Holmium, Erbium, Thulium, Ytterbium und Lutetium.

Eu ³⁺ : ⁵ D ₀ →		Tb ³⁺ : ⁵ D ₄ →	
⁷ F ₀	580 nm	⁷ F ₆	490 nm
⁷ F ₁	590 nm	⁷ F ₅	545 nm
⁷ F ₂	613 nm	⁷ F ₄	590 nm
⁷ F ₃	650 nm	⁷ F ₃	620 nm
⁷ F ₄	690 nm	⁷ F ₂	650 nm
⁷ F ₅	710 nm		

Tabelle 3.1: Lumineszierende Übergänge und deren Wellenlänge der dreifach ionisierten Lanthanide Eu³⁺ und Tb³⁺ [126]

aus einem Zustand in der d-Schale bei Übergang in verschiedene Vibrationszustände des Grundzustands in der f-Schale, siehe Tabelle 3.1.

Durch die dreifach positive Ladung kann das Ion durch Anlagerung von Liganden einen stabilen Komplex mit ausgeprägten Dipolen bzw. elektronegativen Molekülen bilden, eine sogenannte Lanthanid-Chelat Verbindung, bei bevorzugter Bindung mit Sauerstoff bzw. gemäß der Reihenfolge $O > N > S$ als Bindungsatom. Das Ion des Lanthanids wird dabei in eine Art Käfig der meist drei als Chelate dienenden Moleküle eingebettet. Die Eigenschaften dieses Komplexes wie Löslichkeit, elektro-chemische Aktivität, Bindungsaffinität, Reaktion auf äußere Einflüsse etc. werden maßgeblich durch die Gesamtstruktur des Liganden bestimmt. So können bestimmte organische Liganden die Lumineszenz des Lanthanid Ions deutlich verstärken. Solche lumineszierenden Lanthanid-Chelate werden heute vornehmlich in der medizinischen Diagnostik anstelle von Isotopen in wässriger Lösung eingesetzt. Es existiert eine Vielzahl von Ion-Ligand Kombinationen, die für verschiedene experimentelle Untersuchungen im Labor synthetisiert wurden, wie der sehr umfangreichen Literatur entnommen werden kann. Als Auswahl seien an dieser Stelle [10, 40, 43, 68, 115, 126] angeführt. Andere Verbindungen sind kommerziell direkt erhältlich. Ein bekanntes Beispiel ist das DELFIA Schema nach [43], welches den Ausgangspunkt einer Reihe von Weiterentwicklungen darstellt [126].

Der Ligand besitzt in der Regel eine absorbierende Gruppe, die als „Antenne“ dient. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt, wird die von der Antenne des Liganden absorbierte Energie an das Zentralion übertragen, wodurch vor allem das Problem der geringen Absorptionsquerschnitte der freien Lanthanide umgangen wird. Weiterhin dient der Ligand als Schutzhülle des Ions gegen Molekülstöße. Insbesondere Hydroxylgruppen und Wassermoleküle sind als effiziente Quencher für die Lumineszenz von Europium (Eu) und

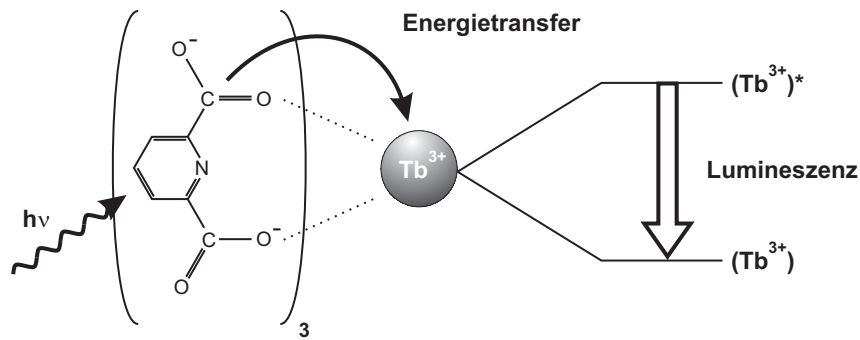


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Lumineszenzanregung bei Lanthanid-Chelaten nach [126] am Beispiel von Terbium tris(Pyridin-2,6-Dicarbonsäure)

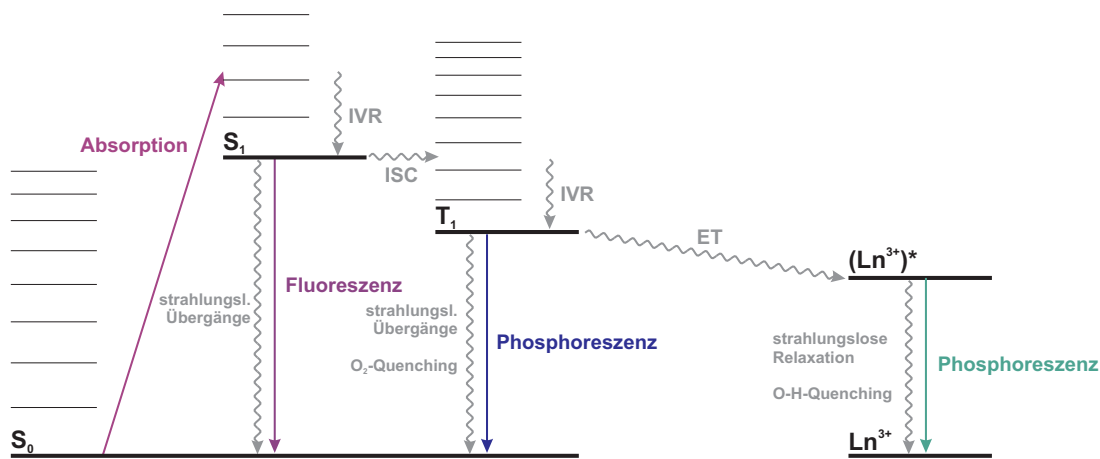


Abbildung 3.4: Vereinfachtes Jablonski-Diagramm der Energieübergänge bei der Anregung von Lanthanid-Chelaten nach [115, 126]

Terbium (Tb) bekannt [126], während die Fluoreszenz des Liganden durch das schwere Zentralatom effektiv unterdrückt wird.

Den Mechanismus der Anregung im Jablonski-Diagramm zeigt Abbildung 3.4. Die Nomenklatur entspricht derjenigen in Abbildung 3.1 auf Seite 20. Durch Absorption eines Photons erfolgt die Anregung des Liganden in den ersten angeregten Singulettzustand S_1 , gefolgt von Intersystem Crossing in den Triplettzustand T_1 . ISC steht in Konkurrenz mit anderen Übergängen aus dem Singulett-Zustand, insbesondere Fluoreszenz oder anderen strahlungslosen Relaxationsmechanismen. Neben der Übertragung der Anregungsenergie an das Lanthanid-Ion kann der Ligand die Energie aus dem Zustand T_1 durch Phosphoreszenz und vor allem Stöße mit molekularem Sauerstoff abgeben. In der Regel deutet der Einfluss von Sauerstoff auf die Lumineszenz auf langsamen oder umkehrbaren Energietransfer an das Ion hin [115, 126]. Die Gesamteffizienz der Lumineszenz des Lanthanid-

Chelat Komplexes kann demnach aus dem Produkt der Effizienz des Intersystem Crossing des Liganden in den Triplettzustand ϕ_{ISC} , der Effizienz der Energieübertragung an das Zentralatom ϕ_{ET} und die Effizienz der Lumineszenz des Lanthanid selbst ϕ_{Ln} bestimmt werden.

$$\phi_{Lum} = \phi_{ISC} \phi_{ET} \phi_{Ln} \quad (3.9)$$

mit

$$\phi_{Ln} = \frac{k_s}{k_s + k_{sl}} = k_s \tau \quad (3.10)$$

k_s und τ bezeichnen die Strahlungsrate und die Lebensdauer der Lumineszenz [115], k_s ist in der Größenordnung von 1000 s^{-1} [126].

Wie aus Abbildung 3.4 hervorgeht, muss der Triplettzustand des Liganden mit ausreichendem Abstand energetisch oberhalb des Zustands liegen, von dem aus das Lanthanid luminesziert. Bei nur geringer Differenz zwischen beiden Energiezuständen kann Energietransfer zurück in den Triplettzustand des Liganden über thermische Anregung stattfinden. In [115] wird mit einer Energiedifferenz von 5000 cm^{-1} zwischen Singulett und Triplettzustand für π -Systeme gemäß den meist als Chromophor verwendeten Kohlenwasserstoffverbindungen dieser minimale Abstand zu 3500 cm^{-1} abgeschätzt. Da der Ligand nach der elektronischen Anregung durch ISC und ET jeweils in Zustände niedrigerer Energie übergeht, wird das Absorptionsverhalten einer Lanthanid-Chelat Verbindung durch das Emissionsspektrum des Lanthanid-Ions begrenzt. Aufgrund der Emission der häufig verwendeten Lanthanide Terbium und Europium im grünen bzw. roten Spektrum, liegt die langwellige Grenze des Anregungsspektrums der Liganden in der Regel im nahen ultravioletten Spektrum, vgl. Absorptions- und Emissionsspektren in Abbildung 4.4 auf Seite 44. Die Anregung mit UV-Strahlung kann mitunter problematisch sein, wenn z.B. medizinische Proben zerstört oder in der technischen Anwendung hohe Anforderungen an die optischen Komponenten des Versuchsaufbaus gestellt werden. Um dies zu vermeiden, werden in [115] Lanthanid-Chelat Verbindungen synthetisiert, die mit hoher Effizienz im Bereich ab 350 nm angeregt werden können. Triphenylen hat sich dabei als sehr effizienter „Antennen“-Farbstoff für die untersuchten Verbindungen mit Eu und Tb erwiesen. Ferner weist [115] darauf hin, dass durch Verringerung des Sauerstoffanteils in der Flüssigphase die Intensität der Lumineszenz zum Teil um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden kann (bis zu einem Faktor von 12).

Eine weitere Eigenschaft der zu den Lanthaniden gehörenden Elemente ist die in bestimmten kristallinen Verbindungen beobachtete Temperaturabhängigkeit der relativen

Signalintensität einzelner Emissionsbanden (spektral), die neben der Abklingkurve des integrierten Phosphoreszenzsignals (zeitlich) zur Temperaturbestimmung eingesetzt werden kann [82]. Die spektrale Methode weist in einem Temperaturintervall von etwa 100 K nur eine relativ geringe Änderung des Signalverhältnisses von 33 % auf, während die Genauigkeit des zeitlichen Verfahrens zu etwa 1 % angegeben wird. Ein ähnliches Temperaturverhalten ist für Lanthanid-Chelat Komplexe bislang nicht gezeigt worden, eröffnet im Prinzip jedoch großes Potenzial für die messtechnische Anwendung.

3.2.4 Auswahl der Tracer

In dieser Arbeit werden optische Messverfahren verwendet, um in Zweiphasengemischen Geschwindigkeiten mittels LFT (Abschnitt 3.1) zu bestimmen bzw. die Kraftstoffverteilung in einer motorischen Anwendung durch LIF (Abschnitt 3.2.1) zu visualisieren. Dazu werden unterschiedliche Tracermoleküle eingesetzt.

Die Bestimmung der Geschwindigkeiten in Flüssig- und Gasphase basiert auf dem Nachweis phosphoreszierender Tracer. Aufgrund der langlebigen Phosphoreszenz, ihrer guten Löslichkeit und der geringen Beeinflussung durch die Umgebung werden Lanthanid-Chelate für die Markierung des flüssigen Kraftstoffs genutzt, vgl. Abschnitt 3.2.3. Für LFT in der Gasphase müssen mögliche Tracermoleküle neben ausgeprägten Phosphoreszenzeigenschaften die Anforderungen eines hohen Dampfdrucks sowie einer möglichst hohen Quanteneffizienz erfüllen. Daher werden für diese Anwendung die Ketone Aceton und Biacetyl gewählt, siehe Abschnitt 3.2.2.

Für die Visualisierung der Kraftstoffverteilung in LIF Anwendungen, die auf dem Nachweis von Tracermolekülen basieren, ist es notwendig, dass der zugefügte Tracer die Verteilung des nicht fluoreszierenden Modellkraftstoffs zu jedem Zeitpunkt während des Verdunstungsprozesses widerspiegelt. Dies ist nur dann gewährleistet, wenn Tracer und Kraftstoff ein azeotropes Gemisch bilden. Das Binärgemisch aus dem Keton 3-Pentanon und Isooktan erfüllt diese Bedingungen zwar nur eingeschränkt, wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert wird, jedoch kann für die in dieser Arbeit untersuchten Bedingungen mit ausreichender Genauigkeit davon ausgegangen werden, dass die Verteilung des Tracers der Kraftstoffverteilung entspricht. Daher wird 3-Pentanon als LIF-Tracer in Isooktan verwendet.

4 Versuchsaufbauten

Die Bestimmung der Tropfen- und Gasphasengeschwindigkeit in dichten Sprays mittels Laser Flow-Tagging (LFT) wird auf den Prozess der otto- und dieselmotorischen Direkteinspritzung angewendet. Es werden die Einspritzvorgänge unter stationären Randbedingungen in Einspritzkammern (Beschreibung der Versuchsträger in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2) sowie bei transientem Druck- und Temperaturverlauf in einem Versuchsmotor untersucht (Abschnitt 4.3.3).

Für die elektronische Anregung der Lanthanid-Chelate werden sowohl ein breitbandiger KrF-Excimer Laser (EMG 150ES, Lambda-Physik) mit Emission bei 248 nm als auch ein frequenzvervierfacher Nd:YAG-Laser (Quanta-Ray GCR-130-10, Spectra-Physics) bei 266 nm eingesetzt. Für LFT in der Gasphase steht außerdem ein XeCl-Excimer Laser (EMG 200, Lambda-Physik) zur Anregung bei 308 nm zur Verfügung.

4.1 Einspritzsystem und Kraftstoffe für Kammeruntersuchungen

Für die Kammeruntersuchungen der Diesel-Direkteinspritzung wird ein regulärer Common-Rail Spulen-Injektor (Robert Bosch GmbH) mit Ein- und Mehrlochdüsen verwendet. Das Kraftstoffsystem besteht aus druckluftbetriebener Hochdruckpumpe (Maximator MSF 72 L, $p_{\text{max.,dynamisch}} = 500$ bar und Maximator M 189 LVE, $p_{\text{max.,dynamisch}} = 1500$ bar; Schmidt, Kranz & Co), Kraftstoffrail (Robert Bosch GmbH) und Endstufe zur Ansteuerung der Injektorspule (ESG2-Endstufe, SMART Electronic Development GmbH). Die Hochdruckpumpen sind aufgrund der einfachen Handhabung und des geringen baulichen Aufwands hervorragend für Untersuchungen mit geringer Einspritzrate, d.h. niedrigen Volumendurchfluss geeignet. Neben Schwankungen des Kraftstoffdrucks von ca. 5 % weisen diese Pumpen jedoch die Einschränkung auf, dass ein hoher Leckagedurchfluss des Injektors erhebliche Limitierungen des maximal erreichbaren Raildrucks zur Folge haben kann.

Spezies	ϑ_{SP} in °C	ρ in kg/m ³	ν in m ² /s	σ in N/m
Ethanol	78	789	$1,51 \times 10^{-6}$	$2,25 \times 10^{-2}$
Isooktan	99	693	$7,33 \times 10^{-7}$	$1,88 \times 10^{-2}$
n-Dodekan	216	747	$2,29 \times 10^{-6}$	$2,54 \times 10^{-2}$

Tabelle 4.1: Stoffeigenschaften verschiedener Modellkraftstoffe nach [17]; Siedetemperatur ϑ_{SP} bei 1 bar; Dichte ρ , kinematische Viskosität ν und Oberflächenspannung σ für 20 °C

Da Dieselmotorkraftstoff sich aus einigen hundert Komponenten zusammensetzt, insbesondere verschiedenen Aromaten und Aliphaten, wird die für die Anregung der Lumineszenz notwendige ultraviolette Strahlung in der Regel effizient absorbiert, weshalb UV-transparente Ersatzkraftstoffe gewählt werden müssen. Ferner erfordern die Lanthanid-Chelate als Tracer für die Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit je nach Molekülaufbau des Liganden polare oder unpolare Lösungsmittel. Als polare Kraftstoffe sind beispielsweise Alkohole wie in diesem Fall Ethanol (GC-Reinheit > 99,8 %, Merck Eurolab) denkbar. In der Regel werden für motorische Anwendungen jedoch unpolare Kraftstoffe bevorzugt, da deren physikalische Eigenschaften sich mit denen realen Otto- bzw. Dieselmotorkraftstoffs gut vergleichen lassen. Im Rahmen dieser Untersuchungen werden verschiedene Alkane als Vergleichskraftstoffe verwendet. Isooktan (GC-Reinheit > 99 %, Merck Eurolab) ist ein häufig eingesetzter Ersatzstoff bei der Modellierung oder optischen Untersuchung der ottomotorischen Direkteinspritzung und wird für die LFT-Messungen im DI-Ottospray verwendet. Das unverzweigte n-Dodekan (GC-Reinheit > 99 %, Merck Eurolab) wird als Modellkraftstoff bei der dieselmotorischen Einspritzung eingesetzt, welches physikalische Eigenschaften wie Dichte, Viskosität und Siedeverhalten des realen Dieselmotorkraftstoffs gut widerspiegelt. Tabelle 4.1 fasst verschiedene Stoffeigenschaften zusammen.

4.2 Verwendete Tracer für LFT

4.2.1 Tracermoleküle für die Gasphase

Die photophysikalischen Eigenschaften der Ketone sind in Kapitel 3.2.2 beschrieben worden. Weil aus dem ersten angeregten Zustand ein effizienter Übergang $S_1 \rightarrow T_1$ stattfindet, gefolgt von langlebiger Emission aus dem Zustand T_1 , erweisen sich Ketone als geeignete Tracermoleküle für die Anwendung von LFT in der Gasphase. Voraussetzung ist jedoch

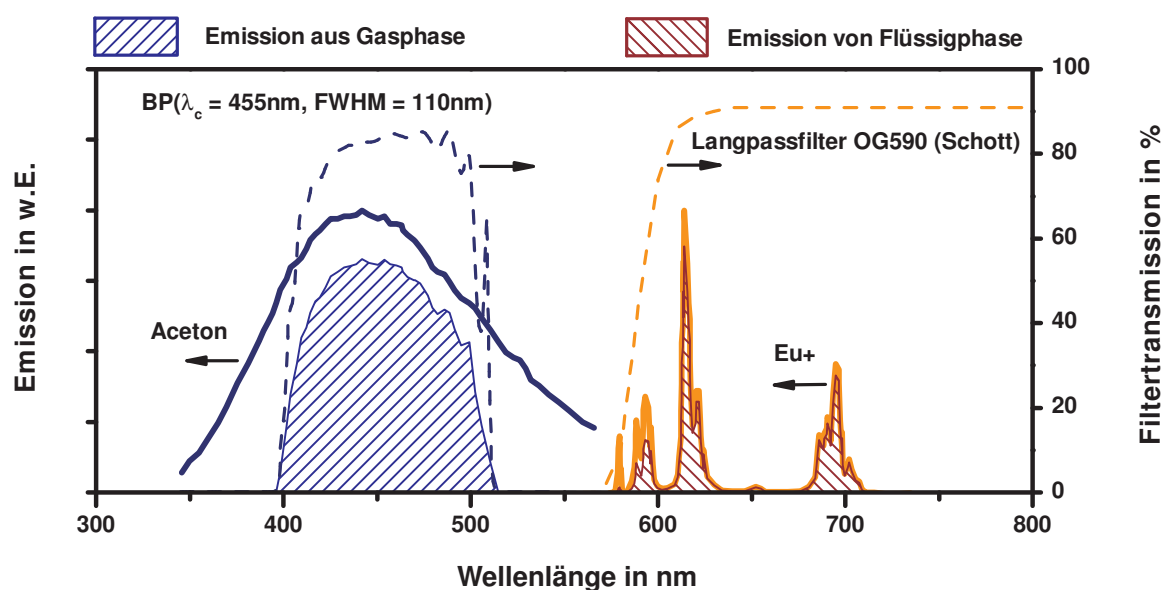


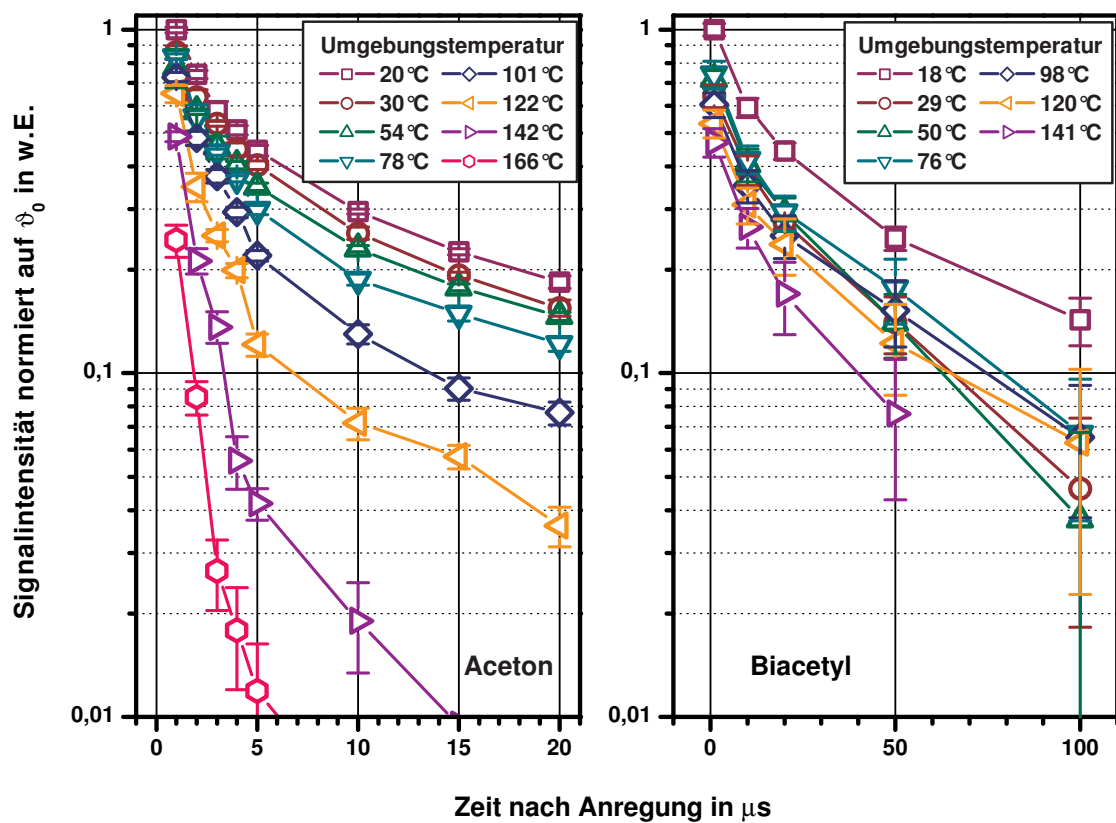
Abbildung 4.1: Emissionsspektren der Tracer und die jeweiligen Filtertransmissionskurven zur spektralen Trennung von Flüssig- und Dampfphase; Emission von Aceton entspricht um 3000 cm^{-1} rotverschobenem Verlauf aus [110]; Emission des Europium-Ions Eu^{3+} aus [10]

eine essentiell sauerstofffreie Atmosphäre, da schon Spuren von Sauerstoff ausreichen, um die Lebensdauer der Phosphoreszenz signifikant zu verkürzen bzw. die Emission vollständig zu unterdrücken. Die Gasphasenuntersuchungen werden deshalb in reinem Stickstoff durchgeführt (Reinheit 99,999 %, 200 bar Fülldruck, Westfalen AG; 99,99 %/99,996 %, 300 bar, Praxair GmbH). Ein Einfluss der Qualität des Stickstoffs auf die Lebensdauer der Phosphoreszenz wird bei einer Reinheit von mehr als 99,99 % nicht beobachtet. In den LFT-Messungen werden sowohl Aceton (GC-Reinheit > 99,9 %, Merck Eurolab) als auch Biacetyl (GC-Reinheit > 99 %, Fluka) verwendet. Diese Tracer werden der Stickstoffströmung oder einem Teilstrom durch eine einfache Verdunstungskammer homogen zugeführt, die mit der Tracerflüssigkeit gefüllt ist.

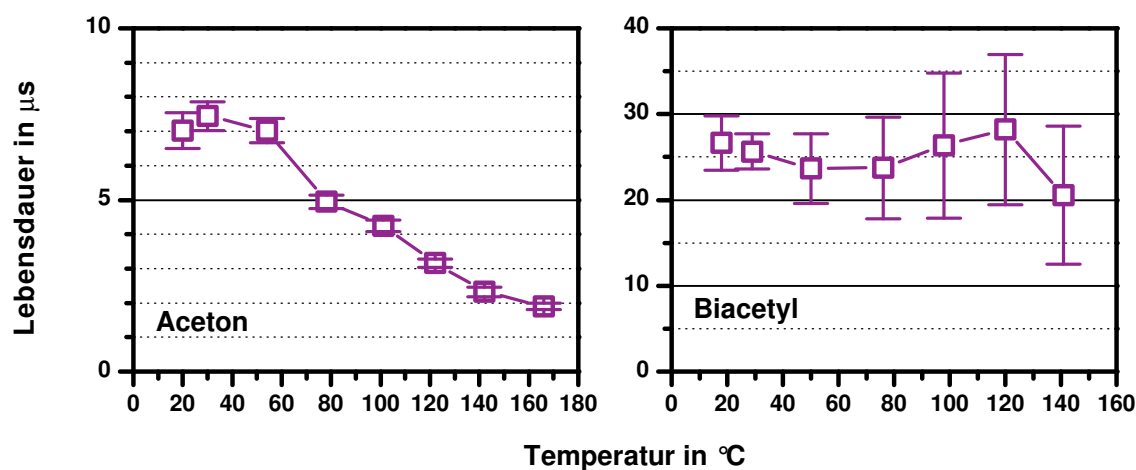
Die simultane Messung der Geschwindigkeiten von Flüssig- und Dampfphase, siehe Kapitel 6.3.2, erfordert die Verwendung zweier spektral nicht interferierender Tracer in beiden Phasen. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, ist dies bei der Verwendung von Aceton und Europium gegeben. Effektive Absorption erfolgt bei beiden Tracern im nahen UV, während die Emission jeweils rotverschoben auftritt. Die spektrale Verschiebung ist bei der Lanthanid-Chelat Verbindung deutlich größer als bei einfachen Molekülen wie Aceton, was in erster Linie mit der von der Umgebung nahezu unabhängigen Bandenemission

des verwendeten Lanthanid-Ions zusammenhängt, vgl. Tabelle 3.1 auf Seite 33, und zum anderen durch die Kombination mit einer geeigneten Chelat-Verbindung begründet ist, die im Wesentlichen das Absorptionsverhalten des Komplexes bestimmt. In Abbildung 4.1 verdeutlichen die anhand der Transmissionskurven der Filter den Herstellerangaben gemäß berechneten schraffierten Flächen die integrierte Signalintensität der zu erwartenden Emission von Aceton und der Europiumverbindung. Spektrales Übersprechen der Dampf- in die Flüssigphasenemission ist demnach nur an der Kante des verwendeten Langpassfilters bei etwa 570 nm zu erwarten. Allerdings ist deren Anteil aufgrund der schwachen Emission von Aceton in diesem Bereich und der um zwei bis drei Größenordnungen geringeren Dichte der Gasphase minimal. Wichtiger ist dagegen die effiziente Blockung des Bandpassfilters im langwelligen Bereich zur Unterdrückung des Flüssigphasensignals.

Die Lebensdauer der Phosphoreszenzemission der Tracermoleküle hat maßgeblichen Einfluss auf die Dynamik des Messverfahrens und insbesondere die untere Nachweisgrenze der Geschwindigkeit, vgl. Kapitel 6.4. Den Angaben der Literatur gemäß sind für die Verwendung von Aceton bei einer Lebensdauer der Phosphoreszenz von 13 μs [48] hohe Strömungsgeschwindigkeiten erforderlich, um innerhalb der Lebensdauer eine ausreichend hohe Ortsverschiebung zu erhalten. Demgegenüber erscheint Biacetyl mit einer um mehr als zwei Größenordnungen längeren Lebensdauer des Triplettzustands unproblematischer. In Abbildung 4.2 ist der zeitliche Verlauf des Phosphoreszenzsignals von Aceton und Biacetyl in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur bei Anregung mit einer Wellenlänge von 248 nm dargestellt. Als Versuchsträger dient eine kleine Druckzelle, die auch für Küvettenuntersuchungen verwendet werden kann. Die Zuführung des Tracers erfolgt mittels der oben beschriebenen Durchströmungskammer und führt zu den Molanteilen χ für Aceton und Biacetyl von etwa 0,25 bzw. 0,05, siehe Kapitel 3.2.2. Der Vorratsbehälter wird jeweils vor den Untersuchungen entgast, um Quenching durch eventuell in der Flüssigkeit gelösten Sauerstoff zu umgehen. Die Untersuchungen werden bei 1 bar durchgeführt, wobei die Druckzelle nicht kontinuierlich durchströmt ist, sondern für jede Messreihe neu befüllt wird. Thermische Dissoziation ist insofern auszuschließen, als vor und nach jeder Messreihe die selbe Phosphoreszenzintensität ermittelt wird. Die Kurven in Abbildung 4.2(a) sind jeweils anhand des ersten Messpunkts bei $t = 1 \mu\text{s}$ normiert auf die Bedingungen bei Raumtemperatur, d.h. 20 °C bzw. 18 °C und hinsichtlich der abnehmenden Teilchendichte bei steigender Temperatur korrigiert. Der zeitliche Verlauf stimmt für beide Ketone qualitativ mit den Ergebnissen in [51] überein, jedoch wird zum einen eine im Vergleich zu den Literaturangaben deutlich kürzere Lebensdauer beobachtet, und zum anderen entspricht der Kurvenverlauf schon bei Raumtemperatur einer zweifach exponentiellen Funktion, die



(a) Zeitlicher Verlauf des Phosphoreszenzsignals



(b) Lebensdauer

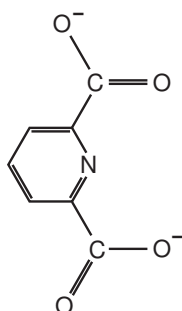
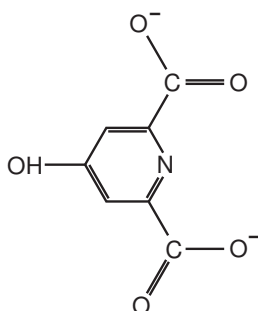
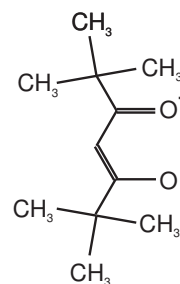
Abbildung 4.2: Temperaturabhängigkeit der Phosphoreszenz von Aceton und Biacetyl; Symbole und Fehlerbalken bezeichnen Mittelwerte und Standardabweichungen aus 20 Einzelaufnahmen; Anregung bei 248 nm in 1 bar Stickstoff (99,999 %); $\chi_{\text{Aceton}} \approx 0,25$, $\chi_{\text{Biacetyl}} \approx 0,05$

sich in [51] erst ab ca. 80 °C einstellt. Starke Abweichungen von diesen Literaturwerten werden auch von anderer Stelle berichtet [15].

Die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Temperatur ist in Abbildung 4.2(b) dargestellt. Während im Fall von Aceton die Lebensdauer von maximal 7 μs mit zunehmender Gastemperatur ab 50 °C abnimmt und mit weniger als 2 μs bei einer Temperatur von 166 °C für hohe Gastemperaturen ungeeignet für LFT erscheint, zeigt sich bei nur geringer Signalabnahme eine über einen weiten Temperaturbereich nahezu konstante Lebensdauer um 25 μs für Biacetyl. Die im Vergleich zu Literaturwerten kurze Lebensdauer kann trotz entgastem, d.h. möglichst sauerstofffreiem Tracer und reinem Stickstoff — in [48] wird Stickstoff geringerer Qualität verwendet — durch Quenching mit Restsauerstoff im System verursacht werden, z.B. aufgrund unvollständigen Gasaustauschs in der Druckzelle. Das konstante τ_{Biacetyl} ist möglicherweise auf einen dominierenden Einfluss durch Sauerstoffquenching zurückzuführen, da sich innerhalb der beobachteten Zeitskalen andere strahlungslose Übergänge wie z.B. Dissoziation oder ISC in den Singulettzustand kaum auswirken. Insbesondere der Einfluss von Dissoziation wird für steigende Temperaturen und kurze Anregungswellenlängen infolge der Anregung in sehr hohe Vibrationsniveaus zunehmen und ist eine mögliche Ursache für die Abnahme der Lebensdauer im Triplettzustand bei Aceton. Prinzipiell ist die Phosphoreszenz beider Ketone für LFT in der Gasphase geeignet, wenn auch mit Nachteilen bei sehr langsamen Strömungen bzw. großem Zeitabstand zwischen den Bildern.

4.2.2 Flüssigphasentracer

Die phosphoreszierenden Tracermoleküle für die Flüssigphase sind in dieser Untersuchung ausschließlich Lanthanid-Chelat Komplexe mit zentral angeordnetem Lanthanid-Ion. Aufgrund deren gegen Quenching vergleichsweise unempfindlichen Lumineszenz kann der Anwendungsbereich auf Experimente unter Hochdruckbedingungen [86, 128] und erhöhter Umgebungstemperatur erweitert werden. Des Weiteren ist es nunmehr möglich, auch in Dieselsprays unmittelbar unterhalb der Düsenspitze die Geschwindigkeit der Flüssigphase zu bestimmen [128]. In Anlehnung an die ersten Geschwindigkeitsmessungen in DI-Ottosprays [64] werden Terbium-tris(Pyridin-2,6-Dicarbonsäure) ($\text{Tb}:(\text{DPA})_3$) und Terbium-tris(Chelidamsäure) als lumineszierende Komplexe für polare Lösungsmittel verwendet. Da diese nicht direkt erhältlich sind, werden sie für die Untersuchungen aus den Einzelkomponenten Terbiumchlorid-Hexahydrat (Molecular Probes) und Pyridin-2,6-Dicarbonsäure (Dipicolinsäure, DPA, Merck Eurolab) bzw. Pyridin-

Pyridin-2,6-Dicarbonsäure**Pyridin-4-Hydroxy-2,6-Dicarbonsäure****2,2,6,6-Tetramethyl-3,5-Heptandionat****Abbildung 4.3:** Molekulare Struktur verschiedener Liganden nach [25, 68]

4-Hydroxy-2,6-Dicarbonsäure (Chelidamsäure, TCI Tokyo Kasei Kogyo Co.) entsprechend [32] synthetisiert. Die für unpolare Kraftstoffe geeigneten Verbindungen Terbiumtris(2,2,6,6-Tetramethyl-3,5-Heptandionat) ($\text{Tb}:(\text{tmhd})_3$, Sigma-Aldrich) und Europiumtris(6,6,7,7,8,8,8-Heptafluor-2,2-Dimethyl-3,5-Oktandionat) ($\text{Eu}:(\text{FOD})_3$, Fluka) sowie Europium-tris(2,2,6,6-tetramethyl-3,5-heptandionat) ($\text{Eu}:(\text{tmhd})_3$, Sigma-Aldrich) können dagegen direkt beschafft werden [124].

Abbildung 4.3 zeigt exemplarisch die chemische Struktur ausgewählter Liganden. Die stark elektronegativen Sauerstoffatome werden durch Elektronenaustausch an das Lanthanid-Ion gebunden, vgl. Abbildung 3.3 auf Seite 34.

Die Absorptionsspektren der Liganden für polare Lösungsmittel, Dipicolin- und Chelidamsäure, sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Bei Chelidamsäure bewirkt die Hydroxylgruppe eine Steigerung der Absorptionseffizienz vor allem in Richtung größerer Wellenlängen, wodurch insbesondere die Anregung bei 308 nm mit einem XeCl-Excimer Laser effizienter wird. Die Anforderungen an optische Komponenten sowie die Reinheit des Ersatzkraftstoffs können durch größere Anregungswellenlängen verringert werden. Andere Molekülgruppen wie z.B. $R = \text{NH}_2$ bewirken ähnliche Erweiterungen der Absorptionsspektrums [68]. Für die hier dargestellten Liganden mit einem ausgeprägten Maximum der Absorptionseffizienz bei $\lambda_{\text{max,H}} = 270 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{max,OH}} = 266 \text{ nm}$ [68] ist ein frequenzvervierfacher Nd:YAG-Laser zur Anregung optimal.

Wie schon in Abschnitt 3.2.3 erwähnt, bleibt die Bandenstruktur des Emissionsspektrums der freien Lanthanide trotz der starken elektronischen Bindung mit den Liganden bestehen, wie in Abbildung 4.4 am Beispiel der für den sichtbaren spektralen Bereich sehr häufig verwendeten Lanthanide Europium und Terbium verdeutlicht wird. Gezeigt werden normierte Emissionsspektren von Lanthanid-Komplexen gebildet mit

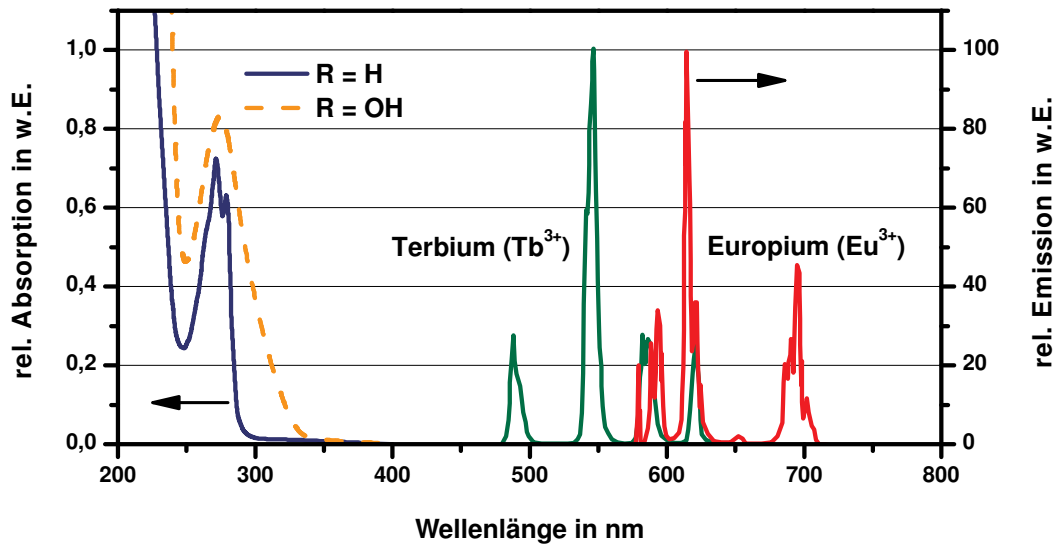


Abbildung 4.4: Absorptionsspektren der Liganden Dipicolinsäure ($R = H$) und Chelidamsäure ($R = OH$) [68]; Normierte Emissionsspektrum der ionisierten Lanthanide Europium Eu^{3+} und Terbium Tb^{3+} [10]

DTPA-cs124-EDA-Br bei Anregung mit 337 nm in wässriger Lösung, siehe [10]. Von besonderem Interesse für die Anwendung von LFT ist, dass die Lumineszenz des Europium-Ions um mehr als eine Größenordnung schwächer ist als bei der Terbium-Verbindung. Aufgrund der längeren Belichtungszeit und der höheren Pulsenergie bei der Anregung des Europium-Chelats wird ein Faktor $I_{\text{Terbium}}/I_{\text{Europium}} \approx 17$ ermittelt. Ferner wird in [115] erwähnt, dass das Lumineszenzsignal eines gebundenen Terbium-Ions Tb^{3+} aufgrund der höheren Quanteneffizienz von 0,03 bis 0,4 in der Regel höher ist als das des vergleichbaren Europium-Chelats mit einer Effizienz von 0,001 bis 0,3. Für ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei der Anwendung von LFT sind daher Terbium-Verbindungen generell zu bevorzugen, zumal die Detektionseffizienz der Photokathode bei bildverstärkten Kameras zu größeren Wellenlängen hin mitunter zusätzlich nachlassen kann.

Die tendenziell etwas geringere Lumineszenzausbeute von Europium-Verbindungen wird durch den in Abbildung 4.5 gezeigten Vergleich der zeitlichen Verläufe des Phosphoreszenzsignals verschiedener Lanthanid-Chelate bestätigt. Die Abbildung zeigt für polare und unpolare Lösungsmittel die zeitlichen Verläufe der Phosphoreszenzintensität, die hinsichtlich unterschiedlicher Versuchs- und Aufnahmeparameter sowie spektraler Empfindlichkeit der Photokathode des Bildverstärkers korrigiert sind. Aus der Abbildung wird deutlich, dass der exponentielle Abfall der Signalintensität für alle untersuchten

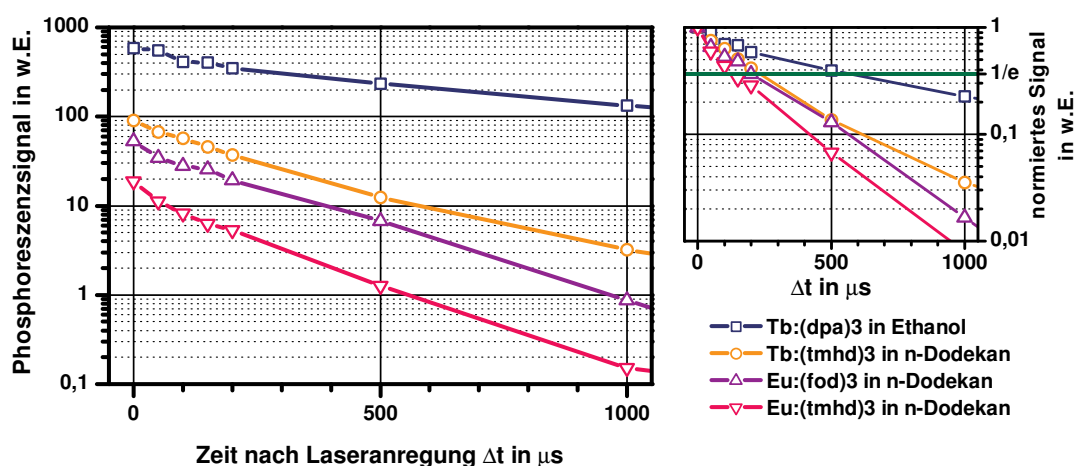


Abbildung 4.5: Vergleich des Phosphoreszenzsignals und der Lebensdauer verschiedener Flüssigphasen-Tracer

Lanthanid-Chelat-Komplexe gut wiedergegeben wird. Die molekülspezifische Phosphoreszenz von Tb:(DPA)₃ in Ethanol ist etwa eine Größenordnung intensiver als die der Tracer für unpolare Kraftstoffe, von denen die Terbium-Verbindung das höchste Signal aufweist. Bei gleichem Liganden ist deren Lumineszenz im Zeitraum der ersten hundert Mikrosekunden um einen Faktor 5 bis 7 intensiver im Vergleich zum Signal der langwelligeren Emission des Europium-Chelats. Zu späteren Zeitpunkten nimmt das Verhältnis weiter zu und erreicht eine Millisekunde nach Laseranregung einen Wert von etwa 20. Die Lebensdauer von Tb:(DPA)₃ beträgt etwa 560 μs und ist damit deutlich länger als die der übrigen Komplexe Eu:(FOD)₃, Eu:(tmhd)₃ und Tb:(tmhd)₃ mit einer Lebensdauer von 230 μs , 200 μs bzw. 130 μs . Die gefundenen Werte liegen tendenziell unterhalb der in der Literatur angegebenen Werte [38, 43, 126]. Die Lebensdauer stellt keine Limitierung für die Anwendung von LFT auf motorische Sprühstrahlen dar, da hier die hohen Geschwindigkeitsbeträge und -gradienten die Lumineszenzstrukturen in der Regel innerhalb von wenigen 10 μs verschmieren lassen und somit die Anwendung auf kurze Zeitskalen begrenzen.

Der pulverförmige Tracer kann einfach dosiert und in dem gewünschten Modellkraftstoff gelöst werden. Bei Lanthanid-Chelat Verbindungen für polare Lösungsmittel ist der maximal lösliche Anteil jedoch durch die Polarität des Kraftstoffs begrenzt. Obwohl die für die Anwendung von LFT benötigten Tracerkonzentrationen mit ca. 10^{-3} mol/l im Vergleich zu anderen Messverfahren mit Tracern sehr gering sind, liegt die Sättigungskonzentration für die Lanthanid-Chelat Verbindungen bei längererkettigen Alkoholen wie Butanol

mit weniger als 10^{-4} mol/l erheblich niedriger und führt somit zu Einschränkungen bei der erreichbaren Signalausbeute. Moderne Einspritzdüsen mit geringen Fertigungstoleranzen und Düsenlochdurchmessern von weniger als 100 μm reagieren empfindlich auf Verunreinigungen im Kraftstoff, jedoch werden derartige Probleme bei Verwendung von molekularen Tracern wie den Lanthanid-Chelaten grundsätzlich umgangen. Etwaige Rückstände können durch Spülen des Kraftstoffsystems einfach entfernt werden und stellen somit kein Problem für verschmutzungssensitive Komponenten dar.

4.3 Versuchsträger

4.3.1 Atmosphärische Einspritzkammer

Die Untersuchung der Dieseleinspritzung unter atmosphärischen Bedingungen, d.h. bei Umgebungsdruck und -temperatur werden in einem abgeschlossenen Behälter mit weitreichender optischer Zugänglichkeit durchgeführt. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt, verfügt die Untersuchungskammer über drei unter 90° zueinander angeordnete Quarzglasfenster, die die Visualisierung des Einspritzstrahls in einem Bereich von 50 mm Breite und einer Länge von 250 mm ermöglichen.

Durch die gegenüberliegenden Fenster kann der Laserstrahl ein- und ausgekoppelt werden, während die Detektion des Phosphoreszenzsignals bevorzugt orthogonal zum Lichtschnitt erfolgt. Die Montage des Injektors vertikal im Deckel des Behälters sieht zunächst die Verwendung von Einlochdüsen mit senkrechter Bohrung vor und ermöglicht hierfür maximale optische Zugänglichkeit bei größtmöglicher freier Ausbreitung des Einspritzstrahls. Die Luftzufuhr ist bei dem drucklosen Behälter im Deckel vorgesehen, ferner sorgt eine großflächige Absaugung auf der dem Detektionsfenster gegenüberliegenden Seite für den notwendigen Gemischaustausch. Durch den trichterförmig ausgeführten Kammerboden kann der eingespritzte Kraftstoff gesammelt und abgeschieden werden.

Um im Einspritzstrahl die Verschiebung und damit die Geschwindigkeit der einzelnen Tropfen oder Tropfenpakete bestimmen zu können, muss eine eindeutige Struktur oder Markierung im Spray vorhanden sein, deren Position zu verschiedenen diskreten Zeitpunkten korreliert werden kann. Bei Anregung mit einem Laserlichtschnitt kann die natürlich vorhandene Inhomogenität der Tropfenverteilung für die Korrelation unter Umständen ausreichend sein, in der Regel werden vorhandene Strukturen aufgrund von Streueffekten an der Vielzahl der Tropfenoberflächen jedoch verschmieren, insbesondere bei erhöhter

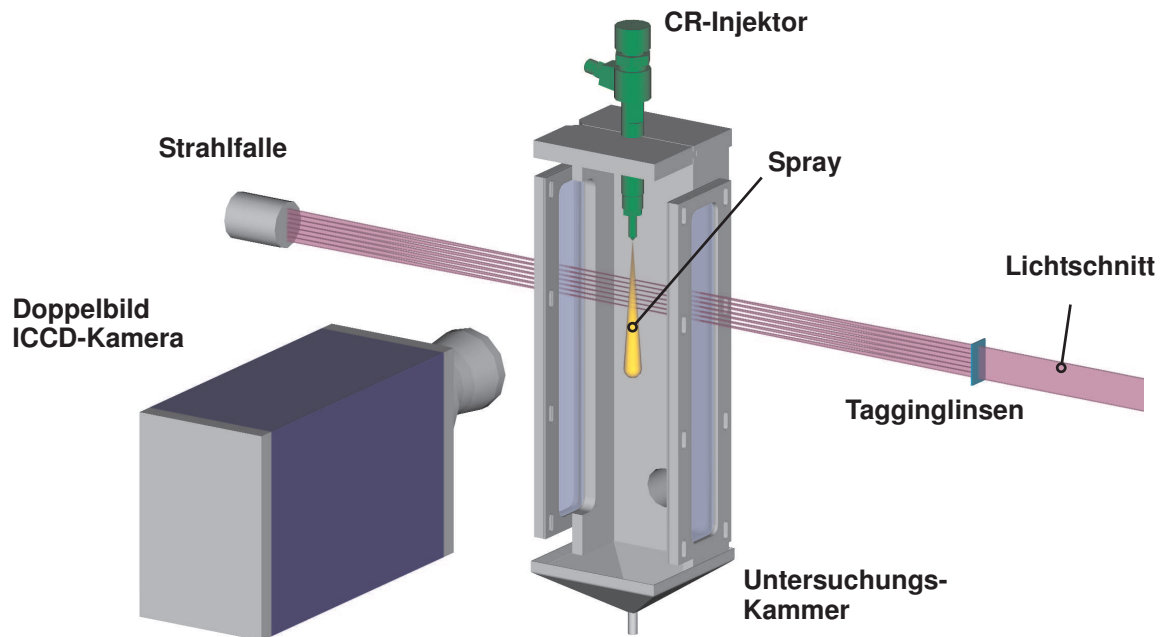


Abbildung 4.6: Schematischer Versuchsaufbau für LFT-Untersuchungen unter Umgebungsbedingungen

Umgebungs- und hoher Tropfenzahldichte. Daher ist es empfehlenswert, einzelne Laserlinien oder Linienbündel zu erzeugen und zu überlagern, um eine eindeutige Markierung im Spray zu erzeugen. Die in Abbildung 4.6 dargestellten parallelen Laserlinien werden mittels einer Anordnung plankonvexer Zylinderlinsen, sog. „Tagginglinsen“ realisiert ($f = 300 \text{ mm}$), die den Lichtstrahl in mehrere parallele Linien aufteilen und fokussieren. Diese Methode ist gegenüber der Verwendung einer Mehrfachschlitzblende wegen der höheren Lichtausbeute und Minimierung von Beugungseffekten am Spalt zu bevorzugen. Über den Abstand der Linsen wird der Abstand der Linien und damit die Messdatendichte festgelegt. Die Höhe der hier verwendeten Linsen beträgt 4 mm. Für die Erzeugung feinerer Strukturen stehen Linsenpakete mit einer Höhe von jeweils 1 mm zur Verfügung.

4.3.2 Hochdruckkammer

Der Einspritzungsvorgang unter motornahen Umgebungsbedingungen wird an einer stationär durchströmten Hochdruckbrennkammer untersucht, die in Abbildung 4.7 dargestellt ist. Versuchskammer und Druckluftversorgung sind für Kammerdrücke bis 50 bar bei einer Gastemperatur von maximal 800 K ausgelegt. Elektronische Massendurchflussregler und ein Drucksensor regeln Druck und Durchfluss des zugeführten Gases, wobei in

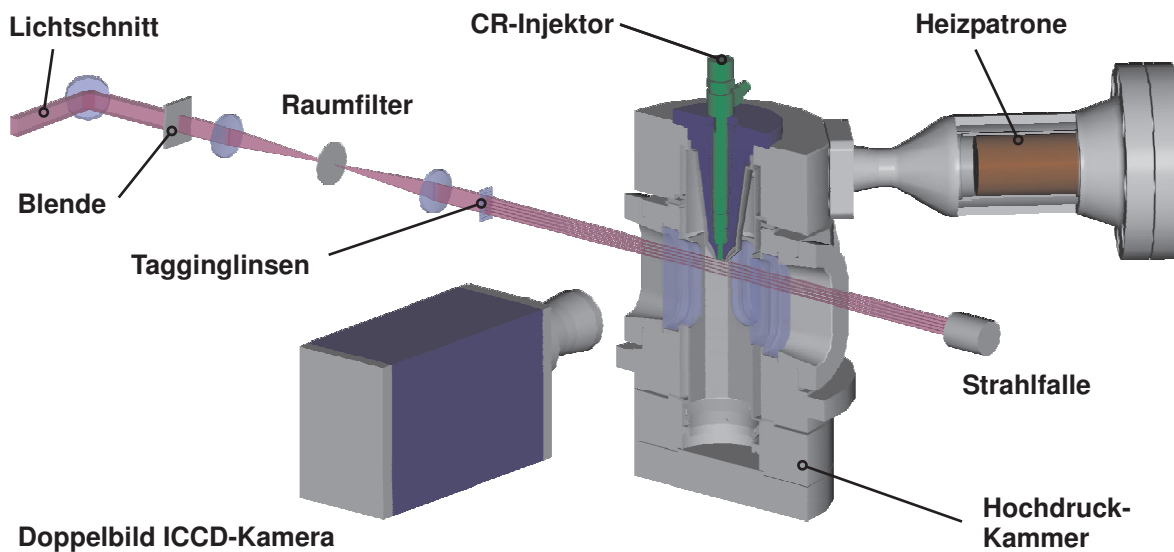


Abbildung 4.7: Versuchsaufbau für LFT-Untersuchungen von Einlochdüseninjektoren unter motornahen Randbedingungen mit einem parallelen Linienbündel

den meisten Anwendungen die komprimierte Luft eines Hochdruckkompressors verwendet wird. Die Ausführung der Gaszuführung erlaubt ferner die geregelte Dosierung eines zusätzlichen Gases oder Gasgemischs wie z.B. Stickstoff. Das bei Umgebungstemperatur stationär zugeführte Gas wird mittels zweier keramischer Heizpatronen (Typ 38B3, Leister) erhitzt. Zur Reduzierung der Wärmeverluste ist die Versuchskammer als „kalter“ Druckkörper mit beheizter Strömungsführung konzipiert. Die Hochdruckkammer verfügt über vier identische, unter 90° zueinander angeordnete Einsatzmöglichkeiten für Injektorhalter oder Fenster bei maximaler optischer Zugänglichkeit von 40 mm × 100 mm.

Bauartbedingt lässt das rechteckige Strahlprofil der Excimer-Laser in Richtung der längeren Profilkante bei Fokussierung minimale Lichtschnittdicken von nur etwa 1 mm zu. Im Düsennahbereich mit Strahldurchmessern nur wenig größer als der Durchmesser der Bohrung ist die Genauigkeit des Messverfahrens entscheidend von der Qualität der Laseranregung abhängig. Daher sollte die Breite der Anregungslinie die Dicke des Einspritzstrahls nicht wesentlich überschreiten. Dies kann bei Verwendung von Excimer-Lasern dadurch erreicht werden, dass entweder das Strahlprofil um 90° gedreht und die wesentlich bessere Fokussierbarkeit in Richtung der kurzen Profilkante genutzt wird, oder durch einen Raum- bzw. Modenfilter im Strahlengang. Hier wird mittels einer Kombination von zwei sphärischen Plankonvexlinsen mit Brennweiten von 150 mm und einer Lochblende ($D = 50 \mu\text{m}$) aus der Punktlichtquelle an der Lochblende ein paralleler, gut fokussierbarer Laserstrahl geformt. Mit einer sphärischen Plankonvexlinse ($f = 200 \text{ mm}$) anstelle der

Tagginglinsen können an der Hochdruckkammer unmittelbar unterhalb der Düsenspitze Linien mit einer Breite von weniger als 100 μm in das Spray „geschrieben“ werden, siehe Ergebnisse in Abschnitt 6.2.3.

Für die Detektion des Phosphoreszenzsignals werden bevorzugt bildverstärkte Kameras verwendet, die mindestens zwei Bilder pro Einspritzzyklus aufnehmen können. Im Rahmen dieser Untersuchungen stehen sowohl eine bildverstärkte Doppelbildkamera (NanoStar 20, LaVision GmbH) als auch die Kombination einer Doppelbild CCD-Kamera (SensiCam VGA, PCO) mit externem Bildverstärker (IRO 25 mm, LaVision GmbH) zur Verfügung. Generell sollte eine lichtstarke Abbildungsoptik gewählt werden, jedoch sind vor allem bei der Applikation an der Hochdruckkammer geometrische Grenzen gesetzt. Standardmäßig ist die Doppelbildkamera mit einem 85 mm-f/1,8 Objektiv (AF-Nikkor, Nikon) bestückt. Für die Untersuchungen der Geschwindigkeiten unmittelbar an der Düse wird die Kamera mit einem Fernfeldmikroskop (Modell K2 mit CF2 Objektiv, Infinity Photo-Optical) kombiniert.

Die in den Abbildungen 4.6 bis 4.7 erzeugten Linienstrukturen liefern zunächst nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur „geschriebenen“ Linie (1C/2D). Die Vernachlässigung der Komponente entlang der Linie ist bei der Untersuchung von Dieselsprays mit nur geringen radialen Tropfengeschwindigkeiten zulässig. Die Bestimmung der Verschiebungsvektoren kann z.B. mit dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Auswertalgorithmus durch Anpassung mehrerer Verteilungskurven an in Ausbreitungsrichtung orientierte Intensitätsprofile erfolgen. Die 2C/2D-Geschwindigkeitsinformation kann mit Hilfe eines modifizierten Strahlengangs ermittelt werden, indem der Strömung durch Kreuzen zweier Linienbündel ein „Gitter“ aufgeprägt wird, wie die Abbildungen 4.8 und 4.10 illustrieren. Die Auswertung der beiden so ermittelten Bilder liefert mit Hilfe der Kreuzkorrelation oder dem in Abschnitt 5.2 erwähnten Optical Flow Algorithmus nach [62] die Verschiebungsvektoren der Knotenpunkte.

In Abbildung 4.8 wird das Strahlprofil des Excimer-Lasers mittels einer Doppelspaltblende räumlich in zwei einzelne parallele Strahlen aufgeteilt, von denen einer durch ein Prisma (Keilwinkel etwa 11° , Größe $50 \times 25 \text{ mm}^2$, Quarzglas) umgelenkt und über zwei Spiegel unter einem Winkel von etwa 30° zur Horizontalen in die Versuchskammer eingekoppelt wird. Der durch die Blende verursachte horizontale Versatz der beiden Strahlen von etwa 10 mm wird mit Hilfe der Spiegel ausgeglichen. Jeder der beiden Lichtschnitte wird mittels einer Anordnung von „Tagginglinsen“ (Höhe jeweils 1 mm) in eine bestimmte Anzahl von Einzelstrahlen aufgeteilt, so dass im Messvolumen die in der Abbildung vergrößert dargestellte Gitterstruktur entsteht. Der Winkel von weniger als 90° zwischen den

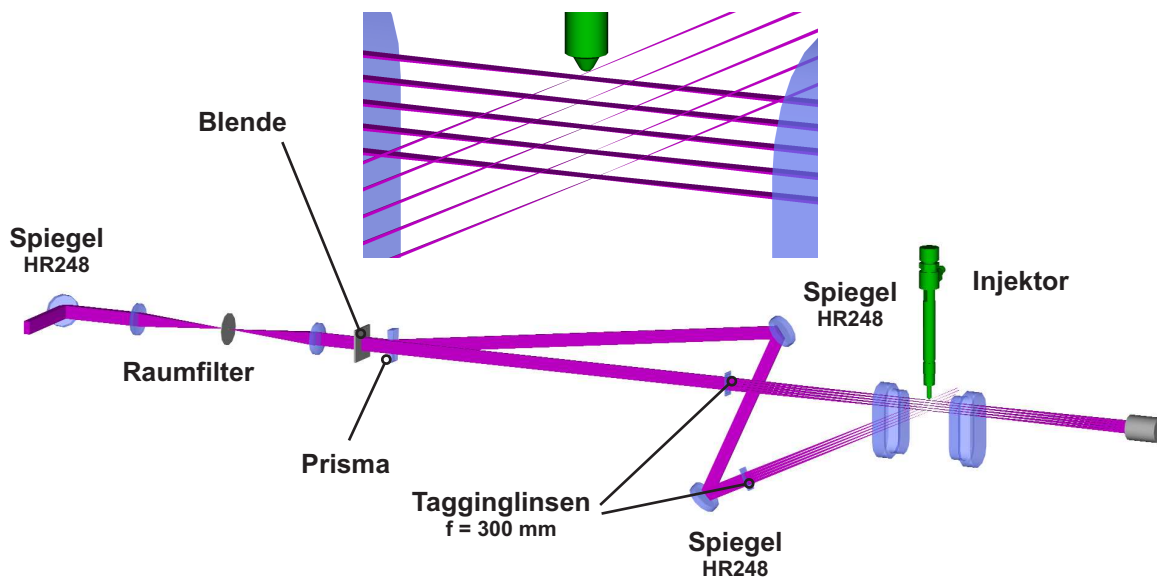


Abbildung 4.8: Prinzipieller Versuchsaufbau für LFT an der Hochdruckkammer mit gekreuzten Linienbündeln

Gitterlinien stellt kein prinzipielles Problem bei der Bestimmung der zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung dar, hat jedoch geringfügige Einbußen bei der erreichbaren Ortsauflösung zur Folge, da sich der Abstand der Knotenpunkte in Richtung der Strahlausbreitung mit zunehmend spitzerem Winkel vergrößert.

Abschließend ist die technische Umsetzung des optischen Versuchsaufbaus für die simultane Bestimmung der Gas- und Flüssigphasengeschwindigkeit bei der Dieseleinspritzung in Abbildung 4.9 gezeigt. Versuchsträger ist die bereits beschriebene Hochdruckkammer, von der hier nur die Ein- und Auskoppelfenster dargestellt sind. Der Injektor ist mit einer Dreilochdüse versehen, die es ermöglicht, bei seitlicher Montage des Injektors ohne Interaktion mit anderen Einspritzstrahlen ausschließlich eine der Strahlkeulen zu untersuchen. Der Durchmesser der Düsenbohrungen beträgt $85\text{ }\mu\text{m}$. Es wird eine Detektionsoptik verwendet, die über ein mit Filtern bestücktes Biprisma (Keilwinkel jeweils etwa 11° , Größe $50 \times 25\text{ mm}^2$, Quarzglas) die Emission beider Tracer spektral und örtlich getrennt auf eine Kamera abbildet. Da somit Belichtungszeiten und Verstärkungsfaktor des Bildverstärkers für beide Phasen gekoppelt sind, muss zusätzlich zu dem Langpassfilter ein Neutralglasfilter verwendet werden, um Übersteuern des Bildverstärkers bei hohem Verstärkungsfaktor durch die vergleichsweise intensive Strahlung aus der Flüssigphase zu vermeiden. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Flüssigphasenbilder wird damit gegenüber einer optimalen Konfiguration bei reiner Flüssigphasendetektion um etwa einen Fak-

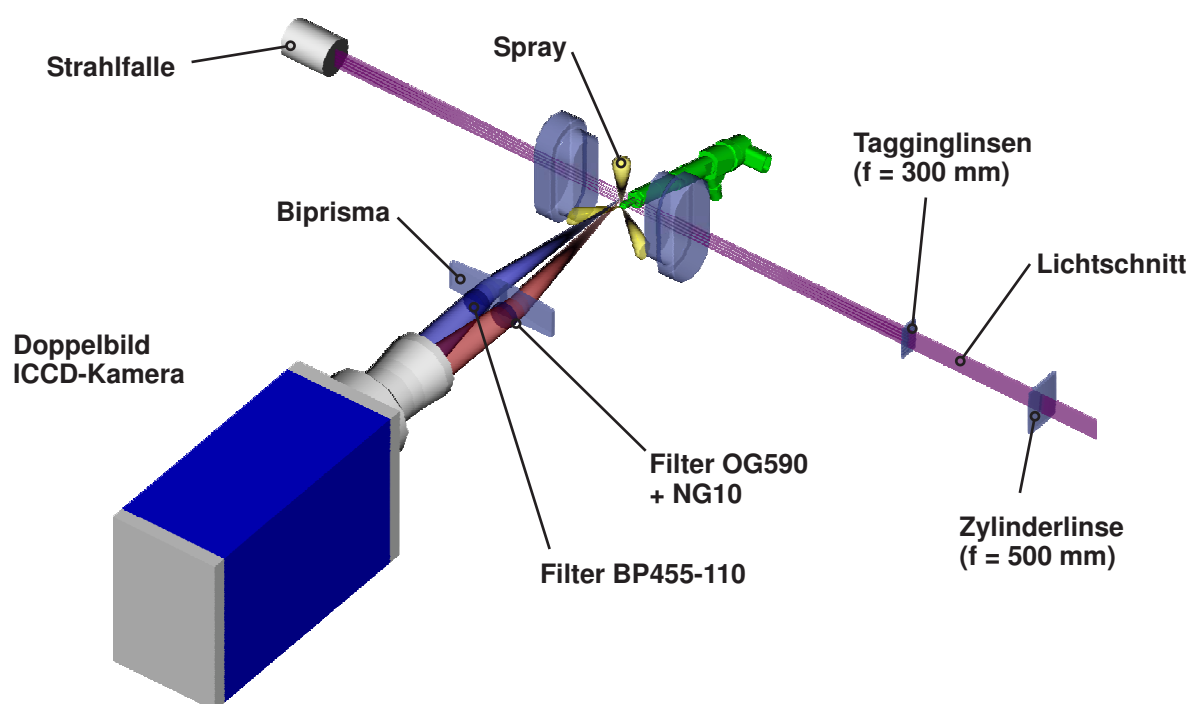


Abbildung 4.9: LFT-Versuchsaufbau zur Bestimmung der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase

tor drei reduziert. Weitere Einbußen im Vergleich zu Einzelphasenmessungen sind durch die schlechtere Sammeleffizienz der Detektionsoptik bedingt, im Wesentlichen aufgrund der Abmessungen des Bisprismas.

Die verwendeten Tracer sind Aceton für die Gasphase und $\text{Eu}:(\text{FOD})_3$ gelöst in n-Dodekan, vgl. Abbildung 4.1. Bei den optischen Filtern handelt es sich um einen Bandpassfilter (λ_{zentral} bei 455 nm, $\text{HWB} = 110$ nm, LOT-Oriel) für Aceton bzw. die Kombination aus Langpassfilter (OG590 $\times 3$ mm, Schott) und Neutralglasfilter (NG10, Schott) für die Emission des flüssigen Sprays. Trotz Blockung mit OD 4,0 des Bandpassfilters wird geringe Resttransmission des Lanthanid-Chelat Komplexes detektiert, allerdings nur in dem Bereich extrem hoher Tropfendichte nahe der Düse und ohne Acetonseeding der Gasphase. Zur Detektion wird, wenn nicht explizit erwähnt, die bereits erwähnte bildverstärkte Doppelbildkamera mit 85 mm-f/1,8 Objektiv verwendet, in einigen Messungen kommt jedoch auch die Kombination aus externem Bildverstärker und einfacher CCD-Kamera zum Einsatz. Hier werden die Bilderpaare nicht in einem Einspritzzyklus aufgenommen, sondern müssen aufgrund des langsam abklingenden Phosphors P43 des Bildverstärkers in aufeinander folgenden Einspritzungen detektiert.

4.3.3 Verbrennungsmotor mit Benzindirekteinspritzung

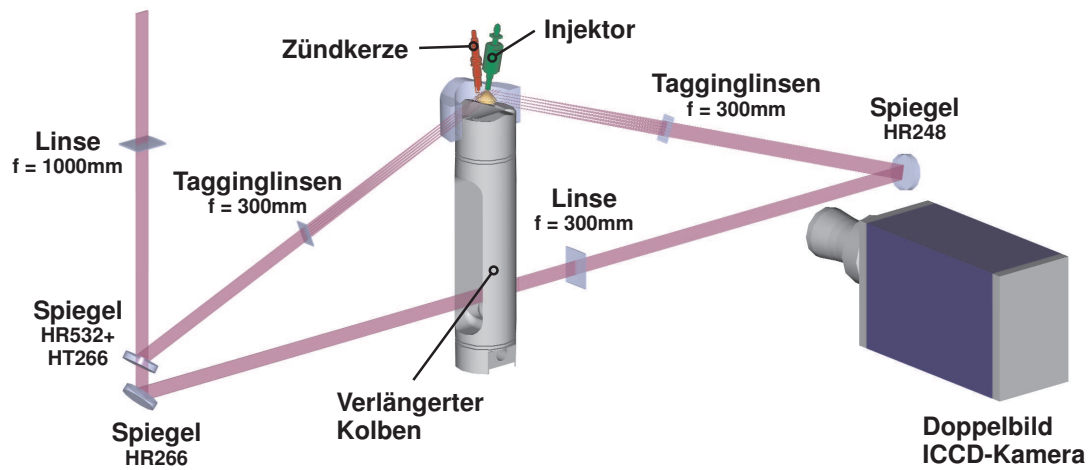
Geschwindigkeitsverteilung in der Flüssigphase mittels LFT/GIVT

Bei der Anwendung von LFT an einem Verbrennungsmotor mit Benzindirekteinspritzung wird ebenfalls durch Überlagerung zweier Linienbündel ein optisches Gitter im Einspritzstrahl erzeugt, um die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung im Spray ermitteln zu können.

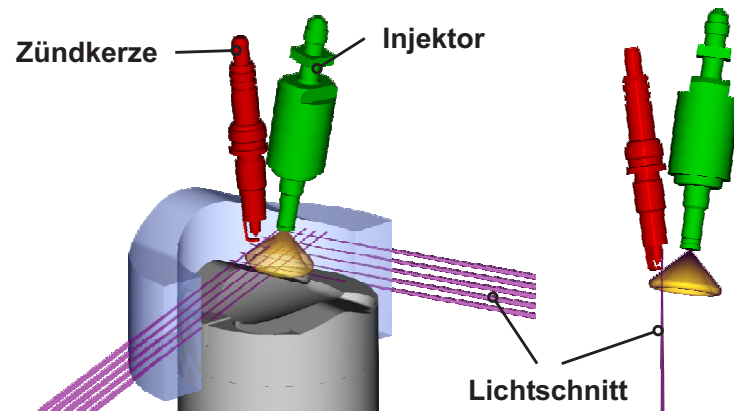
Bei dem Motor handelt es sich um ein 4Ventil-Einzyylinderaggregat mit 0,5 l Hubraum (Bohrung = 84 mm, Hub = 90 mm) und einem Ventilwinkel von $2 \times 22,5^\circ$, der die Dachgeometrie festlegt. Hinsichtlich einer detaillierteren Beschreibung des Versuchsträgers und insbesondere des Zylinderkopfes wird auf [89] verwiesen, während hier nur auf die für das Messverfahren relevanten konstruktiven Merkmale eingegangen werden soll. Der Aufbau des Versuchsträgers ist für die Applikation optischer Messmethoden mit einem Zylinderrohr aus UV-transparentem Quarzglas modifiziert. Die Form der Zylinderoberkante entspricht der symmetrischen Dachkontur des Zylinderkopfes und ermöglicht damit optische Zugänglichkeit im Bereich von Zündkerze und Injektor. Das strahlgeführte 4-Takt-Brennverfahren sieht eine außenöffnende Düse mit nominellem Kegelwinkel von 100° und eine zentral angeordnete Zündkerze vor. Die Messebene wurde zwischen Zündkerze und Injektor mit möglichst geringem Abstand zur Mittelelektrode der Zündkerze gelegt.

Laufbuchse und Kolben sind im Vergleich zur Normalkonfiguration des Motors verlängert ausgeführt, wodurch Kippbewegungen des Kolbens und Beschädigungen des Glaszylinders vermieden werden können. Dieser Aufbau eröffnet außerdem die Möglichkeit zur Verwendung eines transparenten Kolbens für einen weiteren optischen Zugang. Durch den verlängerten Feuersteg aufgrund der zurückgezogenen Kolbenringe in der optischen Konfiguration wird das Verdichtungsverhältnis auf ein ε von 9,5 reduziert. Trotz des einlass- und auslassseitig 50 mm hohen Glaszylinders können die Linien nicht im rechten Winkel zueinander überlagert werden, sondern werden jeweils entlang dem Brennraumdach von der Abgas- und Ansaugseite des Zylinderkopfes in den Brennraum eingekoppelt, Abbildung 4.10(a).

Zur Anregung wird der Lichtpuls der vierten Harmonischen eines Nd:YAG-Lasers (Quanta-Ray 150-10, Spectra-Physics) bei einer Wellenlänge von 266 nm über Zylinderlinsen aufgeweitet und parallelisiert. Eine langbrennweitige Zylinderlinse ($f = 1000$ mm) fokussiert den Strahl zu einem etwa 20 mm hohen und 1 mm dicken Lichtschnitt, von dem ein Teil mit einem unter 35° angeordnetem teilreflektierenden Spiegel (HR532/45/HT295-



(a) Strahlengang



(b) Anordnung von Zündkerze, Injektor und Lichtschnitten

Abbildung 4.10: Strahlengang des Versuchsaufbaus für LFT an einem optisch zugänglichen Verbrennungsmotor mit Benzindirekteinspritzung

380) von der Einlassseite in den Brennraum umgelenkt wird. Der transmittierte Teil des Lichtschnitts wird über zwei weitere Spiegel (HR266/45 und HR248/45) durch die Öffnung des verlängerten Kolbens auf die Auslassseite des Motors geführt, mittels einer weiteren Zylinderlinse ($f = 300$ mm) kurz hinter dem Zwischenfokus parallelisiert und mit dem ersten Teil des Strahls im Bereich der Zündkerze überlagert. Zwei Anordnungen von Tagginglinsen teilen die beiden Lichtschnitte in je ein Strahlbündel auf, so dass schließlich die Gitterstruktur entsteht.

Der Injektor befindet sich brennverfahrensbedingt in einer Bohrung im First des Brennraumdaches ca. 10 mm in Richtung der Kamera bzw. der Abtriebsseite verschoben, während die Zündkerze einlassseitig auf der Symmetrieachse quer zur Kurbelwelle montiert ist. Um eine negative Beeinflussung des Elektrodenbügels auf die Strahlausbreitung und Gemischaufbereitung im Zündvolumen zu vermeiden, ist dieser in einem Winkel von 180° zum Injektor orientiert. Die Linienbündel werden um 5 mm in horizontaler Richtung zur Abtriebsseite hin verschoben und befinden sich auf der injektorzugewandten Seite der Zündkerze möglichst nahe dem Zündvolumen. Das optische Gitter liegt nicht in der Symmetrieebene des Strahlkegels, so dass die Tropfen unmittelbar am Düsenaustritt bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung nicht berücksichtigt werden können. Die Ansicht auf der rechten Seite in Abbildung 4.10(b) verdeutlicht dies. Damit zum Zeitpunkt der Einspritzung bei 50 °KW vZOT bzw. 40 °KW vZOT die unteren Linien nicht durch den Kolben geblockt werden, ist dieser auf beiden Seiten mit 2 mm breiten und bis zu 10 mm tiefen Schlitzten unter einem Winkel von 20° versehen.

Als optisch transparenter Modellkraftstoff wird Isooktan (GC-Reinheit $> 99\%$, Merck Eurolab) verwendet, die Konzentration des Tracers Tb:(tmhd)₃ beträgt 5×10^{-4} mol/l. Das Detektionssystem besteht aus der bildverstärkten Doppelbildkamera mit 85 mm-f/1,4 Objektiv (Nikkor, Nikon). Ein Langpassfilter (WG475 $\times$ 4 mm, Schott) dient zur Unterdrückung kurzwelliger Strahlung, reduziert jedoch aufgrund des etwas geringeren freien Durchmessers von 50 mm den Vorteil des lichtstarken Objektivs, da die Apertur um ca. 30 % verkleinert wird.

Kraftstoffverteilung mit PLIF

Neben der Geschwindigkeitsverteilung wird an demselben Versuchsträger die Kraftstoffverteilung in der Gasphase mittels Planarer Laser-Induzierter Fluoreszenz (PLIF) bestimmt. Modifikationen am Motor hinsichtlich des optischen Aufbaus sind nicht notwendig. Es wird 3-Pentanon (GC-Reinheit $> 99\%$, Fluka) in Isooktan mit einem Mengenanteil von 3 % verwendet. Gegenüber der Konfiguration in Abbildung 4.10 sind im Rahmen

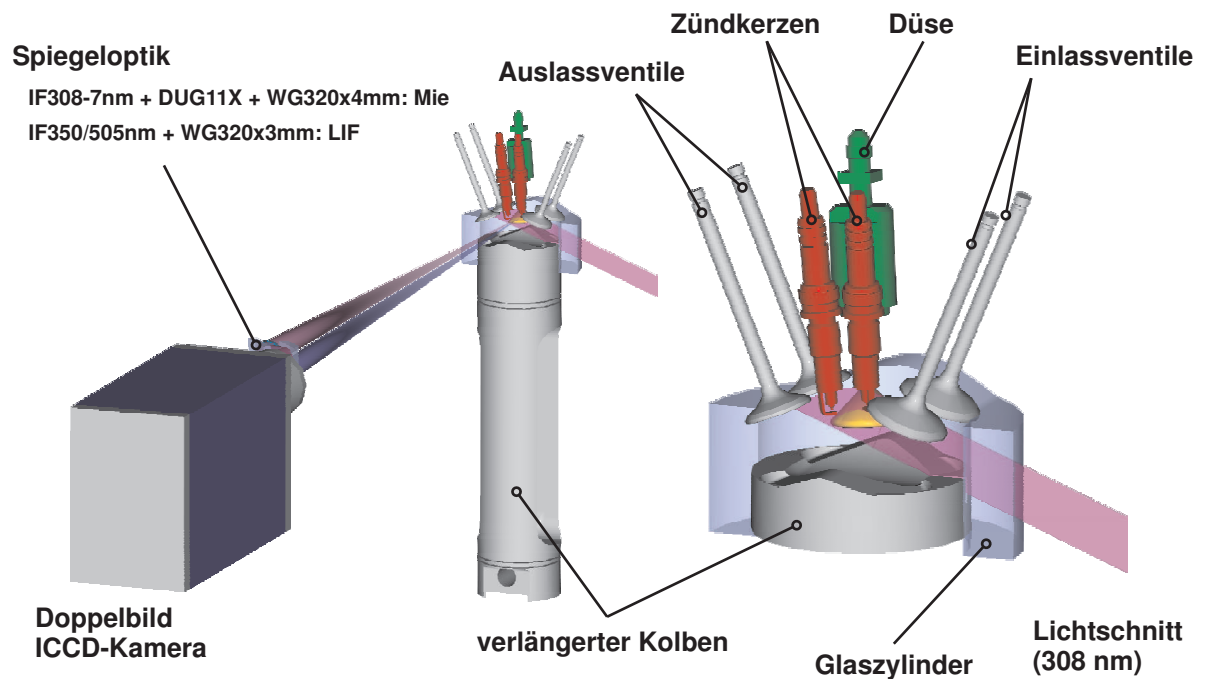


Abbildung 4.11: Optischer Versuchsaufbau für PLIF-Untersuchungen am Motor mit Benzindirekteinspritzung; Anregung von 3-Pentanon (3 %) in Isooktan bei 308 nm

der Entwicklung dieses strahlgeführten Brennverfahrens geringfügige Veränderungen an Zylinderkopf und Kolben vorgenommen worden. Ein von 8 mm auf 4 mm reduzierter Ventilhub ermöglicht hohes geometrisches Verdichtungsverhältnis bei geringer Tiefe der Ventiltaschen und somit eine hinsichtlich der Verbrennung optimierte Brennraumgeometrie (Kolben 6a anstelle von Kolben 2 [89]). Ferner ist zwischen den Auslassventilen eine zusätzliche, simultan angesteuerte Zündkerze montiert, um die Stabilität des Brennverfahrens zu erhöhen.

Den schematischen Versuchsaufbau zeigt Abbildung 4.11. Die Anregung erfolgt mit einem XeCl-Excimer Laser (EMG 200, Lambda-Physik) bei 308 nm, dessen Lichtschnitt in der Abbildung parallel zur Dachschräge von der Einlassseite unter einem Winkel von etwa 21° zur Horizontalen in den Brennraum eingekoppelt wird. Zur Detektion wird die bildverstärkte Doppelbildkamera (NanoStar 20, LaVision GmbH) mit UV-Objektiv ($f = 100 \text{ mm}$, $f_\# = 2$, B. Halle) verwendet. Eine flexible Spiegeloptik [127] ermöglicht ähnlich dem in Abbildung 4.9 verwendeten Biprisma die simultane Mehrfachabbildung des Messvolumens mit einer Kamera. Dies ist insofern vorteilhaft, als die Trennung von Flüssig- und Dampfphasenfluoreszenz bei 3-Pentanon hier qualitativ anhand des Mie-Streulichts (Bandpass $\lambda_{\text{zentral}} = 307 \text{ nm}$, $HWB = 8 \text{ nm}$, bk-Components +

WG320×3 mm, Schott + DUG11X, Itos) von den Kraftstofftropfen erfolgen soll. Bei der Auswertung des LIF-Signals (Bandpass $\lambda_{\text{zentral}} = 425 \text{ nm}$, $HWB = 150 \text{ nm}$, LOT-Oriel + WG320 × 3 mm, Schott) werden nur diejenigen Bereiche berücksichtigt, in denen keine Mie-Streuung detektiert wird. Weitere Angaben zur Auswertung finden sich in Abschnitt 7.2.1. Die Spiegeloptik weist gegenüber der Konfiguration mit Bisprima Vorteile auf, denn örtlicher Versatz zwischen beiden Bildausschnitten und Vergrößerungsmaßstab wird durch die Justagemöglichkeit der Spiegel entkoppelt.

Um Pulsschwankungen des Excimer-Lasers erfassen zu können, wird durch eine unbeschichtete, dünne Quarzglasscheibe ca. 4 % der Energie des Laserpulses auf einen Energiemesskopf (ED-500, Gentec) gelenkt.

5 Algorithmen zur Bestimmung der Geschwindigkeit

Die Bestimmung der Geschwindigkeiten bei den hier verwendeten bildgebenden Messverfahren erfordert die Zuordnung und Korrelation der örtlichen Verschiebung der Intensitätsstrukturen zu den jeweiligen Aufnahmezeitpunkten. Aus der örtlichen Verschiebung und dem Zeitabstand zwischen den Aufnahmen kann unter Vernachlässigung von Beschleunigungseffekten zwischen den Aufnahmen auf die instantane Geschwindigkeit geschlossen werden. Im folgenden Abschnitt wird ein Auswertealgorithmus vorgestellt, der auf die Gegebenheiten der Dieseldirekteinspritzung mit einer entlang der Strahlachse vorherrschenden Geschwindigkeitskomponente angepasst ist und 1C/2D-Geschwindigkeitsprofile im Spray liefern kann. Ferner steht ein Optical Flow Algorithmus (OFA) für die Bestimmung des zweidimensionalen Strömungsfelds im Spray zur Verfügung (2C/2D). Vorteile und Limitierungen beider Methoden werden diskutiert.

5.1 Kurvenanpassung (1C/2D)

Die Bestimmung der örtlichen Verschiebung in den LFT-Bildern basiert auf der Erkennung der den Fluidelementen aufgeprägten Intensitätsstrukturen. Insbesondere hohe Geschwindigkeitsgradienten innerhalb des betrachteten Auswertebereichs können bei der Anwendung von Korrelationsmethoden zu unzureichender Genauigkeit führen. Des Weiteren ist es bei der Dieseleinspritzung im Allgemeinen schwierig, eine Gitterstruktur im Spray zu erzeugen, da starke Streueffekte aufgrund der hohen Tropfenanzahldichte einerseits und die geringe radiale Ausdehnung andererseits den Anwendungsbereich limitieren.

In der Regel wird die Laseranregung mit einem parallelen Linienbündel dazu genutzt, ausschließlich die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Strahlausbreitung zu bestimmen, sofern die radiale Bewegungsrichtung vernachlässigt werden kann. Im Folgenden wird eine Methode zur Bestimmung der Verschiebung der angeregten Tropfenpakete mittels Kurvenanpassung an Intensitätsprofile beschrieben.

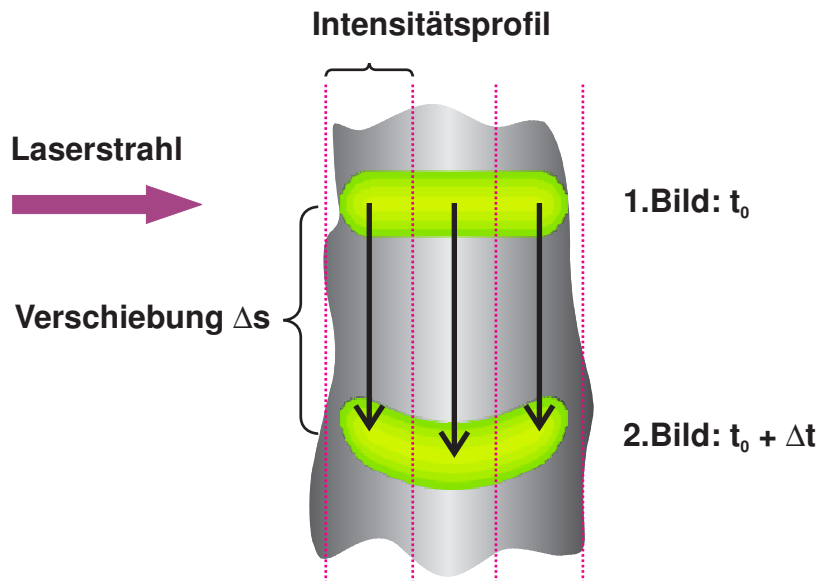


Abbildung 5.1: Darstellung des LFT Prinzips bei Anwendung am Dieselspray (Flüssigphase)

5.1.1 Prinzip

Abbildung 5.1 zeigt in schematischer Darstellung die Verformung einer in Folge von Laseranregung lumineszierenden Linie zu zwei Zeitpunkten während der Tropfenausbreitung am Beispiel eines DI-Dieselsprays. Die gerade Linie, die gewöhnlich kurz nach dem Laserpuls detektiert wird, bewegt sich weiter in Ausbreitungsrichtung des Strahls und wird aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen und Gradienten der radialen Geschwindigkeitsverteilung verformt. Wie aus Abbildung 5.1 hervorgeht, kann die Tropfenbewegung an mindestens drei Positionen bestimmt werden, d.h. an den beiden Enden der Linie sowie in deren Mitte. Interpolation bzw. Auswertung mit höherer Ortsauflösung senkrecht zur Strahlachse ergibt eine höhere Vektordichte.

Die Vorgehensweise gibt Abbildung 5.2 schematisch wieder. Sofern die Bewegung in axialer Sprayrichtung dominiert und die radiale Geschwindigkeitskomponente vernachlässigt werden kann, liefert die Bestimmung der Linienverschiebung Δs entlang der Strahlachse mit hoher Genauigkeit den Betrag der Tropfengeschwindigkeit, d.h. es gilt $v_{\text{axial}} \approx v$. Der Algorithmus beinhaltet die folgenden Berechnungsschritte:

1. Bestimmung der Spraylage
2. Berechnung der über eine bestimmte radiale Breite gemittelten Intensitätsprofile parallel zur Strahlachse

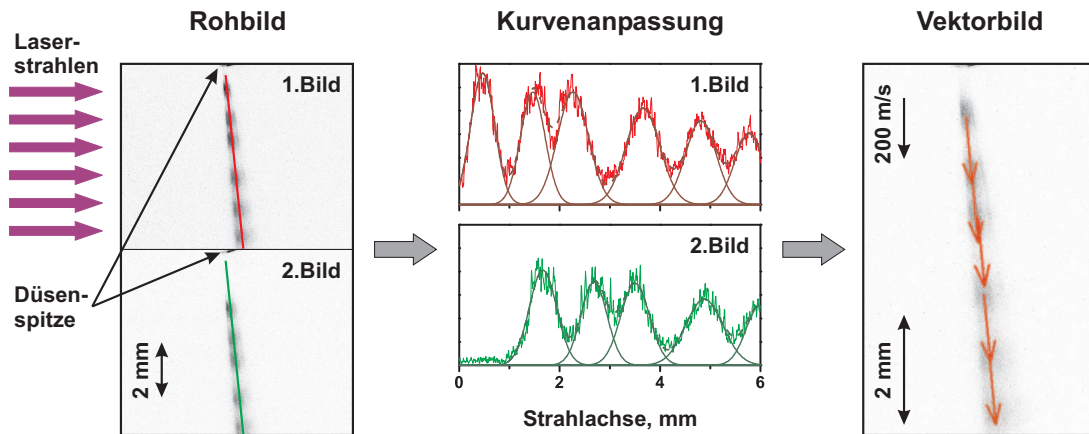


Abbildung 5.2: Vorgehensweise bei der Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit

3. Kurvenanpassung mehrerer Lorentz-Verteilungskurven an die Intensitätsprofile zur Bestimmung der Peakpositionen
4. Zuordnung der Peaks in den entsprechenden Profilen beider Bilder und Bestimmung der Verschiebung Δs
5. Aus Δs und gewähltem Δt ergibt sich $v_{\text{axial}} = \Delta s / \Delta t$

Jedes zugeordnete Peakpaar liefert somit einen Verschiebungsvektor.

5.1.2 Implementierung

Der Algorithmus ist für die Lage der Strahlkeule unter einem Winkel von $\pm 45^\circ$ zur Ordinatenachse des Bildes ausgelegt. Zunächst wird die Lage des Einspritzstrahls anhand der mittleren Strahlachse berechnet bzw. vom Anwender explizit vorgegeben, parallel zu der die Intensitätsprofile in einem vorgegebenen Bereich bestimmt werden. Im ersteren Fall wird die mittlere Strahlachse anhand linearer Regression durch die Punkteschar der zeilenweise ermittelten Intensitätsmaxima des Bildes ermittelt. Die genaue Position $x_{c,i}$ und die Breite w_i der einzelnen Peaks liefert die numerische Anpassung der Parameter einer oder mehrerer Lorentzfunktionen. Für die Parameteranpassung ist ein nichtlinearer Algorithmus zur Bestimmung der kleinsten Fehlerquadrate nach Levenberg-Marquardt [96] implementiert. Die Anpassung erfolgt für die Summe mehrerer Verteilungskurven der Lorentz-Funktion nach Gleichung 5.1, wobei der konstante Untergrund in y-Richtung y_0 zu null gesetzt und aus Stabilitätsgründen nicht variiert wird. Die Lorentz-Funktion mit im Vergleich zur Gauß'schen Glockenkurve schmalere Spitze und breit auslaufenden Flanken

bildet die Intensitätsprofile entlang der Strahlachse gut ab, wie in den Abbildungen 5.2 und 6.16 auf Seite 108 verdeutlicht wird.

$$y(x) = y_0 + \sum_i^{n_{\text{Peaks}}} \frac{2 A_i}{\pi} \frac{w_i}{4 (x - x_{c,i})^2 + w_i^2} \quad (5.1)$$

$x_{c,i}$ bezeichnet die jeweilige Position des maximalen Funktionswerts $y(x_{c,i})$ und w_i die Halbwertsbreite der entsprechenden Kurve. Die Fläche unterhalb der Kurve A_i folgt mit $y_0 = 0$ aus Gleichung 5.2.

$$A_i = 2\pi w_i y(x_{c,i}) \quad (5.2)$$

Die Anpassung der Funktionsparameter ist entscheidend von der Wahl geeigneter Startwerte abhängig. Das Problem lässt sich auf die Detektion der lokalen Maxima des Intensitätsprofils bzw. die Bestimmung von $x_{c,i}$ reduzieren, während einer der Parameter w_i und A_i vorgegeben werden muss und sich der andere aus Gleichung 5.2 ergibt. Für die Detektion der Peaks sind zwei Ansätze implementiert. Die erste Methode erfordert die manuelle Identifikation der in einem Bild erkennbaren Peaks. Diese Parameter dienen als Startwerte für die anschließenden Kurvenanpassungen, sowohl in der ersten Analyse des Profils auf der Strahlachse als auch bei der Einzelprofilberechnung. Dies kann insofern zu Problemen führen, als bei jeder Kurvenanpassung die selbe Anzahl von Einzelkurven angepasst wird. Aufgrund der Kontur des Strahlkegels können in den Profilen aus dem Randbereich des Sprays die Peaks geringer radialer Ausdehnung mitunter nicht erfasst werden. Die andere implementierte Methode der Datenanalyse nutzt daher die Flexibilität eines zur Erkennung lokaler Maxima entwickelten 5-stufigen neuronalen Netzes. Es wird dazu eine Datenbasis erstellt, die zunächst mittels einer Reihe von exemplarischen Messbildern „trainiert“ werden muss, anhand derer der Algorithmus anschließend zuverlässig die Signalpeaks von lokalen Maxima des Untergrundrauschens in einem Intensitätsprofil unterscheiden kann. Diese Methode ist vor allem bei einer Vielzahl ähnlicher Messbilder zu empfehlen. Allerdings muss u.U. eine neue Datenbasis erstellt werden, wenn der Algorithmus bei verändertem Versuchsaufbau, d.h. geänderter Position und Abmessung der Peaks, und insbesondere in Abhängigkeit davon, ob Mittelwert- oder Einzelbilder untersucht werden, zu fehlerhaften Ergebnissen führt. Daher bietet sich die manuelle Peakdetektion bei niedrigem *SNR* oder stark variierendem Messsignal an.

Die Position des Vektors ergibt sich aus der in der Kurvenanpassung gefundenen zentralen Position $x_{c,i}$ eines jeden Peaks des ersten Bildes. Das für die Darstellung von Vektorbildern gewählte Programm DaVis (Version 6.2 und 7.0, LaVision GmbH) lässt nur

die Wahl diskreter Vektorpositionen auf einem äquidistanten Gitter zu. Da die Auflösung des Gitters softwareseitig auf minimal 2 Pixel begrenzt ist, wird der Vektorfuß an den nächstgelegenen Knotenpunkt des gewählten Vektorgitters gelegt, dessen Auflösung der halben Breite eines gemittelten Profils entspricht.

Der Algorithmus der Kurvenanpassung zur Bestimmung der Tropfenbewegung stellt geringere Anforderungen an die Prozessorleistung und bietet eine höhere Ortsauflösung im Vergleich zu der Kreuzkorrelation der PIV oder eines Optical Flow Algorithmus, siehe Abschnitt 5.1.3 und 6.2.1. Eine geringe Struktur insbesondere der Mittelwertbilder verursacht Probleme bei der Anwendung von Korrelationsmethoden, wenn sich die schmale Linie der Laseranregung aufgrund von Effekten der Mehrfachstreuung aufweitet. Um einem Auswertefenster einen eindeutigen Verschiebungsvektor zuordnen zu können, muss die Kantenlänge des Fensters größer als die kleinste Signalstruktur der Bilder sein, die der Breite der Anregungslinie entspricht. Daher kann ein Korrelationsalgorithmus wie z.B. in Abschnitt 5.2 in der Regel nur die mittlere Geschwindigkeit der gesamten Linienstruktur bestimmen. Die Methode der Kurvenanpassung liefert dagegen mindestens drei unabhängige Verschiebungsvektoren, vgl. Abbildung 5.1.

5.1.3 Genauigkeit der Berechnungsmethode

Die Genauigkeit der ermittelten Geschwindigkeit ist proportional der Präzision, mit der die Position der einzelnen Intensitätspeaks bestimmt werden kann. Parameter, die Form und Position des Signals in den Bildern und damit deren inhärenten Fehler beeinflussen, werden als äußere Einflussgrößen angesehen und in Kapitel 6.1 diskutiert. Daraus resultierende Ungenauigkeiten sind unabhängig von der Methode der Bildauswertung, können nur teilweise oder u.U. gar nicht korrigiert werden und müssen in die Abschätzung des Messfehlers einfließen. An dieser Stelle wird daher ausschließlich die Genauigkeit der Positionsbestimmung der einzelnen Maxima bzw. der resultierenden Positionsverschiebung betrachtet. Dies erfolgt durch die Anwendung des Algorithmus auf eine Reihe simulierter Bilderpaare, um Einflüsse auf die Genauigkeit und eventuelle Schwächen der Berechnung qualitativ wie quantitativ ermitteln zu können.

Sowohl bei den Untersuchungen der Gasphasenbewegung als auch der Tropfengeschwindigkeiten im Dieselspray ist der Versuchsaufbau so konzipiert, dass die Anregungslinien möglichst orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der Strahlkeule orientiert sind. Für die Gas- und Flüssigphasenuntersuchungen sind ähnliche Intensitätsprofile entlang der Strahlmittellachse zu erwarten. Es werden Bilder generiert, in denen eine den experimentellen Gegebenheiten entsprechende Anzahl Linien mit Lorentzverteilung eine bestimmte

Verschiebung aufgeprägt wird, um die Genauigkeit des Algorithmus ohne Einfluss radialer Geschwindigkeitsgradienten zu ermitteln.

Anders als bei Korrelationsalgorithmen basiert die Methode der Kurvenanpassung auf der Erkennung und „Verfolgung“ einzelner Intensitätspeaks. Es ist somit wichtig, dass die Positionen der Anregungslinien in den Profilen exakt bestimmt und die Peaks in beiden Bildern eindeutig einander zugeordnet werden können. Zwar ist die absolute Höhe des Signals in numerischer Hinsicht irrelevant, jedoch unterliegen die Signale bei abnehmender Intensität zunehmend den Einflüssen wie beispielsweise des Kamerarauschens und der Photonenstatistik. Wie in Kapitel 6.1 ausgeführt ist, sind hinsichtlich möglichst gut voneinander zu trennender Strukturen und damit schmaler Linien geringe Pulsenergien der Laseranregung sowie kurze Belichtungszeiten zu bevorzugen. Aussagen über zyklische Schwankungen des Einspritzereignisses erfordern zudem Einzelzyklusmessungen. Diese Anforderungen verstärken das Rauschen, so dass das Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR) als maßgeblicher Einflussparameter auf die Genauigkeit der Kurvenanpassung gelten kann.

Neben dem thermischen Rauschen des CCD-chips und dem Ausleserauschen des A/D-Wandlers liegt die Ursache des Kamerarauschens im Schwachlichtbereich in der auf dem inneren (CCD) und äußeren Photoeffekt (Bildverstärker) beruhenden Umwandlung der einfallenden Photonen in Photoelektronen. Der aus der thermischen Freisetzung von Elektronen resultierende Untergrund („Dunkelbild“) eines CCD-chips kann bei kurzen Belichtungszeiten einfach ermittelt und bei konstanter Chiptemperatur und Integrationszeit nachträglich von den Messbildern abgezogen werden. Die Annahme der statistischen Unabhängigkeit zwischen der Aufnahme des Dunkelbildes und der tatsächlichen Messung resultiert jedoch in einer Zunahme des Messfehlers [22], wie in Gleichung 5.6 mit $2 N_{DB}$ angegeben. Im Folgenden wird von einem zeitlich und örtlich konstanten Ausleserauschen des A/D-Wandlers ausgegangen, wobei dessen Schwankungsbreite näherungsweise aus der Standardabweichung des Dunkelbildes und der Übertragungscharakteristik des CCD ermittelt werden kann. Bei den hier verwendeten Kamerasystemen mit einer Dynamik von 12 bit beträgt die Proportionalitätskonstante a 0,2 Counts/Ph.-El.. Mit einer Standardabweichung des über alle Pixel gemittelten Bildes von etwa 2 Counts lässt sich die Schwankungsbreite des A/D-Wandlers N_a zu etwa 10 Ph.-El./Pixel bestimmen. Des Weiteren werden an einem Detektor, der auf dem inneren oder äußeren Photoeffekt beruht, mit der spektralen Quanteneffizienz des Detektors $Q_{D,\lambda}$ für die einfallenden Photonen N_{Ph} eine entsprechende Anzahl von Photoelektronen N_{PhE} erzeugt.

$$N_{PhE} = Q_{D,\lambda} N_{Ph} \quad (5.3)$$

Der Photoeffekt kann als Poisson-Verteilung beschrieben werden [22], die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit in einem gegebenen Zeitintervall eine bestimmte Anzahl von zufälligen Ereignissen stattfindet [96]. Für den Mittelwert $\bar{N}$ ist für die Poisson-Verteilung eine Standardabweichung $\sigma_{\bar{N}} \approx \sqrt{\bar{N}}$ zu erwarten [22, 78]. Für einen Detektor ergibt sich damit die Standardabweichung gemäß Gleichung 5.4.

$$\sigma = \sqrt{N_{\text{PhE}}} \quad (5.4)$$

Ferner ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis SNR definiert als das Verhältnis von Signal S zur Quadratwurzel der Varianz bzw. der Standardabweichung σ [22]. Beim CCD-chip setzt sich das Rauschen aus der Photonenstatistik, dem Ausleserauschen und dem ebenfalls der Poisson-Verteilung unterliegenden thermischem Rauschen zusammen, letzteres dargestellt durch die Anzahl der „thermischen“ Elektronen N_{DB} . Mit bekanntem Proportionalitätsfaktor des A/D-Wandlers können Signal S , Varianz σ^2 und Signal-zu-Rausch Verhältnis des CCD-chips angegeben werden, vgl. Gleichungen 5.5 bis 5.7. Der relative Fehler einer Messung R ergibt sich aus dem Kehrwert des SNR .

$$S_{\text{CCD}} = a N_{\text{PhE,CCD}} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{\text{CCD}}^2 = \sigma_{\text{Auslesen}}^2 + \sigma_{\text{Photonenstatistik}}^2 + \sigma_{\text{Dunkelbild}}^2 = a^2 (N_a^2 + N_{\text{PhE,CCD}} + 2N_{\text{DB}}) \quad (5.6)$$

$$SNR_{\text{CCD}} = \frac{S_{\text{CCD}}}{\sigma_{\text{CCD}}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{N_a}{N_{\text{PhE,CCD}}}\right)^2 + \frac{1}{N_{\text{PhE,CCD}}} + \frac{2N_{\text{DB}}}{N_{\text{PhE,CCD}}}}} \quad (5.7)$$

Bei Verwendung eines Bildverstärkers kann das resultierende Signal S_{ICCD} zunächst analog zu Gleichung 5.5 berechnet werden. In Gleichung 5.8 bezeichnet g_{ICCD} die Empfindlichkeit des Gesamtsystems und beinhaltet die Vervielfachung der Photoelektronen, die Effizienz des Phosphors, ferner die Kopplung des Phosphors an den CCD sowie dessen Quanteneffizienz und Übertragungsfaktor. N_{PhE} ist die Anzahl der an der Photokathode erzeugten Photoelektronen und ist eine Funktion der Quanteneffizienz der Photokathode.

$$S_{\text{ICCD}} = g_{\text{ICCD}} N_{\text{PhE}} \quad (5.8)$$

$$\sigma_{\text{ICCD}}^2 = \sigma_{\text{CCD}}^2 + g_{\text{ICCD}}^2 N_{\text{PhE}} \quad (5.9)$$

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis berechnet sich nun zu

$$SNR_{\text{ICCD}} = \frac{S_{\text{ICCD}}}{\sigma_{\text{ICCD}}} = \frac{g_{\text{ICCD}} N_{\text{PhE}}}{\sqrt{a^2 (N_a^2 + N_{\text{PhE,CCD}} + 2N_{\text{DB}}) + g_{\text{ICCD}}^2 N_{\text{PhE}}}} \quad (5.10)$$

Die Anzahl der im CCD erzeugten Photoelektronen $N_{\text{PhE,CCD}}$ kann über die jeweiligen Proportionalitätskonstanten gemäß Gleichung 5.11 in Abhängigkeit der am Bildverstärker erzeugten Photoelektronen N_{PhE} dargestellt werden, so dass sich das SNR des Gesamtsystems entsprechend Gleichung 5.12 schreiben lässt.

$$N_{\text{PhE,CCD}} = \frac{g_{\text{ICCD}}}{a} N_{\text{PhE}} \quad (5.11)$$

$$SNR_{\text{ICCD}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{g_{\text{ICCD}}}\right)^2 \left(\frac{N_a^2 + 2N_{\text{DB}}}{N_{\text{PhE}}^2}\right) + \left(1 + \frac{a}{g_{\text{ICCD}}}\right) \frac{1}{N_{\text{PhE}}}}} \quad (5.12)$$

Bei der in den experimentellen Anwendungen üblicherweise hohen Sensitivität (hoher „Gain“) des Bildverstärkers können die Anteile des Ausleserauschens und des Dunkelbildes bei niedrigem Signal bzw. geringem N_{PhE} meist wegen $\frac{a}{g_{\text{ICCD}}} \ll 1$ vernachlässigt werden, so dass sich Gleichung 5.12 entsprechend vereinfachen lässt.

$$SNR_{\text{ICCD}} = \frac{S}{\sigma} = \sqrt{N_{\text{PhE}}} \quad (5.13)$$

Eine Möglichkeit, den relativen Fehler $R = 1/SNR$ einer Messung zu verringern, ohne entscheidende Versuchsrandbedingungen zu verändern, besteht in der örtlichen sowie zeitlichen Mittelung. Wird über eine bestimmte Anzahl von Pixeln oder Einzelmessungen gemittelt (N_{Ort} bzw. N_{Zeit}), kann das Signal-zu-Rausch Verhältnis entsprechend dem Zusammenhang in Gleichung 5.14 jeweils auf Kosten der Orts- oder der Zeitauflösung verbessert werden. Allerdings erweist sich die Mittelung über mehrere Ereignisse in turbulenten Prozessen als problematisch, zumal die Information über zyklische Schwankungen verloren geht. Trotz der Möglichkeit der örtlichen Mittelung, sei es im Bild selbst durch Zusammenfassen mehrerer Pixel („Binning“) oder bei der Berechnung des Intensitätsprofils im Zuge der Mittelung bei der Auswertung über eine bestimmte radiale Breite, kann die zeitliche Mittelung bei geringer Signalintensität weiterhin vonnöten sein. Zyklus-schwankungen des Einspritzprozesses machen sich dann als Verbreiterung des gemittelten Linienprofils bemerkbar und fließen in den Messfehler ein.

$$SNR = \sqrt{N_{\text{Zeit}} N_{\text{Ort}} N_{\text{PhE}}} \quad (5.14)$$

Zur Quantifizierung der Messgenauigkeit dienen simulierte Bilderpaare mit unterschiedlichem SNR . Die Profile der berechneten Linien folgen der Lorentzverteilung, während die Höhe der Linienmaxima entsprechend den experimentellen Bildern in bestimmten Grenzen variiert wird, so dass bei vorgegebener Peakhöhe, -breite und -position die örtlichen Signalintensitäten eines Bildes der Übertragungsfunktion des Bildverstärkers gemäß einer simulierten „mittleren Anzahl“ von Photoelektronen $\bar{N}_{\text{PhE,sim}}$ entsprechen, vgl. Abbildungen 5.3(a) und 5.3(b). Zusätzlich wird in dem Bild ein Untergrund von 0,5 Counts addiert, um eventuelle Ungenauigkeiten bei der Subtraktion des Dunkelbildes bzw. Schwankungen der CCD-Temperatur zu berücksichtigen, die in den realen Messbildern auftreten können. Ausgehend von diesem Bild werden nun die Funktionswerte $\bar{N}_{\text{PhE,sim}}$ durch zufällige Werte $N_{\text{PhE,RP}}$ entsprechend der Poisson-Wahrscheinlichkeit nach Gleichung 5.15 ersetzt (Abbildungen 5.3(c) und 5.3(d)). Es wird die in [96] vorgeschlagene Implementierung der Poissonverteilung verwendet. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls diskrete Zufallsereignisse auftreten, d.h. in diesem Fall die Detektion der Photonen. Die notwendige Generierung unabhängiger, gleichverteilter Zufallszahlen folgt einem Algorithmus nach Knuth [96].

$$P_{\text{Poisson}}(N_{\text{PhE,RP}}) = \frac{(\bar{N}_{\text{PhE,sim}})^{N_{\text{PhE,RP}}} e^{-\bar{N}_{\text{PhE,sim}}}}{N_{\text{PhE,RP}}!} \quad (5.15)$$

In der anschließenden Anwendung des Auswertalgorithmus wird die Verschiebung der einzelnen Linien berechnet und deren Abweichung vom Sollwert bestimmt. Für ausreichende statistische Absicherung werden für jedes simulierte Bild 1000 verrauschte Bilderpaare erzeugt. Wie in Abbildung 5.4 exemplarisch anhand der Häufigkeitsverteilung für die berechneten Linienverschiebungen gezeigt wird, folgt diese der Normalverteilung, deren Halbwertsbreite bzw. Standardabweichung $\sigma \approx w/2$ als Genauigkeit des Auswertverfahrens betrachtet werden kann. Es werden fünf Linien mit Halbwertsbreiten w von 5, 10, 15, 15 und 20 Pixeln berechnet, deren Intensitätsmaxima 100, 100, 80, 50 und 25 % der Linienhöhe des ersten Peaks der Breite von 5 Pixeln entsprechen, siehe Abbildung 5.3. Der Abstand der Linien beträgt jeweils 26 Pixel bei einer Höhe des Bildes bzw. Länge des Profils von 256 Pixel. Die Werte sind entsprechend der im Dieselspray bei den Versuchsrandbedingungen in der Regel beobachteten axialen Intensitätsverteilung gewählt. Die „axiale“ Verschiebung der Linien Δx ist null. Die berechnete mittlere Verschiebung weicht in allen Fällen kaum von dem vorgegebenen Wert ab, während die Schwankungsbreite sowohl mit der Breite der Linie als auch mit abnehmendem SNR zunimmt. In Abbildung 5.4 fällt auf, dass bei der schmalsten Linie mit einer Breite von 5 Pixeln die geringste auf die

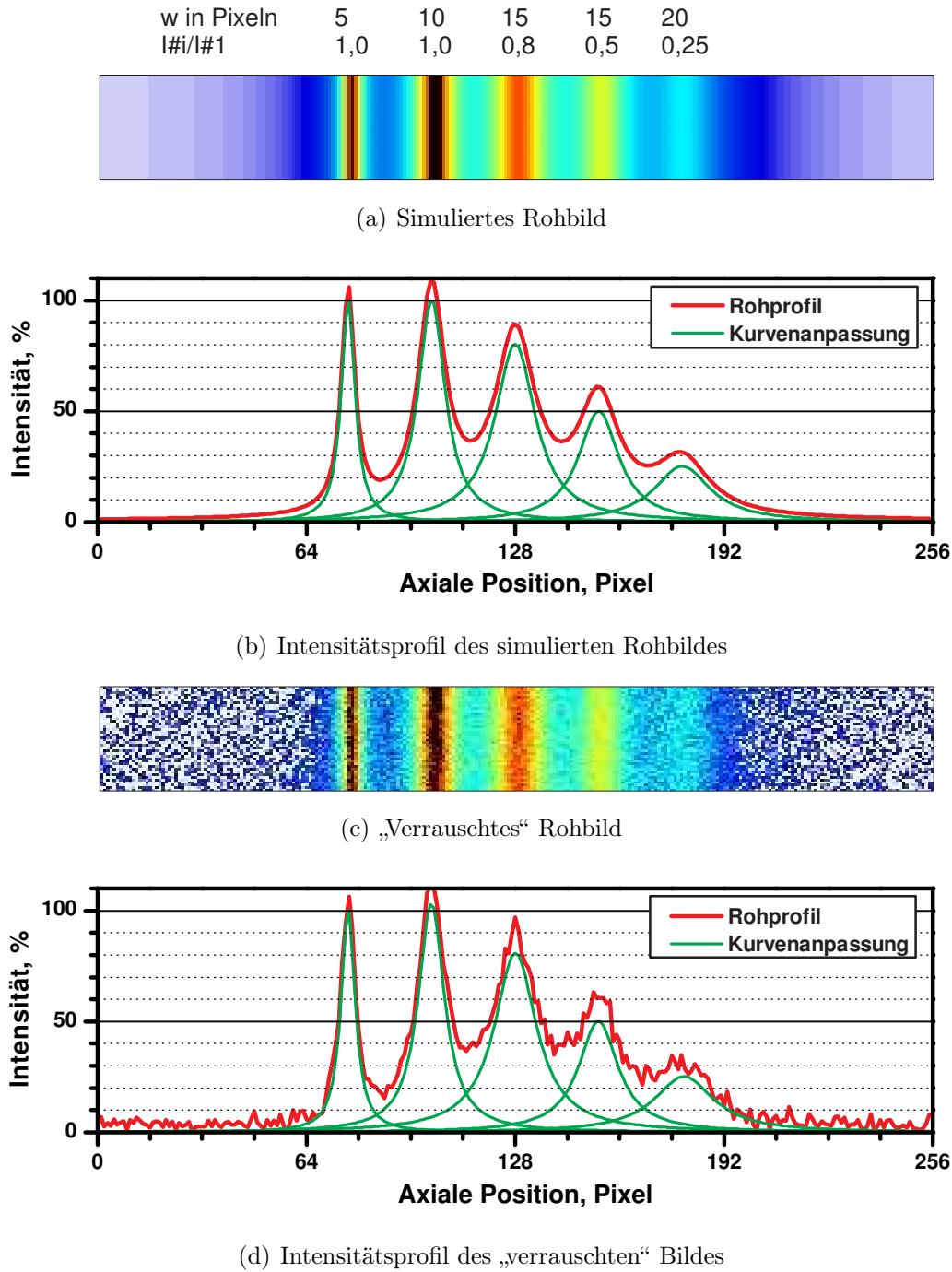


Abbildung 5.3: Simuliertes Bild (a) und Intensitätsprofil (b) mit 5 Peaks der Breiten w von 5, 10, 10, 15 und 25 Pixeln, sowie den Intensitätsmaxima $I_{\#i}/I_{\#1}$ von 100, 100, 80, 50 und 25 % des ersten Peaks mit der Breite von 5 Pixeln; zur Simulation verschiedener SNR werden die Bildpaare mit statistischem Rauschen nach der Poisson-Verteilung modifiziert und mit dem Algorithmus der Kurvenanpassung ausgewertet, (c) und (d).

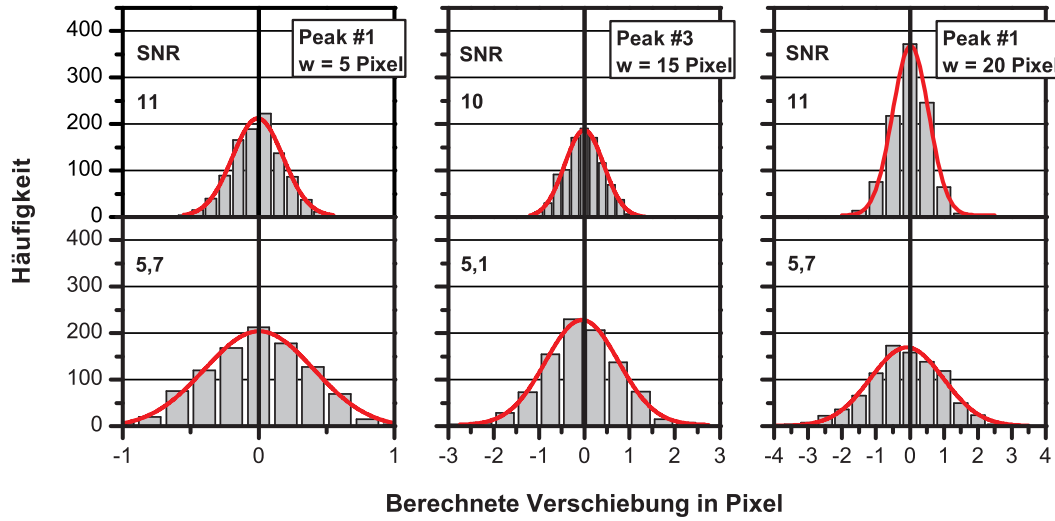


Abbildung 5.4: Beispiel einer Häufigkeitsverteilung als Ergebnis der Auswertung von simulierten Bildern mit verschiedenem SNR ; ermittelt über 1000 Bilderpaare; Mittelung der Intensitätsprofile über je 4 Pixel für Linien der Breite w von 5, 15 und 20 Pixel

Breite bezogene Genauigkeit erreicht wird, während die relative Verbreiterung der Häufigkeitsverteilung nahezu unabhängig von der Linienbreite ist. Zur Verdeutlichung dieses Effekts ist in Abbildung 5.5 die SNR -Abhängigkeit des Parameters X dargestellt, der die Vertrauensgrenze δ der berechneten Linienverschiebung mit der ermittelten Halbwertsbreite der jeweiligen Linie ins Verhältnis setzt, d.h.

$$X = \frac{\delta_{\Delta\text{Pix}}}{w} = \left| \frac{\delta}{\sigma} \right|_{\Delta\text{Pix}} \frac{\sigma_{\Delta\text{Pix}}}{w} \quad (5.16)$$

Der resultierende Fehler ΔX kann mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung berechnet werden und ergibt sich zu

$$\Delta X = \left| \frac{\delta}{\sigma} \right|_{\Delta\text{Pix}} \left| \frac{\delta}{\sigma} \right|_w \frac{\sigma_{\Delta\text{Pix}} \sigma_w}{w^2} \quad (5.17)$$

Die Vertrauensgrenze δ bzw. deren Verhältnis zur Standardabweichung σ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein ermittelter Wert innerhalb der gewählten Grenze $X \pm \delta$ liegt, d.h. sie ist ein Maß für die statistische Sicherheit eines Messpunkts [78]. Allgemein üblich ist die Angabe des Fehlers mit $\delta/\sigma = 1$ entsprechend einer Sicherheit von 68 %. Bei den in dieser Arbeit dargestellten Messergebnissen handelt es sich jedoch meist um die Ergebnisse der Auswertung nur jeweils eines einzelnen Mittelwertbildes, so dass eine Sicherheit von 68 % nicht ausreichend erscheint. Die Schwankungsbreite δ wird daher so

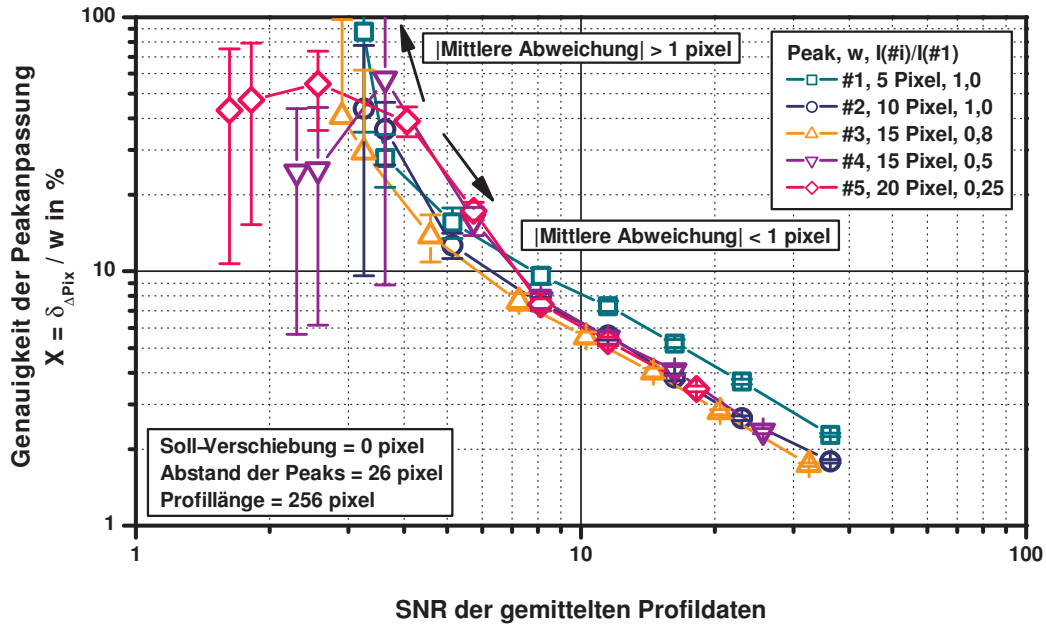


Abbildung 5.5: Genauigkeit der angepassten Peakposition in Abhängigkeit des Signal-zu-Rausch Verhältnisses SNR für unterschiedliche Linienbreiten; Vertrauensgrenze $\delta = 2\sigma$, Profillänge 256 Pixel

gewählt, dass sie einem Intervall von $\pm 2\sigma$ entspricht, gleichbedeutend mit einer Sicherheit von 95 % [78].

Es sei hier darauf hingewiesen, dass die gezeigten Kurvenverläufe $X = f(SNR)$ nicht die Genauigkeit einer einzelnen Positionsbestimmung widerspiegeln, sondern vielmehr die *Abweichung der Verschiebung*. Diese ist die Differenz zwischen den durch Kurvenanpassung ermittelten Peakpositionen, die jeweils in voneinander unabhängigen Parameteranpassungen bestimmt werden. Für die Abschätzung der Messgenauigkeit der Ergebnisse ist dies insofern von Bedeutung, als das SNR der Peaks im zeitlichen Verlauf tendenziell abnimmt. Daher wird für eine konservative Abschätzung bei unterschiedlichem Signal-zu-Rausch Verhältnis stets derjenige Wert verwendet, für welchen die geringere Genauigkeit erwartet wird.

Aus dem Verlauf der Graphen in Abbildung 5.5 wird deutlich, dass der Zusammenhang zwischen X und dem Signal-zu-Rausch Verhältnis nahezu unabhängig von der Linienbreite für $SNR \geq 7$ als funktionaler Zusammenhang nach Gleichung 5.18 beschrieben werden kann.

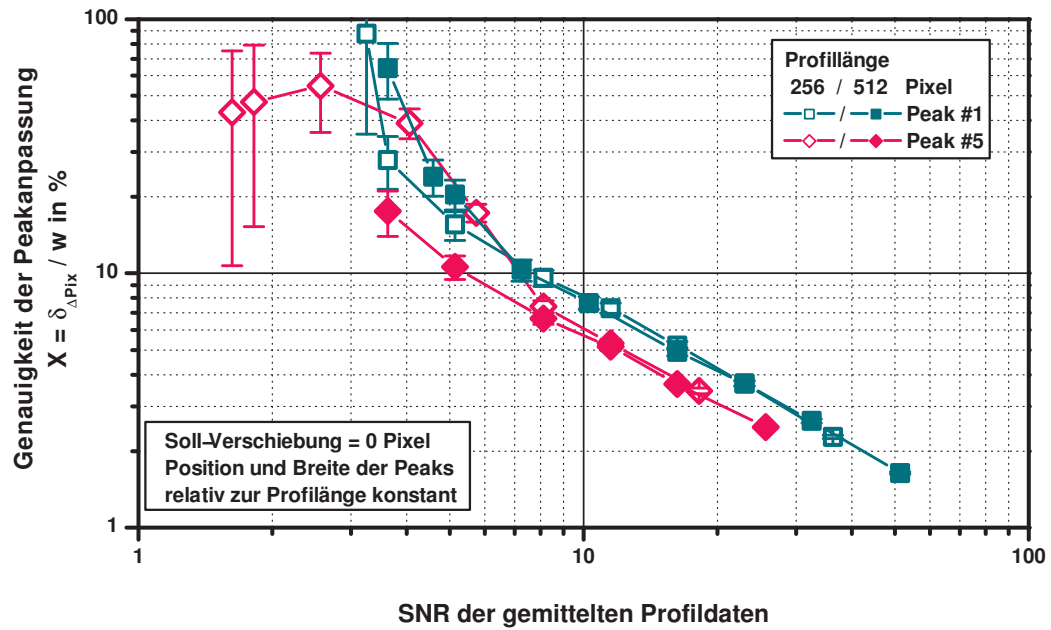


Abbildung 5.6: Vergleich der Abhängigkeit des Parameters X von SNR bei unterschiedlicher Profillänge und angepasster Linienbreite

$$\log_{10}(X) = A + B \log_{10}(SNR) \quad (5.18)$$

Wie erwartet führen hohe SNR zu den geringsten Abweichungen, bei einem SNR von 10 kann die Linienverschiebung mit einer Genauigkeit von 6 % der Halbwertsbreite (8 % bei $w = 5$ Pixel) der jeweiligen Linie bestimmt werden. Die Grenze von $X = 10$ % der Peakbreite w wird je nach Breite der Linie in einem Bereich des SNR zwischen 6 und 8 erreicht. Für kleinere SNR wird zudem zunächst nur bei den breiteren Linien ein leichter Anstieg der Steigung verzeichnet, mit weiter abnehmendem SNR gilt dies auch für die schmalere Peaks. Gleichzeitig steigt die ermittelte Linienbreite deutlich an (nicht dargestellt). Dass die Berechnung der Linienverschiebung mit sinkendem SNR ungenauer wird, lässt sich neben dem wachsenden Betrag auch an der zunehmenden Schwankungsbreite des Parameters X erkennen. Schließlich markieren die Pfeile in Abbildung 5.5 bei einem SNR von etwa 4 mit X zwischen 15 % und 40 % den Übergangsbereich, ab dem die absolute Abweichung ΔPix bzw. die mittlere Linienverschiebung Werte größer als 1 Pixel annimmt. Oberhalb dieses Bereichs steigen sowohl der relative Messfehler als auch die ermittelten Peakbreiten der simulierten Anregungslinien aufgrund des gegenüber dem statistischen Rauschen sinkenden Signals deutlich an, so dass für die Peaks ein SNR von weniger als

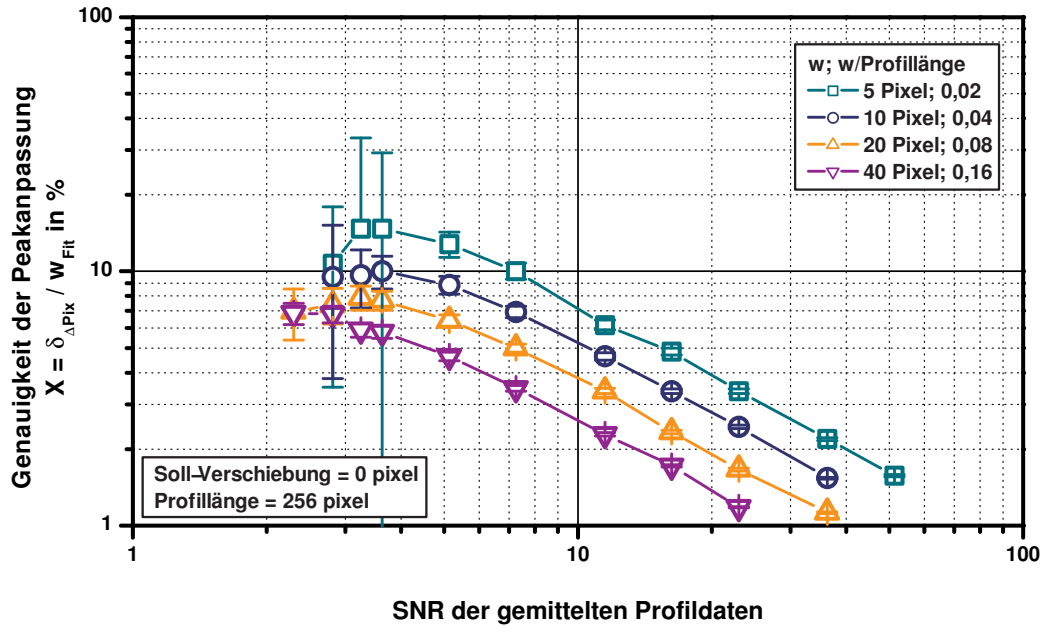


Abbildung 5.7: Vergleich der Abhängigkeit des Parameters X von SNR für die Variation der Peakbreite für eine einzelne Linie

5 in den Intensitätsprofilen nach Möglichkeit vermieden werden sollte. Bei sehr geringem Signal-zu-Rausch Verhältnis können Verbesserungen im Allgemeinen durch Mittelung des Intensitätsprofils über einen breiteren Pixelbereich erzielt werden, mit einer bereits angesprochenen Reduzierung der Ortsauflösung. In Abbildung 5.6 wird die SNR -Abhängigkeit von X für die erste und fünfte Linie des Beispiels in Abbildung 5.5 mit den Ergebnissen einer Rechnung eines Bildes doppelter Profillänge von 512 Pixeln verglichen. Es soll der Fall untersucht werden, für den das kleinere Bild durch 2×2 Binning aus dem größeren berechnet wurde. Damit ergibt sich für das Originalbild zunächst ein um den Faktor zwei niedrigeres SNR , allerdings muss auch berücksichtigt werden, dass nun bei der Mittelung der Intensitätsprofile n „gebinnte“ Pixel $2n$ ursprünglichen Pixeln entsprechen. Für einen sinnvollen Vergleich der Ergebnisse muss das SNR des Originalbildes mit $2/\sqrt{2} = \sqrt{2}$ skaliert werden. Die Graphen in Abbildung 5.6 weisen dann für beide Beispiele beinahe exakt gleichen Verlauf auf. Die Zunahme des SNR durch Zusammenfassen mehrerer Pixel wird offenbar durch die niedrigere Informationsdichte des resultierenden Intensitätsprofils ausgeglichen, so dass ein Vorteil nicht zu erkennen ist.

Abbildung 5.7 zeigt den in der Simulation ermittelten Zusammenhang zwischen X und SNR für einzelne Anregungslinien. Variiert wird die Breite w der Linien von 5 Pixel bis

40 Pixel bei einer Profillänge L von 256 Pixeln bzw. das Verhältnis w/L zwischen 0,02 und 0,16. Weil bei der Kurvenanpassung keine Gewichtung der Profildaten vorgenommen wird, wodurch die „Signal“-Peaks gegenüber dem Untergrundrauschen zusätzlich hervorgehoben werden könnten, neigt der Algorithmus bei schmalen Linien und geringem SNR zur Anpassung des Untergrunds durch sehr breite Verteilungskurven. Dieser Effekt verringert sich mit zunehmender Linienbreite bzw. mit wachsendem w/L . Ebenso können fehlerhafte Ergebnisse teilweise durch die Wahl geeigneter Startparameter der Kurvenanpassung vermieden werden. Der funktionale Zusammenhang zwischen X und SNR , d.h. Steigung und Offset gemäß Gleichung 5.18, entspricht für die einzelne, schmale Linie in etwa den in Abbildung 5.5 dargestellten Kurvenverläufen für mehrere Anregungslinien. Hier wirkt sich das Überlappen der Linien offenbar negativ auf die Genauigkeit der Positionsbestimmung aus.

Das SNR jedes Peaks kann zunächst nach Gleichung 5.14 abgeschätzt bzw. aus den Intensitätsprofilen direkt als das Verhältnis des in der Kurvenanpassung ermittelten Linienmaximums $S_{\max}$ zur Standardabweichung σ_S definiert werden, bei deren Berechnung die Funktionswerte aus der Kurvenanpassung als „Mittelwerte“ dienen. Die Berechnung erfolgt über die in der Kurvenanpassung ermittelte Halbwertsbreite des jeweiligen Peaks. Damit ergibt sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis eines Peaks SNR_i zu

$$SNR_i = \frac{S_{\max,i}}{\sigma_{S,i}} = \frac{S(x_{c,i})}{\sqrt{\frac{1}{w-1} \sum_{j=x_{c,i}-\frac{w}{2}}^{x_{c,i}+\frac{w}{2}} (S_j - S_{\text{Fit},j})^2}} \quad (5.19)$$

Nach Berechnung des SNR kann mit Hilfe der Diagramme für einzelne oder mehrere Anregungslinien der Parameter X bestimmt werden. Hierbei ist anhand der Intensitätsprofile zu entscheiden, ob eine Überlappung der Linien und damit eine gegenseitige Beeinflussung erwartet wird. Ist dies nicht der Fall, so kann Abbildung 5.7 herangezogen werden, andernfalls bzw. für eine konservative Abschätzung sollte Abbildung 5.5 dienen. Voraussetzung ist jedoch, dass der Grad der gegenseitigen Überlappung der einzelnen Peaks vergleichbar ist. Der relative Fehler des Geschwindigkeitsbetrags ist gleich dem relativen Fehler der Ortsverschiebung, jeweils gebildet mit der Vertrauensgrenze δ , und kann damit als Funktion des Parameters X und dem Verhältnis aus gemittelter Linienbreite und Ortsverschiebung dargestellt werden.

$$\frac{\delta_v}{v} = \frac{\delta_{\Delta x}}{\Delta x} \approx X \frac{w}{x_{c,2} - x_{c,1}} \quad (5.20)$$

Es sollte herausgestellt werden, dass bei bekanntem Zusammenhang X und SNR das Verfahren der Kurvenanpassung anders als viele andere Geschwindigkeitsmessverfahren

neben der Bestimmung des Geschwindigkeitsbetrags eine Aussage über die Genauigkeit des berechneten Messwertes liefert, da sowohl SNR als auch Breite der Peaks bei der Auswertung ermittelt werden können. Die in den folgenden Abschnitten gezeigten Ergebnisse geben, wenn nicht explizit anders erwähnt, die nach Gleichung 5.20 abgeschätzte relative Abweichung als Fehler an.

5.2 Optical Flow Algorithmus GIV (2C/2D)

Die Bestimmung der zweidimensionalen Bewegung anhand der Verschiebung kontinuierlicher Intensitätsmuster in zwei oder mehreren aufeinander folgenden Bildern ist eine häufig diskutierte Anwendung im Bereich der digitalen Bildverarbeitung [5, 21]. Die Berechnungsalgorithmen werden vielfach zur Muster- oder Bewegungserkennung bei der Automatisierung von Produktionsprozessen entwickelt [21] und können in differenzierende Techniken, Korrelationsansätze und frequenzbasierte Methoden unterteilt werden [5]. Bekanntes Beispiel der Korrelationsmethoden ist die in der Strömungsdiagnostik für PIV häufig verwendete Kreuzkorrelation. Dabei werden die Partikelbilder entsprechend verschiedener Kriterien (Ortsauflösung, Zeitabstand, maximale Geschwindigkeit, Partikeldichte, etc.) in mehrere Kleinfelder unterteilt. Für jedes dieser Kleinfelder gilt die Höhe des aus den Intensitätsverteilungen beider Aufnahmen berechneten Funktionswertes der Kreuzkorrelation $C_{\Delta x, \Delta y}^K$

$$C_{\Delta x, \Delta y}^K = \sum_{x, y \in K} I_1(x, y) I_2(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (5.21)$$

als Maß für die Wahrscheinlichkeit der Partikelverschiebung um jeweils Δx und Δy . Der maximale Korrelationswert $C_{\Delta x, \Delta y}^K$ liefert somit den wahrscheinlichsten Verschiebungsvektor für das betrachtete Auswertefenster. Angewendet auf den gesamten Bildbereich folgt mit dem Zeitabstand der beiden Bilder die 2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung. Dieses Verfahren hat sich bei der Anwendung auf die diskreten Strukturen von Partikelbildern bewährt. Bei LFT ergeben sich aus der Phosphoreszenzanregung entlang von Linienbündeln oder gekreuzten Linien Bilder mit relativ homogener Struktur und geringen Intensitätsgradienten. Die einfache Anwendung der Kreuzkorrelation liefert bei der Auswertung dieser Bilder im Vergleich zu der Anwendung auf Partikelbilder weniger deutlich ausgeprägte Korrelationsmaxima, wodurch die Zuordnung eines eindeutigen Maximums erschwert wird [26]. Für die Auswertung der LFT-Bildersequenzen sind daher Optical

Flow Algorithmen (OFA) besser geeignet, zumal die in [26] und [35] genannten Einflüsse wie beispielsweise von Diffusion und die Bewegung quer zur Messebene (out-of-plane motion) auf die Messgenauigkeit bei LFT kaum von Bedeutung sind, wie in Kapitel 3.1 ausgeführt.

In der Strömungsdiagnostik werden die Optical Flow Methoden, die das der Strömung immanente oder aufgeprägte Muster zur Berechnung der Fluidbewegung nutzen, auch als Image Correlation Velocimetry (ICV) gemäß den grundlegenden Arbeiten in [122] bezeichnet. Deren Ansatz kombiniert die aus der Fluidmechanik bekannten örtlichen Korrelationstechniken mit den Gradientenmethoden der Optical Flow Berechnung nach [47]. Da der Algorithmus auf zeitliche oder örtliche Differentiation der Bilddaten verzichtet, kann er sowohl auf kontinuierliche skalare als auch diskrete Partikelbilder angewendet werden. In einer weiterführenden Arbeit [33] wird die Fluidbewegung als B-Spline des pixelaufgelösten kontinuierlichen Verschiebungsfelds nach [88] implementiert. Dadurch wird die Limitierung bei Unstetigkeiten des Strömungsfelds in [122] aufgrund deren Taylor-Entwicklung durch die Beschreibung der stetigen B-Splines behoben [33]. Der ICV-Algorithmus verwendet in einem ersten Schritt die statistische Auswertung der Kreuzkorrelation nach Gleichung 5.21 mit sequentiell verkleinerten Auswertefenstern. Das berechnete Verschiebungsfeld dient als Startbedingung für die anschließende iterative Gradientenmethode zur Minimierung der Intensitätsunterschiede zwischen beiden Bildern. Implementiert ist in [33] die Polak-Ribière Variante der Methode konjugierter Gradienten, die in [96] beschrieben ist.

Der für die Auswertung der LFT-Untersuchungen verwendete Algorithmus aus [62] orientiert sich an der Implementierung der Optical Flow Methode von [33], allerdings wird in ersterem erst nach der Kreuzkorrelation die Darstellung des Strömungsfelds durch B-Splines gewählt. Die Funktion für die direkte Kreuzkorrelation ist die normierte Korrelationsfunktion nach Gleichung 5.22.

$$C_{\Delta x, \Delta y}^K = \frac{\sum_{x,y \in K} I_1(x, y) I_2(x + \Delta x, y + \Delta y)}{\sqrt{\sum_{x,y \in K} I_1^2(x, y)} \sqrt{\sum_{x,y \in K} I_2^2(x + \Delta x, y + \Delta y)}} \quad (5.22)$$

Anders als bei der aufgrund deutlich reduzierter Rechenzeit häufig eingesetzten Fast-Fourier-Transformation (FFT) zur Durchführung der Kreuzkorrelation kann bei der direkten Korrelation die Kantenlänge der Auswertefenster frei gewählt werden, zumal für diese eine geringfügig höhere Genauigkeit ermittelt wurde [97]. Die konjugierte Gradienten Methode minimiert die invertierte Pearson-Korrelationsfunktion nach Gleichung 5.23 bei gleichmäßigem Abstand der Stützstellen der B-Splines [62].

$$C_{\Delta x, \Delta y}^K = \frac{\sum_{x,y \in K} (I_1(x, y) - \bar{I}_1) (I_2(x + \Delta x, y + \Delta y) - \bar{I}_2)}{\sqrt{\sum_{x,y \in K} (I_1(x, y) - \bar{I}_1)^2} \sqrt{\sum_{x,y \in K} (I_2(x + \Delta x, y + \Delta y) - \bar{I}_2)^2}} \quad (5.23)$$

Die Berechnung des Strömungsfelds aus kontinuierlichen Mustern wie z.B. bei der Gaseous Image Velocimetry (GIV) und der Gitterstruktur in Flow Tagging Aufnahmen mit Hilfe dieses Algorithmus ist in einer Reihe verschiedener Anwendungsbeispiele gezeigt worden [35, 36, 62–65]. Dabei wurden die Strömungsfelder in Flüssig- und Gasphase im Bereich der Tropfen und in der Umgebung des Kraftstoffstrahls bei der ottomotorischen Direkteinspritzung am Beispiel eines Drallinjektors untersucht.

Für die Anwendung auf LFT-Ergebnisse aus Einspritzuntersuchungen im Dieselspray ist die Strategie für die Berechnung der Kreuzkorrelation modifiziert worden. Die Methode aus [62], die eine globale Korrelation des gesamten Auswertebereichs in drei Schritten mit jeweils halbierten Kantenlänge der Auswertefenster durchführt, führt bei schmalen Auswertefenstern zu reduzierter Ortsauflösung. Dies ist insofern problematisch, als bei der Anwendung auf die schlanke Strahlkeule des Dieselsprays ausgeprägte Geschwindigkeitsgradienten im Auswertefenster auftreten. Insbesondere bei hoher Umgebungsdichte können die Geschwindigkeitsgradienten in Unterschieden von etwa einer Größenordnung innerhalb weniger Millimeter entlang der Strahlkeule resultieren [86, 128]. Die veränderte Vorgehensweise sieht daher eine untere Grenze für die Kantenlänge vor und passt Anzahl und Größe der Auswertefenster entsprechend den Vorgaben der Minimierungsmethode an, so dass nach der letzten Korrelationsschleife die Kantenlänge der Kleinfelder der Auflösung der B-Splines entspricht.

6 Geschwindigkeitsverteilung im Dieselspray mittels LFT

6.1 Einflussfaktoren auf das Messsignal

In den folgenden Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2 werden die verschiedenen Effekte auf das detektierte Lumineszenzsignal diskutiert, insbesondere die für Genauigkeit und Ortsauflösung des Messverfahrens relevante Breite der geschriebenen „Tagging“-Linien.

Auf dem Weg zum Messvolumen bzw. im Messvolumen tritt Wechselwirkung zwischen Licht und den Molekülen bzw. Tropfen auf, die in Veränderungen des Laserstrahls resultieren. So können Dichtegradienten aufgrund einer inhomogenen Temperatur- oder Konzentrationsverteilung den Lichtstrahl auf dem Weg zum Messvolumen umlenken. Dieser Effekt wird vor allem bei hohen Umgebungstemperaturen und kalten Oberflächen bzw. bei verdunstenden Sprays beobachtet. Ferner führt elastische Streuung an Molekülen oder Tropfen/Partikeln zur relativ ungerichteten Abstrahlung in alle Raumrichtungen. Insbesondere die mehrfache Streuung an der Vielzahl von Tropfen im Einspritzstrahl hat eine deutliche Veränderung der Form und räumlichen Ausdehnung des resultierenden Lumineszenzsignals im Spray zur Folge. Mit zunehmender Tropfenanzahl pro Volumeneinheit (Anzahldichte) steigt die Wahrscheinlichkeit, dass das einfallende Laserlicht gestreut wird. Verstärkt wird dieser Effekt durch Mehrfach- bzw. Sekundärstreuung. Die lokale Tropfenanzahldichte wird dabei im Wesentlichen von äußeren Umgebungsparametern wie Kraftstoff- und Umgebungsdruck beeinflusst, während das vom Detektor schließlich detektierte Signal aus der Emission angeregter Moleküle weiteren Einflussfaktoren wie z.B. der Auflösung der Abbildungsoptik und der Quanteneffizienz des Detektors unterliegt.

Die Parameter, die wie Kraftstoffdruck und Umgebungsbedingungen vorgegeben sind, werden als Umgebungseinflüsse bezeichnet und im folgenden Abschnitt behandelt. Unter der Kategorie der prinzipbedingten Einflüsse sind diejenigen Effekte in Kapitel 6.1.2 zusammengefasst, die als Folge der Komponenten des Messaufbaus bzw. des untersuchten Messobjekts das Phosphoreszenzsignal beeinflussen.

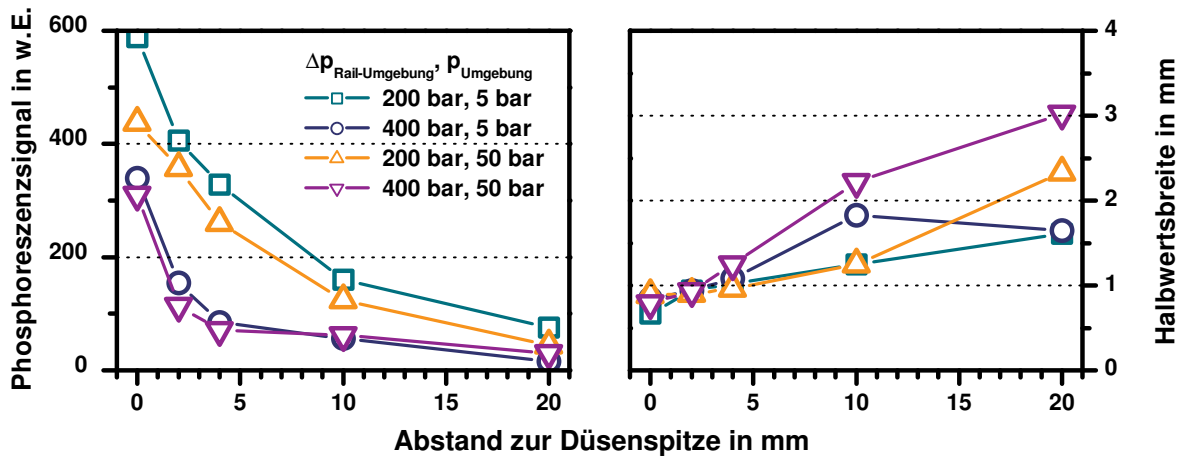


Abbildung 6.1: Einfluss der Druckdifferenz zwischen Rail und Umgebung $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}}$ und des Umgebungsdrucks p_{Umgebung} auf die Signalintensität (links) und Halbwertsbreite der detektierten Anregungslinie (rechts) in Abhängigkeit des Abstands des Messortes von der Düsen Spitze bei Raumtemperatur und zum Zeitpunkt der Laseranregung bei 248 nm Anregungswellenlänge

6.1.1 Umgebungseinflüsse

Experimentelle Randbedingungen können Intensität und Form des detektierten Phosphoreszenzsignals deutlich beeinflussen. Der Kraftstoffdruck in der Düse des Injektors bzw. die Druckdifferenz zwischen Düse und Umgebung $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}}$ ist neben deren Geometrie der entscheidende Einflussparameter auf die Strömungsverhältnisse in der Düsenbohrung und die Geschwindigkeit der Tropfen am Austritt [23]. Abbildung 6.1 stellt den Einfluss des Drucks der umgebenden Gasphase sowie von $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}}$ auf die Lumineszenzintensität und die Halbwertsbreite der detektierten Anregungslinie im Spray in Abhängigkeit des Abstands der Messposition zur Düsen Spitze bei Raumtemperatur dar. Der Versuchsaufbau entspricht Abbildung 4.7 auf Seite 48 bei Anregung mit einer Wellenlänge von 248 nm entlang einer Linie.

Wie im linken Diagramm der Abbildung dargestellt, nimmt die maximale Signalintensität mit zunehmendem Abstand von der Düsen Spitze für ansteigenden Kraftstoffdruck und zunehmende Gasdichte, d.h. steigenden Umgebungsdruck ab. Gleichzeitig verbreitert sich die „Tagging“-Linie für alle untersuchten Randbedingungen, wobei die geringste Linienbreite für den niedrigen Kraftstoffdruck von 200 bar und den Umgebungsdruck von 5 bar erzielt wird. Dies lässt sich einfach mit dem aufgrund der geringeren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kraftstofftropfen und der niedrigen Gasdichte verzögerten Strahlzerfall

erklären. Mit zunehmender Relativgeschwindigkeit der Tropfen zur Gasphase und steigender Umgebungsdichte wachsen dagegen die auf die Tropfen wirkenden Scherkräfte an, die in der Deformation der Tropfen und schließlich in verbessertem sekundären Tropfenzerfall resultieren, vgl. Abschnitt 2.1, wodurch die Tropfenanzahldichte im Messvolumen steigt. Der Einfluss der Mehrfachstreuung wächst und es kommt zu einer deutlichen Verbreiterung der Anregungslinie, deren Breite trotz einer schmalen Strahltaile des uneinflussten Laserstrahls von wenigen 100 μm auf einige Millimeter anwachsen kann. Im Gegensatz dazu tritt der Effekt der Mehrfachstreuung im Bereich nahe der Düse kaum in Erscheinung, da die dort vorherrschenden größeren Tropfen und Flüssigkeitsligamente nur eine vergleichsweise geringe freie Streuoberfläche aufweisen. Wie aus dem rechten Diagramm in Abbildung 6.1 außerdem ersichtlich ist, hat der Einspritzdruck signifikanten Einfluss auf die maximale Signalintensität der detektierten Phosphoreszenz, da die Intensität des Messsignals bei der höheren Tropfenaustrittsgeschwindigkeit bzw. dem höheren Kraftstoffdruck deutlich abnimmt. Dieser Effekt wird durch eine höhere Umgebungsdichte tendenziell verstärkt, was am Beispiel des Raildrucks von 200 bar deutlich wird, und kann wiederum als Folge des verbesserten Strahlzerfalls verstanden werden. Zunächst sinkt die lokale Intensität der Laserstrahlung aufgrund der Aufweitung des Laserstrahls, während verbesserter Lufteintrag in das Sprayinnere zusätzlich zu einer Abnahme der Signalintensität führen kann.

Für die Anwendung von LFT am Dieselspray sind folglich sowohl der extrem dichte Bereich des primären Strahlaufruchs nahe dem Düsenaustritt als auch Bereiche nur sehr geringer Tropfenanzahldichte am Besten geeignet, während die deutlich zunehmende Linienbreite ab etwa 5 mm unterhalb der Düsenspitze Messgenauigkeit und Ortsauflösung des Verfahrens einschränkt. Insbesondere mit experimentellen Daten aus diesem mittleren Bereich der Strahlkeule kann die Lücke in der Anwendbarkeit zwischen den Messverfahren PIV bzw. PDA und LCV im Dieselspray geschlossen werden.

Den Effekt der Umgebungstemperatur auf die Ausdehnung der „Tagging“-Linie zeigt Abbildung 6.2, in der das maximale Phosphoreszenzsignal und die Halbwertsbreite der Linie im zeitlichen Verlauf nach der Laseranregung für Gastemperaturen bis 200 °C dargestellt sind. Betrachtet wird der Fall der Laseranregung unmittelbar unterhalb der Düsenspitze jeweils für Mittelwertbilder aus 200 Einzelaufnahmen. Die Phosphoreszenz der Moleküle wird zum Zeitpunkt der Laseranregung durch Streulicht von den Tropfenoberflächen, der Fluoreszenz des Tracers und weiteren Laser-induzierten Effekten überlagert und kann mittels des verwendeten Langpassfilters nicht ausreichend separiert werden. Daher zeigt das linke Diagramm den zeitlichen Verlauf des Phosphoreszenzsignals ausschließlich

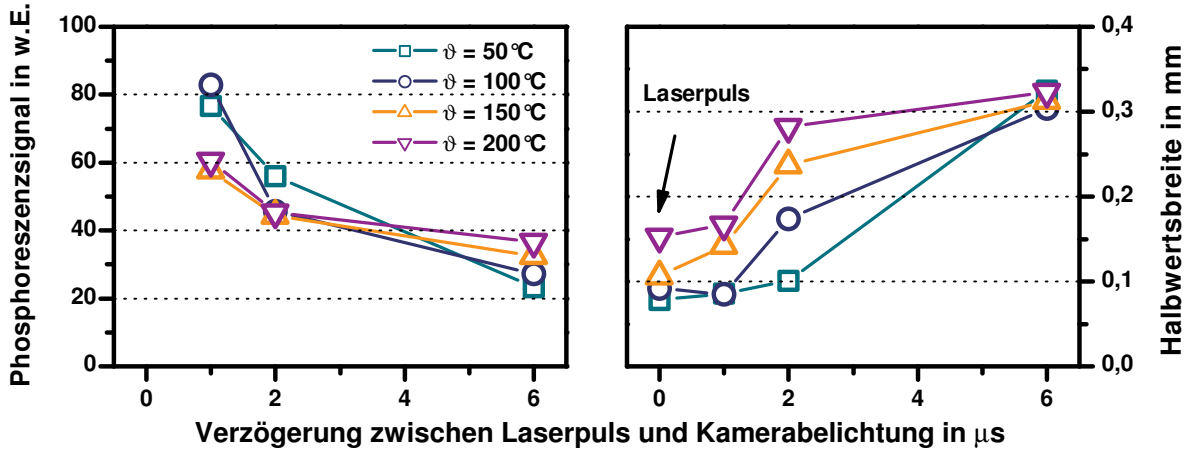


Abbildung 6.2: Einfluss der Temperatur der umgebenden Gasphase auf die maximale Signalintensität (links) und die Halbwertsbreite der detektierten Anregungslinie (links) für eine Variation des Zeitabstands zwischen Laseranregung und Aufnahme; Lage der Anregungslinie ca. 0,2 mm unterhalb der Düsen Spitze; $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 200 \text{ bar}$, $p_{\text{Umgebung}} = 20 \text{ bar}$

nach der Laseranregung, während der Graph auf der rechten Seite bei $t = 0$, d.h. zum Zeitpunkt der Anregung beginnt.

Ähnlich der in Abbildung 6.1 beobachteten Abhängigkeit von der Messposition entlang der Strahlachse zeigt sich mit zunehmendem Zeitabstand zwischen Laseranregung und Detektion ebenfalls eine Abnahme der maximalen Signalintensität, die mit einer Verbreiterung der geschriebenen Linie einhergeht. Dieser Effekt ist auf die ungleichförmige Ausbreitung und Verzögerung der Tropfen zurückzuführen, so dass sich schon innerhalb der ersten Millimeter unterhalb des Düsenaustritts ein ausgeprägtes Geschwindigkeitsprofil entlang des Strahlquerschnitts ausbildet [109] und demzufolge zu einer Verbreiterung der detektierten Linie führen kann. Damit erklärt sich auch die Abnahme des maximalen Phosphoreszenzsignals. Eine Erhöhung der Gastemperatur lässt die Breite der Anregungslinie generell zunehmen, wobei die Unterschiede für die betrachteten Randbedingungen innerhalb weniger Mikrosekunden abnehmen und die Breite bereits 6 μs nach der Laseranregung für alle Temperaturen etwa 0,3 mm beträgt. Es kann jedoch nicht verifiziert werden, ob die Kurvenverläufe gegen diesen Wert konvergieren oder im weiteren Verlauf ansteigen. Da der Umgebungsdruck für alle gezeigten zeitlichen Verläufe konstant 20 bar beträgt, nimmt die Dichte der Umgebung bei steigender Gastemperatur entsprechend ab, so dass die niedrigeren Scherkräfte zu geringeren Geschwindigkeitsgradienten und verzögertem Strahlaufbruch führen können. Als gegenläufiger Effekt begünstigt allerdings die

mit steigender Temperatur sinkende Oberflächenspannung des Kraftstoffs den Zerfall des Sprühstrahls. Die deutlich größere Linienbreite im Spray zu frühen Zeitpunkten kann bei den untersuchten Mittelwertbildern durch den wachsenden Einfluss der Ablenkung des Laserstrahls an Dichtegradienten („beam steering“) in der Druckkammer erklärt werden. Folglich nimmt auch die maximale Signalintensität bei wachsender Umgebungstemperatur ab, während zu späteren Zeitpunkten der Effekt des verbesserten Strahlzerfalls bzw. der höheren Geschwindigkeitsgradienten bei höherer Umgebungsdichte zu dominieren scheint, wie im linken Diagramm in Abbildung 6.2 anhand des rapide abfallenden maximalen Phosphoreszenzsignals deutlich wird.

Generell haben alle Einflussgrößen, die sich positiv auf den Strahlzerfall auswirken, aufgrund der massiven Lichtstreuung bei hoher Tropfenanzahldichte einen gegenteiligen Effekt auf die Ortsauflösung und damit auf die Genauigkeit des Messverfahrens.

6.1.2 Prinzipbedingte Einflussfaktoren

Im Gegensatz zu den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Parametern gehören die hier betrachteten sogenannten „prinzipbedingten“ Einflussgrößen zu der Kategorie der experimentellen Randbedingungen, die vom untersuchten Messobjekt und Aufbau unabhängig sind, allerdings sorgfältig gewählt werden müssen, um ein optimales Ergebnis zu erhalten.

Der ideale Messaufbau ermöglicht bei hoher Ortsauflösung die Bestimmung der zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung aus Einzelzyklusmessungen mit geringem Messfehler. Die erreichbare Ortsauflösung wird in der Regel durch den Abstand der Knotenpunkte der erzeugten Gitterstruktur vorgegeben. Bei der Dieseldirekteinspritzung kommt neben den ausgeprägten Streueffekten hinzu, dass die Überlagerung zweier Linienbündel zu einem Gitter aufgrund der geringen radialen Ausdehnung der Strahlkeule auf den Bereich des sekundären Strahlaufbruchs begrenzt wird, vgl. Ergebnisse in Abschnitt 6.2.4. Nahe der Düse tritt Mehrfachstreuung nur geringfügig in Erscheinung, allerdings entspricht der Durchmesser der Strahlkeule nahezu der geometrischen Abmessung der Düsenbohrung und liegt mit wenigen 100 μm im Bereich der mit herkömmlichen Linsen erreichbaren minimalen Strahltaillen. Unter Berücksichtigung des Rayleigh-Kriteriums ist bei einem minimalen Linienabstand $\Delta x \geq 2w$ die Erzeugung einer Gitterstruktur im Düsennahbereich zwar kaum zu realisieren, allerdings auch aufgrund des eindimensionalen Charakters der Tropfenströmung meist nicht notwendig. Daher wird für die Untersuchung der 1C/2D-Geschwindigkeiten von Flüssig- und Dampfphase im Dieselspray hauptsächlich ein Versuchsaufbau mit einem orthogonal zur Strahlausbreitung orientierten Linienbündel

verwendet. Unter bestimmten Randbedingungen kann auch mit dieser Konfiguration die Bestimmung beider Geschwindigkeitskomponenten in der Messebene (2C/2D) erfolgen, siehe Kapitel 6.2.

Neben der Limitierung durch die erreichbare Ortsauflösung scheitert die „ideale“ Messung bisher häufig an einem zu geringen SNR , so dass zur Reduzierung des photonenstatistischen Rauschens über mehrere Einzelmessungen zeitlich gemittelt werden muss und keine Aussage über zyklische Schwankungen getroffen werden kann. Bei zeitlicher Mittelung über mehrere Einzelmessungen oder Mittelung über eine bestimmte Anzahl von Pixeln kann das photonenstatistische Rauschen auf Kosten der Zeit- oder Ortsauflösung reduziert werden. Die örtliche Mittelung kann nachträglich oder bereits während der Aufnahme durch Zusammenfassen („Binning“) mehrerer Pixel erfolgen, wobei letzteres zusätzlich das Ausleserauschen reduziert. Einen ähnlichen Effekt hat die Maßnahme der Mehrfachbelichtung eines CCD-Bildes bei Verwendung einer bildverstärkten Kamera. Hierfür wird der CCD-chip der Kamera kontinuierlich belichtet, das Lumineszenzsignal der Einzelzyklen schrittweise auf dem CCD-chip integriert und das Bild erst nach einer bestimmten Anzahl Zyklen ausgelesen („on-chip-integration“). Das Ausleserauschen lässt sich dadurch reduzieren, diesmal allerdings auf Kosten der Zyklusauflösung und bei deutlicher Zunahme des thermischen Untergrunds, der jedoch bei konstanter Temperatur des CCD-chips annähernd ermittelt und abgezogen werden kann. Das thermische Rauschen wird hierbei vernachlässigt.

Alle Maßnahmen der Mittelung haben eine Reduzierung der zeitlichen (Zyklusauflösung) oder örtlichen Informationsdichte zur Folge. Sinnvoller scheint es daher, mit anderen Maßnahmen die Signalintensität zu erhöhen und das SNR zu verbessern. Die einfachste Möglichkeit zur Steigerung der Signalintensität ist die Erhöhung der Teilchenanzahl im Messvolumen N_1^0 durch höhere Konzentration der Tracermoleküle im Kraftstoff, bis Sättigung erreicht wird. Da Tracerkonzentrationen in einer Größenordnung von 10^{-3} mol/l im Allgemeinen ausreichen, kann der Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften des Modellkraftstoffs auch bei höheren Anteilen vernachlässigt werden. Signifikante Grenzen sind hier allerdings durch die z.T. stark begrenzte Löslichkeit der Tracersubstanzen gesetzt. Während in nicht-polaren Kraftstoffen der molare Anteil des Tracers deutlich erhöht werden kann, wird die maximale Löslichkeit der Tracer für polare Flüssigkeiten durch deren Polarität limitiert und diese Grenze mitunter schnell erreicht. Die oben genannte Konzentration von 10^{-3} mol/l ist bei den in diesen Untersuchungen betrachteten Tracern nur bei Verwendung von stark polaren Flüssigkeiten wie Wasser, Methanol und Ethanol möglich, während für länger-kettige Alkohole wie Butanol die maximale Konzentration und

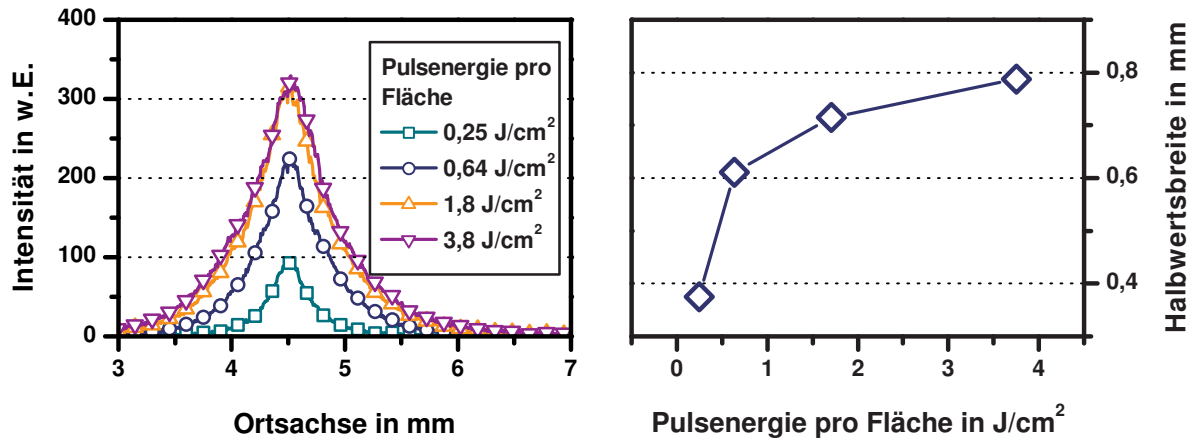


Abbildung 6.3: Einfluss der Pulsenergie der Laserstrahlung auf die detektierte Breite der Anregungslinie; Intensitätsprofile (links) und Halbwersbreite (rechts); Anregung von $\text{Tb}:(\text{DPA})_3$ in Ethanol bei 266 nm, $w_{\text{Bildverstärker}} = 100$ ns, Aufnahme zum Zeitpunkt des Laserpulses und Mittelung über 20 Einzelbilder, Messposition ca. 4 mm unterhalb der Düse

damit die Signalausbeute aufgrund des geringeren Anteils der OH-Gruppen bereits deutlich niedriger liegt. Die Tracerkonzentration sollte auf der anderen Seite allerdings nicht beliebig erhöht werden, da bei sehr hohen Konzentrationen die Laserstrahlung den Sprühstrahl nicht vollständig durchdringen und somit nur ein Teil des Einspritzstrahls erreicht werden kann.

Neben der Erhöhung der Teilchendichte bietet sich nach Gleichung 3.5 an, die Pulsenergie des Lasers zu steigern. Abbildung 6.3 zeigt dazu den Einfluss der Strahlintensität auf das Strahlprofil des Lasers und die sich daraus ergebende Halbwersbreite für eine Einzellinie. Verwendet wird ein frequenzvervierfachter Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 266 nm, dessen Strahl mit einer Zylinderlinse ($f = 310$ mm) fokussiert wird. Aus den Intensitätsprofilen und dem Diagramm auf der rechten Seite ist ersichtlich, dass die Linienbreite mit steigender Intensität des eingestrahnten Laserlichts anwächst, während die Peakintensität degressiv ansteigt und für hohe Bestrahlungsstärken ab etwa 1 J/cm^2 nur geringe Veränderungen aufweist. Sofern die Annahme zutrifft, dass Strahlstruktur und -zerfall nicht durch die Laserstrahlung beeinflusst werden, ist dieser Effekt auf die photo-physikalischen Eigenschaften des Tracermoleküls zurückzuführen. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten ist die Sättigung der Phosphoreszenzanregung, eine andere die bei ausreichender Tracerkonzentration steigende Wahrscheinlichkeit für Eigenauslöschung der angeregten Moleküle durch molekulare Stöße. Dies führt entsprechend der Intensitätsver-

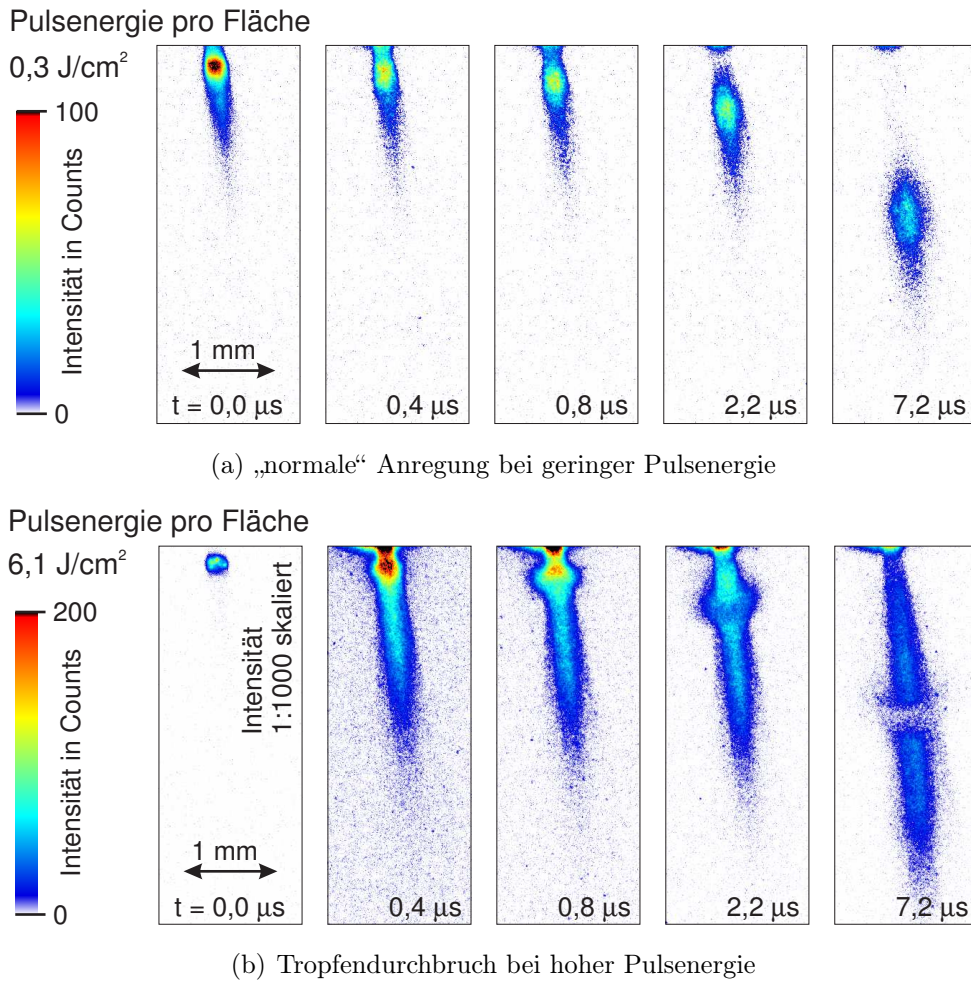


Abbildung 6.4: Bildsequenzen bei unterschiedlicher Pulsenergie der Laserstrahlung; Anregung von $\text{Tb}:(\text{DPA})_3$ in Ethanol bei 248 nm, $w_{\text{Bildverstärker}} = 200 \text{ ns}$, Mittelung über 10 Einzelbilder, Messposition unmittelbar unterhalb der Düse

teilung der Anregungslinie bei verstärkter Eigenauslöschung auf der Linienmitte zu einer relativen Abnahme der Maximalintensität und damit zu einer größeren Halbwertsbreite der Linie.

Abgesehen von der mit steigender Linienbreite einhergehenden Abnahme der Messgenauigkeit ist der Steigerung der Laserintensität aufgrund einsetzenden Tropfendurchbruchs eine Grenze gesetzt. Dazu sind in Abbildung 6.4 die zeitlichen Verläufe des Phosphoreszenzsignals nach Laseranregung entlang einer Linie unterhalb der Düse für unterschiedliche Anregungsenergien dargestellt. Während im Fall der geringen Pulsenergie von $0,3 \text{ J/cm}^2$, Abbildung 6.4(a), die Bewegung der angeregten Tropfen im Zuge der Strahl-

ausbreitung deutlich wird, ist in Abbildung 6.4(b) für $6,1 \text{ J/cm}^2$ Tropfendurchbruch¹ zu beobachten. Zunächst führt die höhere Energiedichte der Laseranregung zum Zeitpunkt der Laseranregung zu einem etwa drei Größenordnungen höheren Signal aus dem Messvolumen im Vergleich zu den späteren Zeitpunkten ab $0,4 \text{ } \mu\text{s}$. Anschließend wird zum einen die Verbreiterung der Anregungslinie aufgrund von Mehrfachstreuung deutlich, die in axialer Richtung auf etwa 2 mm aufweitet. Zum anderen lässt die zusätzliche Fokussierung durch die als Mikrolinsen wirksamen Tropfen offenbar die lokale Pulsenergie über die Schwelle des Tropfendurchbruchs steigen. Innerhalb weniger Mikrosekunden verdunsten bzw. zerplatzen die Tropfen im Messvolumen und führen dort zum Zeitpunkt bei $7,2 \text{ } \mu\text{s}$ zu vollständig ausgelöschter Phosphoreszenz. Bezüglich der Verringerung der Energiedichte kann sich u.U. die Verwendung eines Pulsstreckers oder eines Excimer-Lasers mit einer Pulslänge von etwa 20 ns anstelle des für die Messungen in Abbildung 6.3 eingesetzten Nd:YAG-Lasers mit einer Pulslänge von ca. 5 ns als zielführend erweisen.

Bei gegebener Laserlichtquelle muss daher ein Kompromiss gefunden werden zwischen hoher Ortsauflösung (bei möglichst geringer Laserintensität) und ausreichend hohem Signal-zu-Rausch Verhältnis (bei entsprechender höherer Pulsenergie). Zusätzlich kann bei gegebener Lichtquelle die lokale Laserintensität durch die Lage der Einzelfoki der Anregungslinien sowie die Breite des Lichtschnitts in begrenztem Maß den Erfordernissen entsprechend angepasst werden.

Da die Phosphoreszenz ein vergleichsweise langlebiger Prozess ist, der bei Vernachlässigung photochemischer Effekte (durch Radikalenbildung o.Ä.) unabhängig von Dauer und Intensität des Laserpulses betrachtet werden kann, beeinflusst die Belichtungszeit direkt das *SNR* bzw. die Signalintensität. Diese kann bei einem linearen Zusammenhang zwischen einfallenden Photonen und ausgelesenem Intensitätswert des Kamerasystems und idealem Öffnungsverhalten des Bildverstärkers als linear proportional zur Belichtungszeit betrachtet werden. Allerdings muss bei der Untersuchung von strömenden Fluiden wiederum ein Kompromiss gefunden werden, wie Abbildung 6.5 veranschaulicht. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf des maximalen Phosphoreszenzsignals und der entsprechenden Linienbreite für Belichtungszeiten w des Bildverstärkers von $0,2 \text{ } \mu\text{s}$ bis $1,0 \text{ } \mu\text{s}$ am Beispiel einer Einzellinie. Wie schon in Abbildung 6.2 gezeigt wurde, nimmt die Signalintensität aufgrund der dispergierenden Fluidelemente im Verlauf der Strahlausbreitung ab. Eine längere Belichtungszeit äußert sich in deutlich höherem Phosphoreszenzsignal. Fer-

¹Eine lokal sehr hohe Intensität der Laserstrahlung, in Sprays mitunter verursacht durch Fokussierung innerhalb der Tropfen, kann zur Ausbildung eines Plasmas führen. Dieser Vorgang wird als Luft- bzw. Tropfendurchbruch bezeichnet

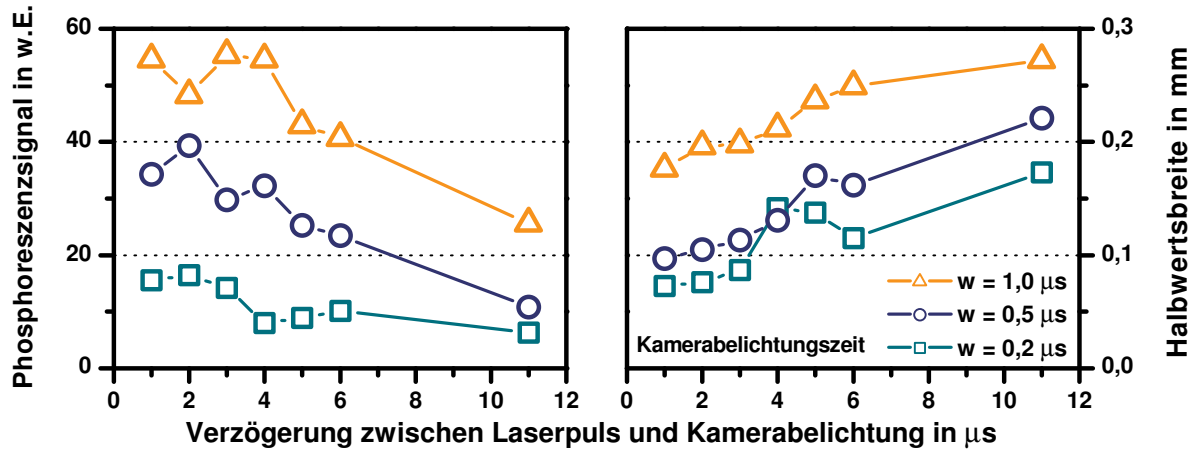


Abbildung 6.5: Effekt von Belichtungszeit und Verzögerung auf die detektierte Intensität und Breite der Anregungslinie unmittelbar unterhalb der Düse; Anregung einer Einzellinie bei 248 nm unter Verwendung einer sphärischen Linse mit $f = 200 \text{ mm}$; $p_{\text{Kraftstoff}} = 215 \text{ bar}$, $p_{\text{Umgebung}} = 5 \text{ bar}$ bei Belichtungszeit w von 0,2, 0,5 und $1,0 \mu\text{s}$

ner nimmt die Profildbreite wegen der Tropfenbewegung zu und es ergibt sich zwischen Belichtungszeiten von $0,2 \mu\text{s}$ und $1,0 \mu\text{s}$ etwa eine Verdopplung der Linienbreite. Offenbar überwiegt zu späteren Zeitpunkten der Einfluss der Linienverbreiterung im Zuge der Tropfenausbreitung, da das Verhältnis der Linienbreiten abnimmt und die absoluten Werte sich einander annähern. Untersuchungen mit hohem Einspritzdruck erfordern aufgrund der zunehmenden Tropfengeschwindigkeit am Düsenaustritt kurze Belichtungszeiten.

Optimal schmale Linienstrukturen lassen sich durch reduzierte Pulsenergie der Laseranregung sowie kurze Belichtungszeiten der Kamera realisieren. Beide Maßnahmen verschlechtern jedoch die Signalintensität und damit das Signal-zu-Rausch Verhältnis, so dass für jede Anwendung ein Kompromiss bei der Wahl dieser Parameter gefunden werden muss.

6.2 Tropfengeschwindigkeiten im Deseleinspritzstrahl

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen in der Flüssigphase bei Dieseldirekteinspritzung vorgestellt und diskutiert. Zunächst erfolgt ein Vergleich der in Kapitel 5 vorgestellten Auswertelgorithmen anhand von exemplarischen Bildern aus Untersuchungen unter atmosphärischen Randbedingungen. Anschließend wird der Einfluss verschiedener Umgebungsparameter wie Kraftstoff- und Umgebungsdruck auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flüssigphase analysiert. Ferner wird der zeitliche

Verlauf der Tropfengeschwindigkeit über die Einspritzdauer für unterschiedliche Versuchsrandbedingungen untersucht und abschließend die Anwendung von LFT unmittelbar am Düsenaustritt und das 2D-Strömungsfeld im Spray gezeigt.

6.2.1 Vergleich der Auswertalgorithmen

Exemplarische Doppelbilder im Einzelschuss unter atmosphärischen Randbedingungen zeigt Abbildung 6.6, ermittelt in einem Versuchsaufbau gemäß Abbildung 4.6 von Seite 47. Die Anregung des Tracers Tb:(DPA)₃ erfolgt mit einem KrF-Excimer Laser bei 248 nm. Dargestellt ist die Strahlkeule eines Ethanol-Sprays aus einem Common-Rail Injektor mit 1-Lochdüse und einem Bohrungsdurchmesser von 160 µm. Die Ansteuerdauer der Injektorendstufe Δt_{ASD} liegt bei 1,0 ms, der Zeitpunkt der Aufnahme des ersten Bildes ist 0,4 ms nach dem physikalischen Einspritzbeginn. Die Belichtungszeit der beiden Bilder beträgt jeweils 1 µs mit einem effektiven Zeitabstand von 11 µs. Dass die Strahlkeule bei vertikaler Düsenbohrung nicht exakt auf der Symmetrieachse der Düse liegt, sondern einen Winkel von etwa 4° zu dieser aufweist, kann auf fortgeschrittenen Verschleiß der Düsenbohrung bzw. des Nadelsitzes zurückgeführt werden und wird in weiteren Untersuchungen bei unterschiedlichen Randbedingungen und Kraftstoffen ebenfalls beobachtet. Für die Applikation von LFT sind allerdings weder die Beschaffenheit der Düse noch Asymmetrien des Einspritzstrahls von Bedeutung.

Aufgrund der großen Eindringtiefe kann die Strahlkeule bei der geringen Umgebungsdichte mit der gewählten Anregungs- und Detektionsoptik nicht vollständig erfasst werden, weshalb die Messposition bzw. der Abstand der Laserlinien zur Düsen spitze variiert wird. Zum einen wird ein möglichst geringer Abstand der ersten Anregungslinie zur Strahlwurzel realisiert, vgl. Abbildung 6.6(a), während der etwas stärker aufgeweitete Bereich in Abbildung 6.6(b) einige Zentimeter in Ausbreitungsrichtung unterhalb der Düse angeregt wird. Insbesondere die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den schnellen Tropfen in der Strahlmitte und dem deutlich dünneren Randbereich nur geringer Verschiebung lässt bereits qualitativ ein ausgeprägtes Geschwindigkeitsprofil orthogonal zur Strahlachse erkennen. Die schlanke Strahlkeule nahe der Düsen spitze lässt dagegen die Auflösung der radialen Geschwindigkeitsverteilung nicht zu. Erst ab ca. 20 mm unterhalb der Düsen spitze kann in Abbildung 6.6(a) der Zerfall der Strahlkeule in einzelne Ligamente aufgelöst werden, die auch in Abbildung 6.6(b) beobachtet werden. Anhand dieser natürlichen Strukturen im Spray ist es möglich, die zweidimensionale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen zu bestimmen, auch wenn die Anregung nur entlang paralleler Linien erfolgt. Theoretisch kann, in Analogie zu den Knotenpunkten bei Anregung einer Gitterstruktur,

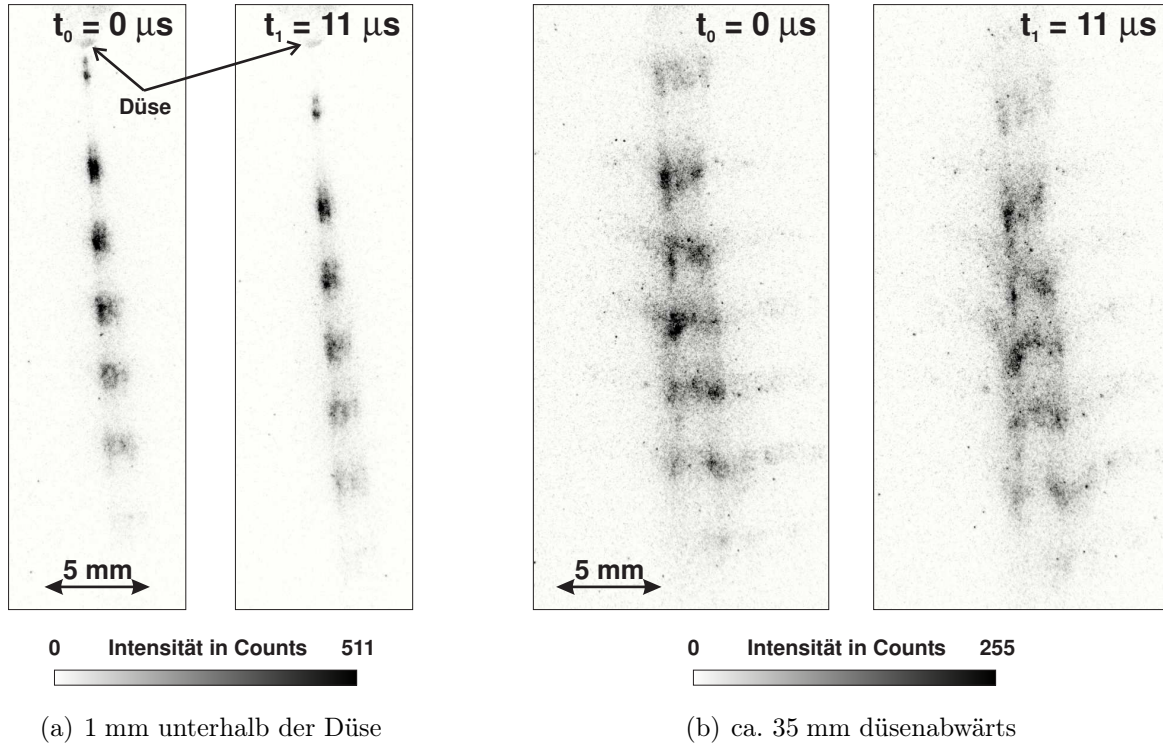
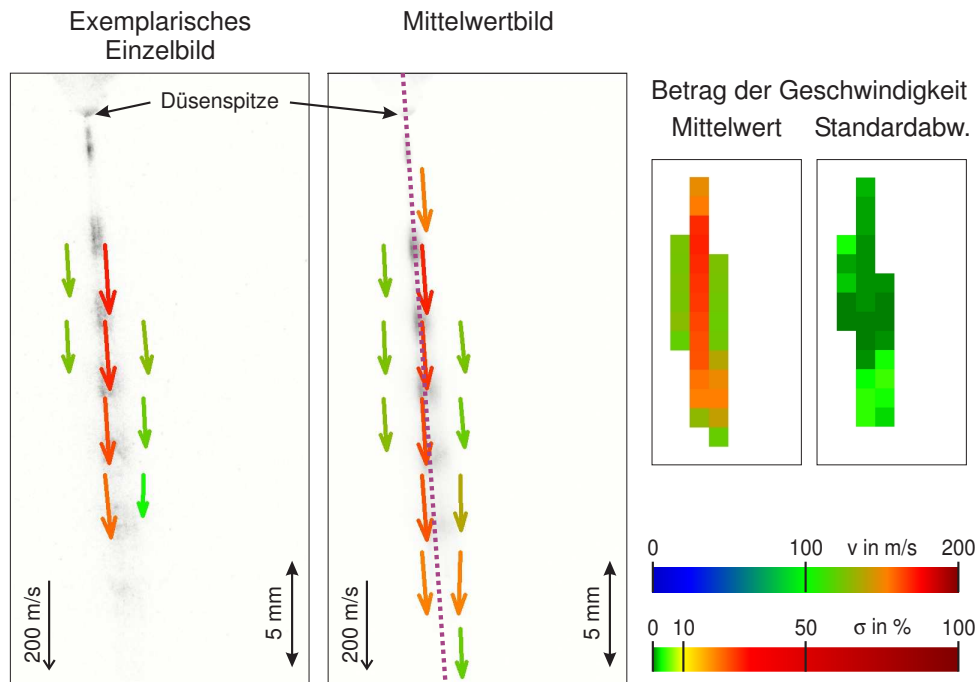


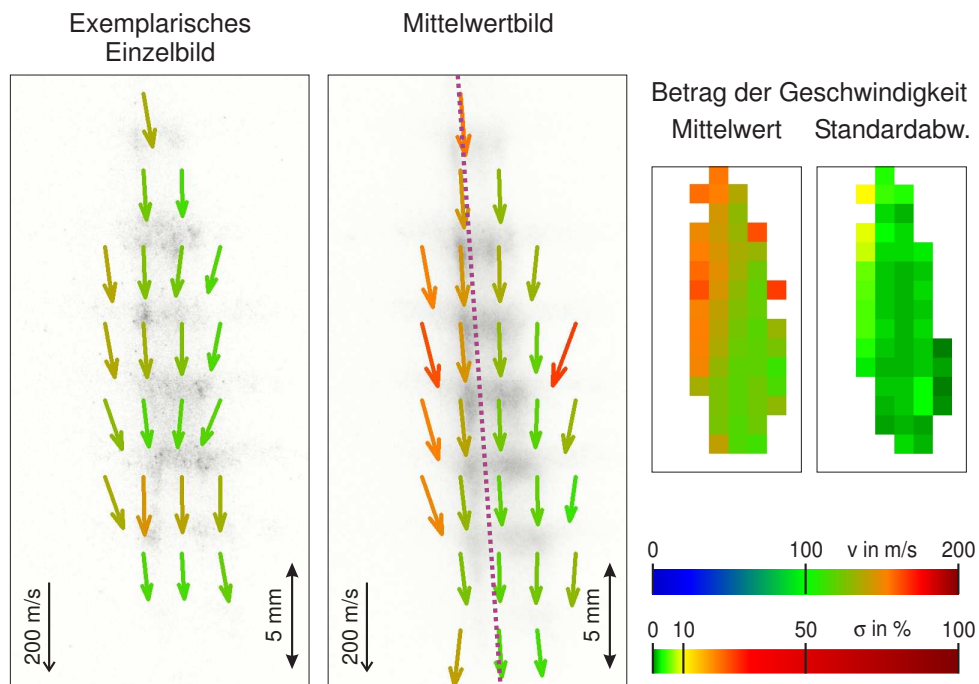
Abbildung 6.6: Exemplarische LFT-Doppelbilder eines Dieseleinspritzstrahls in Raumluft bei $p_{\text{Umgebung}} = 1 \text{ bar}$ und $T_{\text{Umgebung}} = 293 \text{ K}$; Aufnahmezeitpunkt nach physikalischem Einspritzbeginn $t_{\text{nESB}} = 0,4 \text{ ms}$; Tracer/Kraftstoff: $10^{-4} \text{ mol/l Tb:(DPA)}_3$ in Ethanol, $p_{\text{Kraftstoff}} = 200 \text{ bar}$

jedem dieser einzelnen Tropfenpakete ein Geschwindigkeitsvektor zugeordnet werden. Die Bestimmung der 2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung mit Hilfe des genannten Optical Flow Algorithmus (GIV) ist daher gerechtfertigt und wird mit den Ergebnissen der Auswertung mit Kurvenanpassung verglichen.

Die Abbildungen 6.7(a) und 6.7(b) zeigen jeweils exemplarische Ergebnisse der Einzelauswertung und das entsprechende gemittelte Vektorfeld aus 20 Einzelmessungen bei Auswertung mit dem Optical Flow Algorithmus. Bei der Einzelauswertung ist jeweils das erste Bild der Aufnahmesequenz dargestellt. Zusätzlich sind Mittelwert und die auf den Mittelwert bezogene Standardabweichung des Geschwindigkeitsbetrages in der angegebenen Farbskala dargestellt. Die punktierten Linien in den gemittelten Vektorbildern dienen zur Orientierung und bezeichnen die Profillachsen, entlang derer die Ergebnisse der beiden vorgestellten Auswertemethoden miteinander verglichen werden, wie weiter unten ausgeführt ist. Der erste Berechnungsschritt der Optical Flow Auswertung ist für diese



(a) Ergebnisse mit GIV direkt unterhalb der Düsen Spitze



(b) Ergebnisse mit GIV 35 mm unterhalb der Düsen Spitze

Abbildung 6.7: Ergebnis der Auswertung mit Optical Flow Algorithmus (GIV); $p_{\text{Umgebung}} = 1 \text{ bar}$ und $T_{\text{Umgebung}} = 293 \text{ K}$; Aufnahmezeitpunkt nach physikalischem Einspritzbeginn $t_{\text{nESB}} = 0,4 \text{ ms}$; Tracer/Kraftstoff: $10^{-4} \text{ mol/l Tb:(DPA)}_3$ in Ethanol, $p_{\text{Kraftstoff}} = 200 \text{ bar}$

Bilder mit Hilfe der internen Funktionsbibliothek der Software DaVis² durchgeführt worden. Die anschließende Minimierung der Intensitätsdifferenzen erfolgt auf einem Gitter mit einem Abstand der Stützstellen der B-Splines von 64 Pixeln und entspricht in etwa dem halben Linienabstand, siehe auch [66]. Die Ortsauflösung des Geschwindigkeitsfeldes ergibt sich zu 1,8 mm. Der Korrelationskoeffizient nach Gleichung 5.23 auf Seite 74 beträgt für die Analyse des Bildausschnitts unterhalb der Düsen spitze im Mittel 0,95 und für die Ergebnisse in Abbildung 6.7(b) etwa 0,86. Die etwas schlechtere Korrelation im stärker zerfallenen Strahl kann in erster Linie auf das etwas geringere *SNR* zurückgeführt werden, da hier das detektierte Phosphoreszenzsignal aufgrund der fortgeschrittenen Zerstäubung und des geringeren Flüssigkeitsanteils schwächer wird und sich das Rauschen des Bildverstärkers deutlicher bemerkbar macht.

Die ermittelte Geschwindigkeitsverteilung zeigt für beide untersuchten Bereiche des Sprays eine gerichtete, nahezu eindimensionale Strömung mit Ausbreitungsrichtung entlang der Strahlmittelachse. Die gemittelte Geschwindigkeit am Düsenaustritt liegt mit 150 m/s weit unterhalb der Geschwindigkeit für reibungsfreie Strömungen nach Bernoulli von 225 m/s. Zwar steigt die Tropfengeschwindigkeit in axialer Richtung zunächst leicht an und erreicht etwa 4 mm unterhalb der Düsen spitze einen Maximalwert von 170 m/s, fällt anschließend mit zunehmender Entfernung von der Düse jedoch wieder ab. Da für die Ausbreitungsgeschwindigkeit die instantane Druckdifferenz zwischen Düse und Umgebung als treibende Kraft gilt [23], kann vermutet werden, dass die Einspritzung bei vernachlässigbaren Schwingungseffekten innerhalb des Einspritzsystems zu dem betrachteten Zeitpunkt nicht stationär ist.

Die Ausbildung eines Geschwindigkeitsprofils in radialer Richtung kann zumindest in den Ergebnisbildern unmittelbar unterhalb der Düsen spitze nicht aufgelöst werden, da hier die Abmessung des Laserstrahls ungefähr der Breite des Sprays entspricht, weshalb aufgrund des hohen Flüssigphasenanteils und der geringen Zerstäubung ein nahezu homogenes Phosphoreszenzsignal ohne nennenswerte Struktur detektiert wird. Sowohl die unzureichende Struktur des Lumineszenzsignals als auch die bei der geringen Datendichte zu wählende relativ grobe Gitterauflösung von 64 Pixeln verhindern die Analyse der radialen Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 6.7(a). Im Gegensatz dazu kann jedoch die qualitative Aussage der Verschiebung in Ausbreitungsrichtung aus Abbildung 6.6(b) durch die Ergebnisse in Abbildung 6.7(b) bestätigt werden. Die Tropfen im Randbereich bewegen sich mit etwa 100 m/s langsamer als der dichte innere Strahlkern und zeigen das

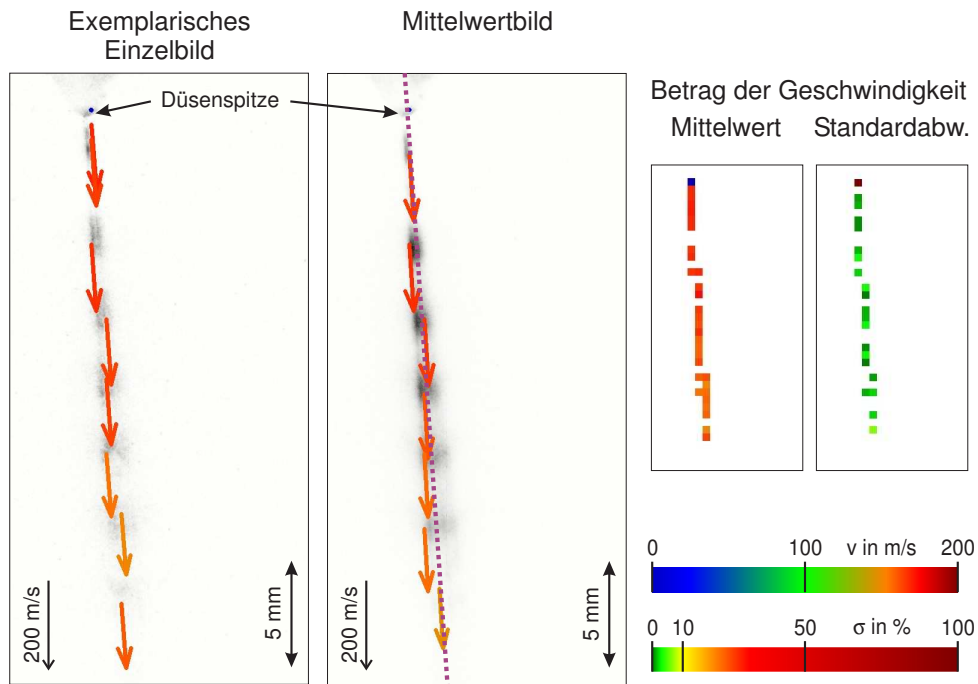
²Version 7.0, iterative Verkleinerung der Auswertefenster von 512 auf 128 Pixel Kantenlänge bei 50 % Fensterüberlappung und jeweils zwei Berechnungsschritten bei gleicher Fenstergröße

in [30] für sehr kleine Tropfen beschriebene Verhalten, der durch die Tropfenausbreitung induzierten Bewegung der Gasphase in das Sprayinnere zu folgen.

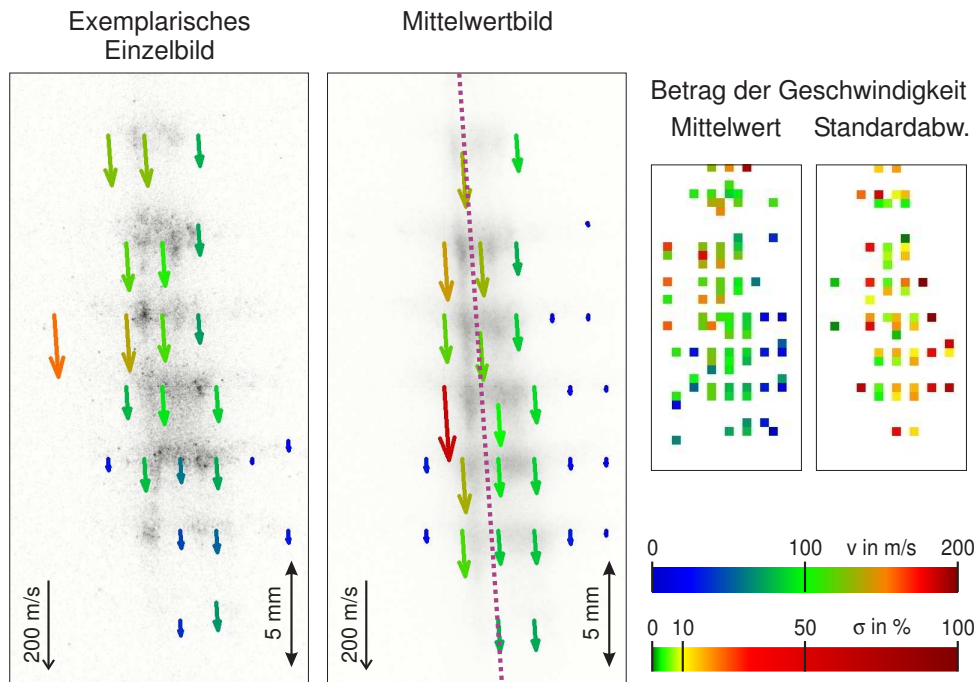
In Abbildung 6.7(b) ist eine entlang der Laserlinien leicht asymmetrische Ausbreitung der Tropfen zu beobachten, da auf der linken Seite des Sprays geringfügig höhere Geschwindigkeiten auftreten. Dies deutet neben der schräg verlaufenden Strahlkeule zusätzlich auf ein nicht optimales Öffnungsverhalten bzw. eine asymmetrische Lage der Düsennadel hin. Diese Asymmetrie spiegelt auch die Darstellung des Geschwindigkeitsbetrags und die auf den Mittelwert bezogene Standardabweichung in Abbildung 6.7(b) wider. Der linke Teil des Sprays weist mit ca. 145 m/s die betragsmäßig höheren Geschwindigkeiten bei gleichzeitig geringfügig erhöhten zyklischen Schwankungen auf, während im rechten Teil der Strahlkeule die Tropfengeschwindigkeiten mit 110 bis 130 m/s auf einem niedrigeren Niveau liegen. Die Tropfenausbreitung am Düsenaustritt zeigt erwartungsgemäß die geringsten Schwankungen von im Mittel 1,8 % entlang der in Abbildung 6.7(a) eingezeichneten Linie. Einige Zentimeter weiter entfernt von der Düsen Spitze steigt die mittlere Standardabweichung des Geschwindigkeitsbetrages auf etwa 4 % im Bereich der hohen Geschwindigkeiten an. Dabei wird mit 10 % die größte Abweichung nahe dem oberen Bildrand erreicht, während die Schwankungen etwas weiter in Ausbreitungsrichtung auf Werte um 2 % abfallen. Im rechten Teil des Sprays unterliegt die Strömung nur geringen relativen Standardabweichungen von im Mittel ca. 1,9 %.

Die Genauigkeit der Optical Flow Auswertung ist für diese Anwendung nicht explizit bestimmt worden, es kann allerdings davon ausgegangen werden, dass die Auswertung nicht wesentlich geringere Fehler aufweisen wird als die beobachtete Schwankungsbreite auf der zentralen Achse des Sprühstrahls mit einer Abweichung von etwa 1,8 %. Daher ist diese relative Abweichung als obere Grenze für die zyklischen Schwankungen der Geschwindigkeiten an dieser Stelle zu betrachten.

Dass die 2D-Korrelation des Optical Flow Algorithmus eine dominierende Ausbreitungsrichtung der Tropfen entlang den in den Abbildungen 6.7(a) und 6.7(b) dargestellten Strahlachsen ermittelt, unterstützt die Berechtigung der Vernachlässigung der radialen Geschwindigkeitskomponente bei der 1C/2D-Auswertung mittels Kurvenanpassung. Die Ergebnisse dieses Ansatzes sind in den Abbildungen 6.8(a) und 6.8(b) dargestellt. Die Verteilung des mittleren Geschwindigkeitsbetrages und dessen relative Standardabweichung ergibt sich aus der Mittelung der Vektorbilder aus Einzelauswertung. Die für die Auswertung gewählte Breite der Profile, d.h. der Bereich, über den ein gemittelttes Intensitätsprofil berechnet wird (vgl. Abbildung 5.1 auf Seite 58), entspricht der mittleren Halbwertsbreite der Peaks in den Intensitätsprofilen und bestimmt die radiale Ortsauflö-



(a) Ergebnisse mit Kurvenanpassung direkt unterhalb der Düsen Spitze



(b) Ergebnisse mit Kurvenanpassung 35 mm unterhalb der Düsen Spitze

Abbildung 6.8: Ergebnis der Auswertung mit Kurvenanpassung; $p_{\text{Umgebung}} = 1 \text{ bar}$ und $T_{\text{Umgebung}} = 293 \text{ K}$; Aufnahmezeitpunkt nach physikalischem Einspritzbeginn $t_{\text{nESB}} = 0,4 \text{ ms}$; Tracer/Kraftstoff: $10^{-4} \text{ mol/l Tb:(DPA)}_3$ in Ethanol, $p_{\text{Kraftstoff}} = 200 \text{ bar}$

sung der Geschwindigkeitsverteilung. Für die Bilder unterhalb der Düse ergibt sich mit einer Profilbreite von 51 Pixeln die Ortsauflösung zu 1,4 mm und für die Ergebnisse in Abbildung 6.8(b) bei einer Mittelung über 61 Pixel zu 1,7 mm.

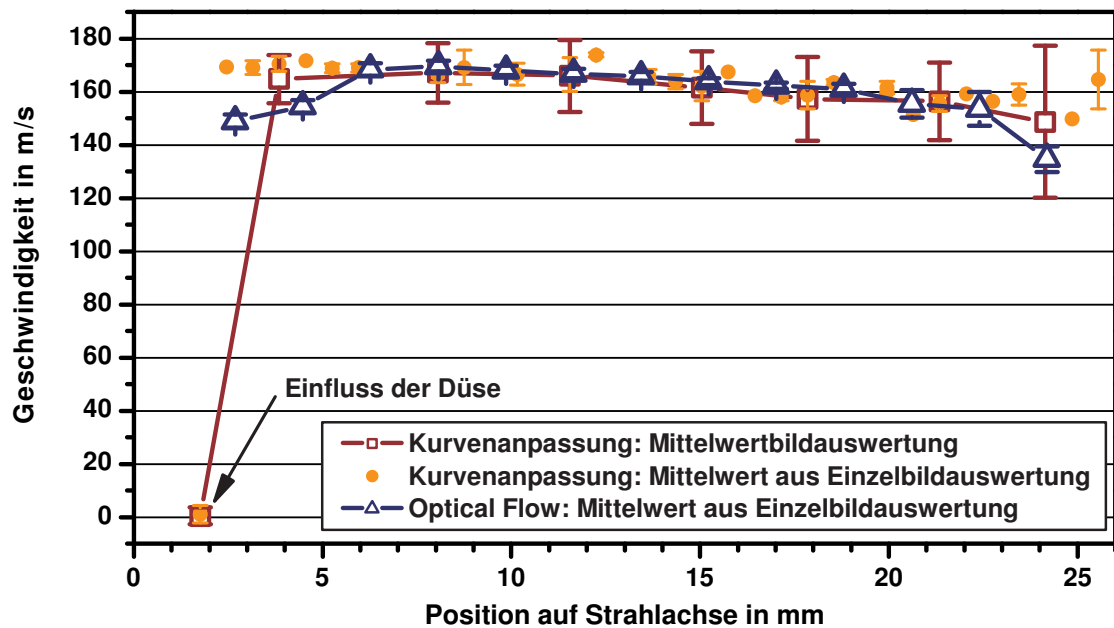
Die nicht gefüllten Bereiche in der Darstellung des Geschwindigkeitsbetrages in den Abbildungen 6.8(a) und 6.8(b) rühren von der im Auswertalgorithmus implementierten Generierung des Vektorbildes her, die die Gitterauflösung des Vektorbildes stets entsprechend der halben Ortsauflösung wählt, also in diesem Beispiel 25 Pixel bzw. 30 Pixel, und somit nicht alle Gitterpunkte im Vektorbild besetzt werden. Ferner führt die relativ große Ungenauigkeit des zur Ansteuerung der Geräte verwendeten TTL-Boards ($\approx 2 \mu\text{s}$) zu zeitlichen Schwankungen zwischen Laseranregung und Kameraaufnahme und damit zu einer Streuung der Vektorpositionen. Denn anders als bei der Korrelation auf einem ortsfesten Gitter wird die Position der Vektoren bei der 1C/2D-Auswertung durch die Lage des jeweiligen Intensitätspeaks in der ersten Aufnahme bestimmt.

Die Strömung der Flüssigphase am Düsenaustritt zeichnet sich durch hohe Geschwindigkeiten mit geringen axialen Gradienten aus, da die Tropfen über eine Strecke von 25 mm von anfänglich 169 m/s nur um etwa 20 m/s bzw. 12 % abgebremst werden. Mit Ausnahme des der Düsenspitze zugeordneten Geschwindigkeitsvektors am oberen Bildrand und der Tropfengeschwindigkeit am unteren Rand des Bildausschnitts liegt die Standardabweichung mit 2,0 % sehr nahe an dem mit dem Optical Flow Algorithmus ermittelten Wert von 1,8 %. Wie in Abbildung 6.8(b) bei größerem Abstand von der Düse deutlich wird, sind ausgeprägte Unterschiede zwischen der Vektorverteilung der Einzelbildauswertung und dem gemittelten Vektorfeld zu beobachten, woraus die relativ hohen Zyklusschwankungen von 13 % im dichten Strahlkern resultieren. Zu den Rändern hin steigt die Standardabweichung tendenziell an, auf der rechten Seite werden Abweichungen bis zu 95 % erreicht. Die bereits beobachtete Asymmetrie der radialen Geschwindigkeitsverteilung wird durch die geringfügig höheren Geschwindigkeiten im linken Bereich des Sprays auch bei der Auswertung mit Kurvenanpassung wiedergegeben, während das Geschwindigkeitsniveau mit 128 m/s bei etwas höherer Standardabweichung etwas niedriger ist als bei der GIV-Auswertung, siehe auch Abbildung 6.9(b) auf Seite 93. Weiterhin ist auffällig, dass deutlich höhere radiale Geschwindigkeitsgradienten aufgelöst und die Geschwindigkeiten außerhalb des dichten Strahlkerns in den Bereichen sehr geringer Tropfenanzahldichte zu 10 m/s bis 50 m/s bestimmt werden. Auch wenn die Ungenauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung bei geringer Ortsverschiebung nach Gleichung 5.20 auf Seite 71 steigt, liefert die Auswertung mit Kurvenanpassung die Geschwindigkeitsverteilung in Gebieten großer Gradienten mit höherer Genauigkeit als die 2C/2D-Korrelationsmethode. Demgegenüber

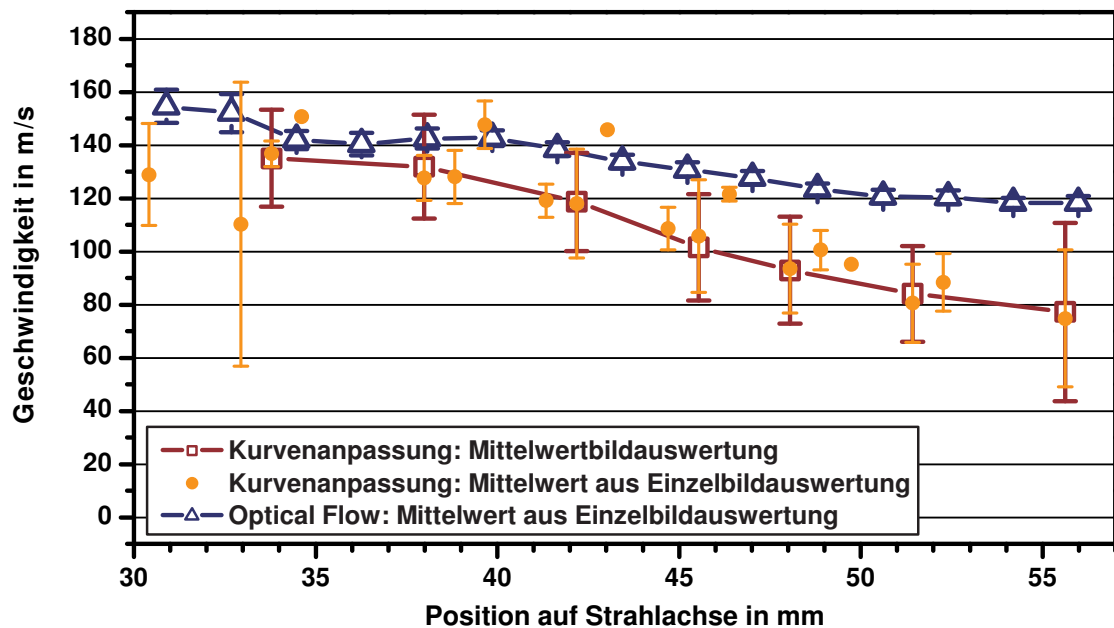
steht der Nachteil, dass das Verfahren sensitiv auf die Analyse des Intensitätsprofils und insbesondere die Anzahl der anzupassenden Verteilungskurven reagieren kann. Der Optical Flow Algorithmus erweist sich als besser geeignet, wenn die Intensitätsverteilung aufgrund einer ausgeprägten Struktur der Flüssigphase starken örtlichen Schwankungen unterworfen ist und in Intensitätsprofilen keine eindeutigen Maxima zugeordnet werden können.

Zur Verdeutlichung sind abschließend die Ergebnisse beider Auswertemethoden in Abbildung 6.9 gegenübergestellt. Verglichen wird jeweils der gemittelte Betrag der Geschwindigkeit mit Standardabweichung entlang der in den oben gezeigten Abbildungen eingezeichneten punktierten Linie aus der Einzelauswertung. Zusätzlich ist das Ergebnis der Kurvenanpassung aus dem Mittelwertbild der Intensitätsverteilung dargestellt, der Fehlerbalken bezeichnet dabei jedoch nicht die Standardabweichung, sondern gibt die nach Gleichung 5.20 ermittelte Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung an. Diese liegt bei Annahme des Parameters X von 10 % im Bereich zwischen 5 % ($\hat{=}$ 9 m/s nahe der Düse) und 19 % ($\hat{=}$ 29 m/s etwa 22 mm von der Düse entfernt). Die Unterschiede der Ergebnisse der zwei Kurven bzw. der Punkteschar sind mit Ausnahme des Bildrandes und eines Punktes ca. 9 mm unterhalb der Düsen spitze kleiner als 5 m/s und damit im Rahmen der Messgenauigkeit vernachlässigbar. Auffällig ist die moderate Abnahme der Geschwindigkeiten im Randbereich des Bildausschnitts im Fall des Optical Flow Algorithmus, die dort mit sinkendem SNR einhergeht. Die hohe Differenzgeschwindigkeit am Düsenaustritt mit einer maximalen Tropfengeschwindigkeit von 169 m/s wird im Fall der Mittelwertbildauswertung mit der Methode der Kurvenanpassung gut wiedergegeben. Bei einigen Einzelbildern ist der Geschwindigkeitsgradient mitunter größer. Die Ergebnisse aus der gemittelten Einzelauswertung und der Mittelwertbildauswertung stimmen sehr gut überein.

Wesentliche Abweichungen sind in Abbildung 6.9(b) zu sehen. Zum einen steigen Standardabweichung der Einzelbilder und Messungenauigkeit der Mittelwertbildauswertung deutlich an, zum anderen markiert letztere tendenziell die Untergrenze der ermittelten Geschwindigkeiten aus der 1C/2D-Kurvenanpassung, obgleich die Differenz der Ergebnisse beider Methoden sich innerhalb der Grenzen von Standardabweichung bzw. Genauigkeit mit Werten von 15 m/s und 21 m/s bewegt. Generell sind die „1D“-Geschwindigkeiten abgesehen von dem Bereich der ersten markanten Anregungslinie im oberen Drittel des Bildausschnitts in Abbildung 6.7(b) bzw. 6.8(b) um 20 m/s bis 40 m/s niedriger als bei der Auswertung des Optical Flow. Hierbei ist die Strömung auf der Strahlmittellachse für beide Bildausschnitte nur geringen zyklischen Schwankungen unterworfen und zeichnet



(a) 0 mm bis ca. 25 mm unterhalb der Düsen Spitze



(b) ca. 30 mm bis 55 mm unterhalb der Düsen Spitze

Abbildung 6.9: Vergleich der Auswertealgorithmen; die Fehlerbalken geben bei der Auswertung der Mittelwertbilder die Genauigkeit der Kurvenanpassung an; im Falle der Einzelbildauswertung kennzeichnen die Symbole und Fehlerbalken Mittelwerte und Standardabweichungen.

sich durch eine recht gleichmäßige Verzögerung der Tropfenausbreitung über fast 50 mm von 30 % aus. Die auffallend großen Unterschiede der Geschwindigkeiten und zyklischen Abweichungen zwischen beiden Algorithmen lassen sich so erklären, dass bei ausgeprägter 2D-Struktur der Intensitätsverteilung die Kurvenanpassung zunehmend fehlerhaft sein kann, da zwar einerseits Gradienten in axialer als auch in radialer Richtung exzellent nachgebildet werden können, das Verfahren andererseits jedoch sensitiv auf Hintergrundrauschen reagiert. Eine genaue Abbildung des Intensitätsverlaufs durch eventuell zusätzlich definierte Peaks, die den Untergrund abbilden, muss im Einzelfall geprüft werden.

Die Unterschiede zwischen der Auswertung von Einzelbildern mit anschließender Mittelung und den Ergebnissen der Mittelwertbildauswertung sind den Abbildungen 6.8 bzw. 6.9 gemäß recht gering und liegen deutlich innerhalb der Toleranz der Auswertegenauigkeit X von 10 %. Meist sind die Ergebnisse bei der Mittelwertbildauswertung von höherer Genauigkeit als dieser Schätzwert, vgl. Abschnitt 5.1.3, zumal die geringen zyklischen Schwankungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit für die folgenden Untersuchungen weiterhin die Auswertung von Mittelwertbildern rechtfertigen. Die Einzelbildauswertung mit Hilfe des Optical Flow Algorithmus ergibt Zyklusschwankungen der Dieseleinspritzung unter atmosphärischen Randbedingungen auf der zentralen Strahlachse und nahe der Düse von maximal 2 %. Der Wert stimmt in diesem Bereich mit den Ergebnissen des 1C/2D-Algorithmus der Kurvenanpassung gut überein. Die zyklischen Schwankungen steigen den Ergebnissen des Optical Flow Algorithmus gemäß mit zunehmendem radialen Abstand und steigender Eindringtiefe auf im Mittel 4 % an. Die Kurvenanpassung ergibt bei ausgeprägter Struktur der Intensitätsverteilung deutlich höhere relative Standardabweichungen von etwa 13 % und kann hier offenbar die geringen zyklischen Schwankungen der Kraftstoffeinspritzung nicht auflösen.

6.2.2 Parametervariationen

Nachdem die prinzipielle Anwendung von LFT im Dieselspray im vorherigen Abschnitt unter atmosphärischen Randbedingungen mit Ethanol als Vergleichskraftstoff gezeigt worden ist, soll im Folgenden die Strömung im Dieselspray unter realistischeren Randbedingungen untersucht werden. Der Versuchsaufbau entspricht Abbildung 4.7. Die Ergebnisse aus den mit der Kombination aus Tb:(DPA)₃ und Ethanol durchgeführten Untersuchungen sollen zunächst Messungen unter Verwendung eines nicht-polaren Kraftstoffs gegenüber gestellt werden, in diesem Fall n-Dodekan mit Tb:(tmhd)₃ als Tracermolekül. Aufgrund der geringen Viskosität des Alkohols (siehe Tabelle 4.1) und des daraus resultierenden hohen

Leckagedurchflusses des Injektors ist der Einspritzdruck auf $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 400$ bar begrenzt. Abbildung 6.10 zeigt jeweils die Tropfengeschwindigkeiten zum Zeitpunkt 0,5 ms bzw. 0,7 ms nach Einspritzbeginn für zwei unterschiedliche Einspritzdrücke von 200 bar und 400 bar. Die Dauer der Einspritzung entspricht der Ansteuerdauer der Injektorendstufe von 1,0 ms, der Durchmesser der Düsenbohrung beträgt 160 μm . Die Anregung erfolgt bei 248 nm mit ca. 7 mJ Pulsenergie. Die Ergebnisse basieren auf der Auswertung von Mittelwertbildern über jeweils 10 Einzeleinspritzungen.

Ein Ergebnisvergleich für die Auswertung von Mittelwertbildern und von Mittelwerten der Einzelbilder ergibt ähnlich geringe Abweichungen wie unter atmosphärischen Randbedingungen, vgl. Abschnitt 6.2.1. Die relative Abweichung der Ergebnisse auf der Strahlmittellachse liegt für die Ethanoleinspritzung zwischen 1 % und 3 %, und steigt mit zunehmendem radialen Abstand geringfügig auf Werte bis etwa 7 % an. Die normierte Standardabweichung des Mittelwerts der Einzelbilderergebnisse $\sigma_{\bar{v}}/\bar{v}$, d.h. die zyklische Schwankung der Tropfengeschwindigkeit, wächst entlang der Strahlachse in Ausbreitungsrichtung der Strahlkeule von 4 % auf maximal 15 % ca. 18 mm unterhalb der Düsen Spitze. Im Randbereich des Einspritzstrahls werden größere Zyklusschwankungen (Unterschiede zwischen den einzelnen Einspritzvorgängen) der Ausbreitungsgeschwindigkeit ermittelt, denn die mittlere relative Standardabweichung liegt bei etwa 20 %. Gleiches gilt für die Kombination von n-Dodekan mit Tb:(tmhd)₃. Die Signalintensität ist in diesem Fall jedoch dem in Abbildung 4.5 beobachteten Verhältnis gemäß um etwa eine Größenordnung geringer. Entsprechend sinkt das Signal-zu-Rausch Verhältnis. Die relative Genauigkeit des Mittelwerts liegt für n-Dodekan mit Werten zwischen 2 % und 16 % auf einem den Ergebnissen mit Ethanol vergleichbaren Niveau. Unterschiede zwischen gemittelter Einzelbildauswertung und Ergebnissen der Mittelwertbildauswertung sind für n-Dodekan ebenfalls gering, so dass in Abbildung 6.10 nur die Beträge der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit verglichen werden. Aufgrund unterschiedlicher Konfiguration der Laseranregung sind die Messpunkte in beiden Untersuchungen geringfügig gegeneinander verschoben. Wie in den Vektorbildern bei Einspritzung von n-Dodekan jeweils auf der rechten Seite bei jedem Betriebspunkt zu sehen ist, liegt die erste Anregungslinie unmittelbar unterhalb der Düse, während für Ethanol der kleinste Abstand ca. 3 mm beträgt. Die Position der Düse ist am oberen Bildrand zu erkennen und in beiden Bildausschnitten gleich.

Unterschiede bezüglich der maximalen Tropfengeschwindigkeit nach Bernoulli sind aufgrund der nahezu gleichen Dichte beider Kraftstoffe mit 225 m/s und 231 m/s bzw. 318 m/s und 327 m/s für Ethanol und n-Dodekan bei $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 200$ bar und 400 bar gering. Die höchsten Geschwindigkeiten werden jeweils am Düsenaustritt ermit-

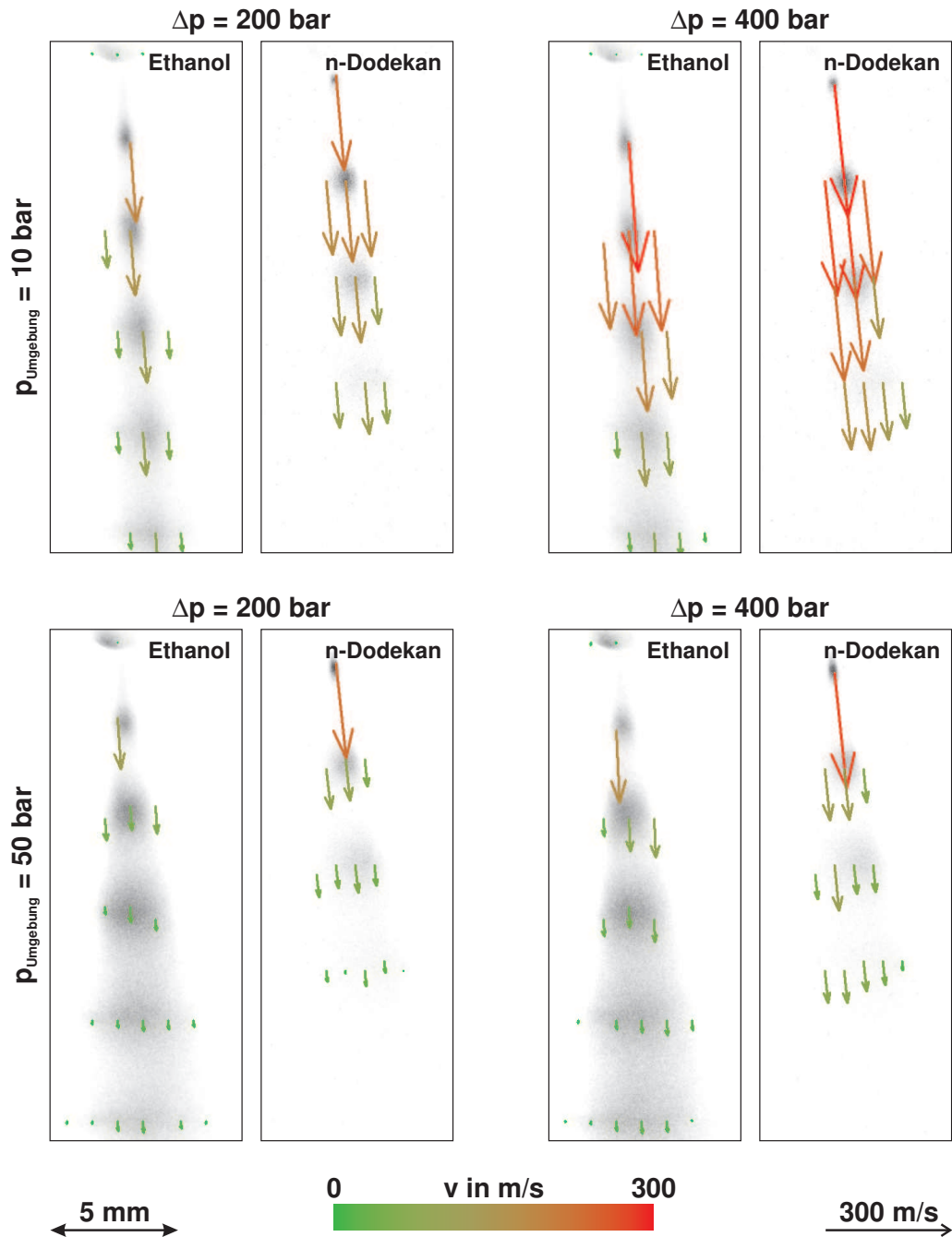


Abbildung 6.10: Tropfengeschwindigkeiten für die Modellkraftstoffe Ethanol mit $\text{Tb}:(\text{DPA})_3$ und n-Dodekan mit $\text{Tb}:(\text{tmhd})_3$ bei unterschiedlichem Einspritz- und Umgebungsdruck, $T_{\text{Umgebung}} = 293 \text{ K}$, $t_{\text{nESB}} = 0,5 \text{ ms}$ und $0,7 \text{ ms}$, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0 \text{ ms}$ für $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 200 \text{ bar}$ bzw. 400 bar

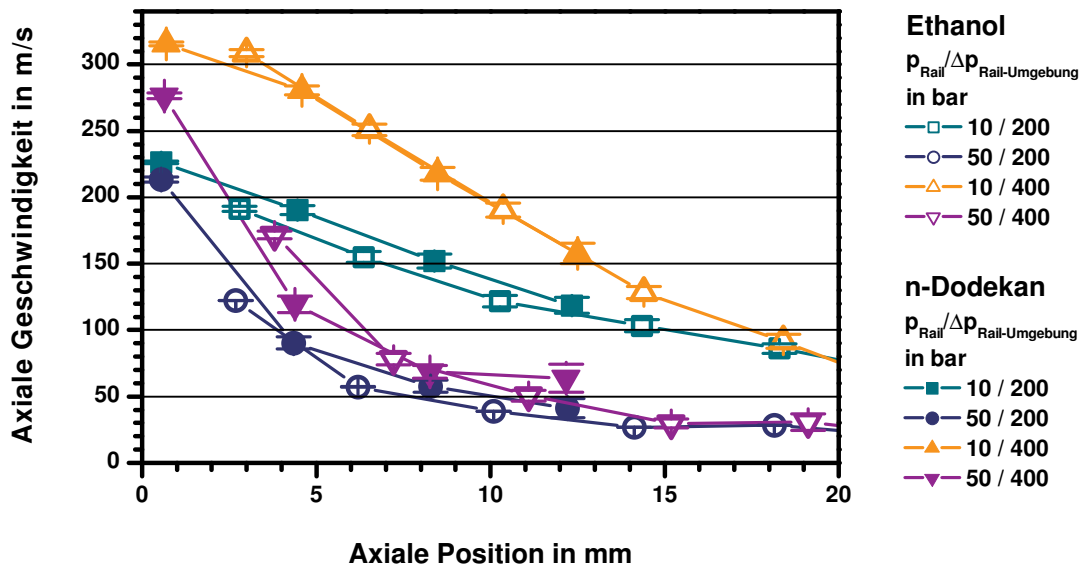


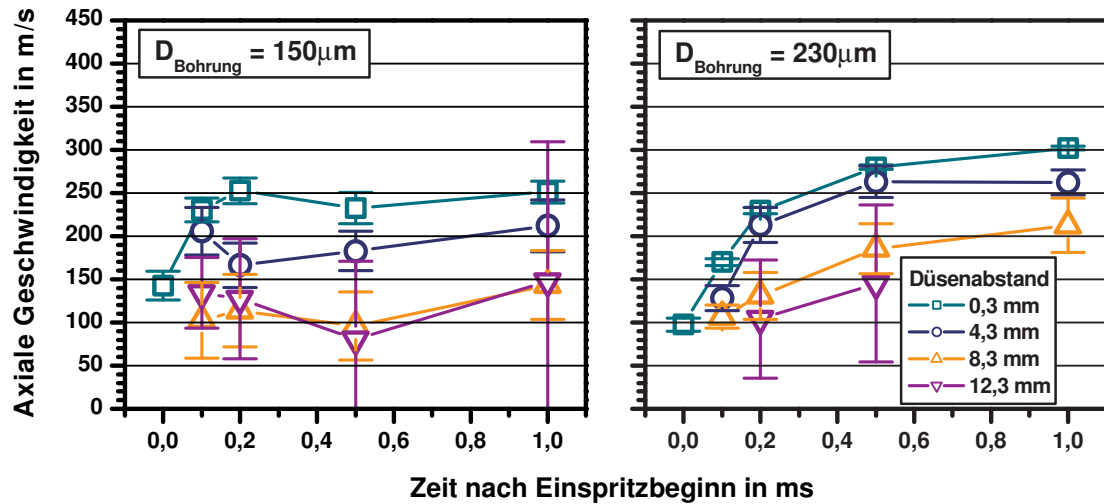
Abbildung 6.11: Axialgeschwindigkeiten für die Modellkraftstoffe Ethanol mit $\text{Tb}:(\text{DPA})_3$ und n-Dodekan mit $\text{Tb}:(\text{tmhd})_3$ bei unterschiedlichen Einspritz- und Umgebungsdrücken, $T_{\text{Umgebung}} = 293 \text{ K}$, $t_{\text{nESB}} = 0,5 \text{ ms}$ und $0,7 \text{ ms}$, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0 \text{ ms}$ für $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 200 \text{ bar}$ bzw. 400 bar ; die Fehlerbalken stellen die Genauigkeit der Kurvenanpassung dar.

telt, wobei für n-Dodekan die Tropfengeschwindigkeit am Düsenaustritt zu mehr als 95 % der Geschwindigkeit für reibungsfreie Einströmung bestimmt wird. Die einzige Ausnahme bildet die Messung bei mehr als 400 bar Druckdifferenz mit etwa 84 %. Dass die Ethanol-einspritzung demgegenüber nahe der Düse geringere Ausbreitungsgeschwindigkeiten zeigt, liegt an dem größeren Abstand zwischen Düse und Messposition. Mit abnehmendem Impulsaustausch (geringe Gasdichte) und steigender Geschwindigkeit am Düsenaustritt (hoher Einspritzdruck) konvergiert die ermittelte Geschwindigkeit der Ethanoltröpfen oder -ligamente gegen $v_{\text{Bernoulli}}$. Wie in der unteren Reihe von Abbildung 6.10 zu sehen ist, führt die höhere Umgebungsdichte zu effektiver Verzögerung der Tropfen und insbesondere innerhalb der ersten Millimeter unterhalb der Düse zu großen Geschwindigkeitsgradienten. Zwar stimmen die Messpositionen beider Untersuchungen nicht exakt überein, jedoch zeigt Abbildung 6.11, dass lineare Interpolation zwischen den entsprechenden Messpunkten zufriedenstellende Resultate liefert. In dem Diagramm ist der Verlauf der axialen Geschwindigkeit auf der Strahlmittelachse über die Länge des Einspritzstrahls aufgetragen. Exakte Übereinstimmung kann bei 400 bar Einspritzdruck und geringer Umgebungsdichte festgestellt werden, während für die anderen Versuchsrandbedingungen die Ausbreitungs-

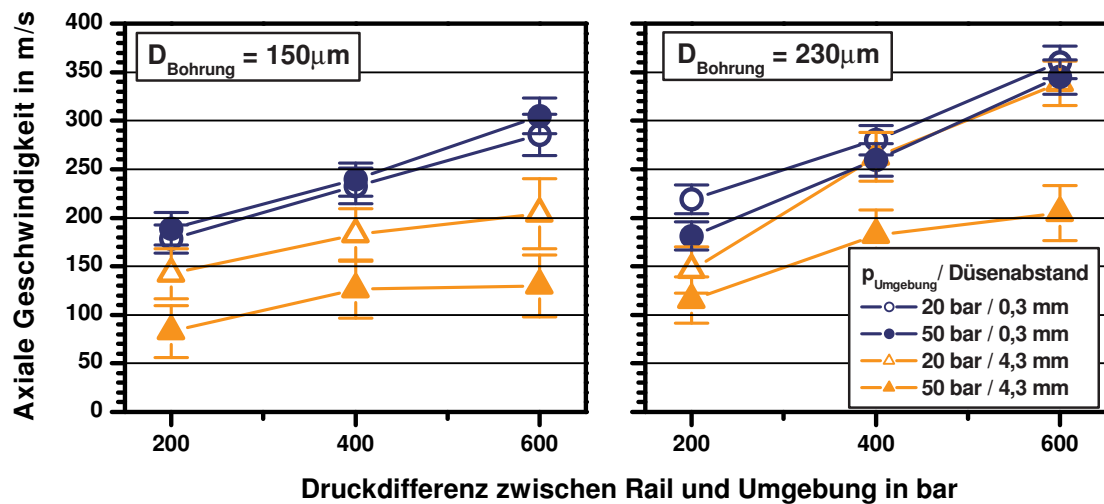
geschwindigkeit des Alkohols tendenziell etwas niedriger liegt als bei der Einspritzung mit n-Dodekan. Auffällig sind ferner die deutlich größeren radialen Geschwindigkeitsgradienten im Fall der Ethanoleinspritzung. Für den Umgebungsdruck von 10 bar und einer Druckdifferenz $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}}$ von 200 bar fällt die im Randbereich ermittelte Geschwindigkeit ab einer Entfernung von etwa 6 mm von der Düse auf weniger als 50 % des Betrags der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Zentrum des Einspritzstrahls ab. Bei höherem Einspritzdruck verschiebt sich dieser Effekt um einige Millimeter weiter in Ausbreitungsrichtung. Sowohl für die höhere Umgebungsdichte als auch bei allen Versuchsrandbedingungen mit n-Dodekan bilden sich kaum radiale Geschwindigkeitsgradienten aus. Erst in einiger Entfernung von der Düsen Spitze ist eine Abnahme der Geschwindigkeiten zum Strahlrand hin zu erkennen, allerdings bei einem recht hohen Messfehler von über 30 %. Geschwindigkeiten unter 10 m/s weisen beim gewählten Δt relative Fehler um 100 % auf. Die geringen Geschwindigkeitsgradienten in radialer Richtung lassen vermuten, dass das Strahlprofil des einfallenden Laserlichts durch Streuung aufgeweitet wird und die präzise Anregung der Tropfen entlang eines radialen Profils verhindert. Bei der Detektion kommt es zusätzlich zu Mittelungseffekten, die radiale Gradienten glätten, vgl. Abschnitt 6.4. Signifikante Unterschiede zwischen beiden Kraftstoffen sind unter den betrachteten Versuchsrandbedingungen bei Raumtemperatur nicht auszumachen. Es kann jedoch erwartet werden, dass schon ein moderater Anstieg der Umgebungstemperatur Verdunstungsverhalten und Ausbreitungsgeschwindigkeit des leichter siedenden Alkohols im Vergleich zu n-Dodekan beeinflusst.

In den weiteren Untersuchungen wird n-Dodekan als Modellkraftstoff mit einem Anteil von 5×10^{-4} mol/l Tb:(tmhd)₃ verwendet. Abbildung 6.12(a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Tropfengeschwindigkeit für eine Druckdifferenz $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}}$ von 400 bar, jeweils bei Kammerdrücken von 20 bar und 50 bar für zwei Düsen unterschiedlicher Bohrungsdurchmesser. Die Messbilder sind über 20 Pulse gemittelt und nachträglich 2×2 Pixel zusammengefasst („gebinnt“). Die Diagramme stellen die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen auf der Strahlmittelachse in Abhängigkeit der Entfernung von der Düse und über den zeitlichen Verlauf der Injektoransteuerung von $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0$ ms dar.

Wie in Abbildung 6.12(a) für die Geschwindigkeiten bei Verwendung der Düse mit dem kleineren Bohrungsdurchmesser von 150 μm unmittelbar unterhalb der Düsen Spitze (0,3 mm Abstand) zu sehen ist, bildet sich innerhalb der ersten 0,2 ms eine nahezu stationäre Strömung aus. Die maximale Geschwindigkeit wird zum Ende der Einspritzung bei einem t_{nESB} von 1,0 ms erreicht, die etwa 75 % der Bernoulli-Geschwindigkeit be-



(a) Vergleich bei 400 bar Raildruck und 20 bar Umgebungsdruck



(b) Ausbreitungsgeschwindigkeit 0,5 ms nach Einspritzbeginn

Abbildung 6.12: Zeitlicher Verlauf der Tropfengeschwindigkeit auf der Strahlmittellachse für unterschiedliche Bohrungsdurchmesser der Düse von $150 \mu\text{m}$ und $230 \mu\text{m}$; $T_{\text{Umgebung}} = 293 \text{ K}$, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0 \text{ ms}$; die Genauigkeit der Kurvenanpassung ist als Fehlerbalken dargestellt.

trägt. Mit größerem Bohrungsdurchmesser ist der Geschwindigkeitsanstieg zu Beginn der Einspritzung nahe der Düse insbesondere deutlich flacher.

Abbildung 6.12(b) stellt die Ausbreitungsgeschwindigkeiten zu einem Zeitpunkt von 0,5 ms nach Einspritzbeginn für unterschiedliche Druckdifferenzen $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}}$ und Umgebungsdrücke gegenüber. Mit größerer Entfernung von der Düsen spitze wird der Einfluss der Randbedingungen am Düsenaustritt auf die Tropfenausbreitung tendenziell geringer. Dieser Effekt tritt um so stärker in Erscheinung je kleiner die Düsenbohrung ist. Zunächst ist zu erkennen, dass die Tropfen bei 50 bar Kammerdruck bereits innerhalb der ersten Millimeter Eindringtiefe des Sprays effektiv abgebremst werden und für beide Düsen unabhängig vom Einspritzdruck bei 4,3 mm Geschwindigkeiten von 150 m/s bzw. 200 m/s kaum überschritten werden. Der Parameter X liegt für die Position unmittelbar am Düsenaustritt zwischen 5 % und 10 %, und steigt für größere Entfernung auf Werte von 12 % bis 17 %. Da hier neben breiten Linien in der Regel auch geringere Verschiebungen beobachtet werden, ist der nach Gleichung 5.20 bestimmte relative Fehler σ_v/v mit Werten über 35 % erheblich höher. Im Gegensatz dazu führen das diskrete Phosphoreszenzsignal sowie die relativ große Verschiebung der angeregten Tropfen zu einem Fehler der Auswertung nahe der Düse zwischen 4 % und 10 %.

Der größere Einfluss der Umgebungsbedingungen bzw. die deutliche Verzögerung der Flüssigkeitstropfen bei geringerem Bohrungsdurchmesser der Düse ist darauf zurückzuführen, dass der mittlere Tropfendurchmesser abnimmt und gleichzeitig der Gesamtimpuls des Sprays aufgrund des bei gleicher Druckdifferenz niedrigeren Massendurchflusses der Düse sinkt. Des Weiteren kann die größere Gesamtoberfläche bei der besseren Zerstäubung die Tropfenverdunstung beschleunigen, wodurch tendenziell die Grenzschicht an der Tropfenoberfläche wächst und zu verstärktem Impulsaustausch mit der Umgebung führen kann. Da diese Untersuchungen bei Raumtemperatur durchgeführt werden, ist diesem Effekt allerdings nur eine geringe Bedeutung zuzuschreiben.

6.2.3 Strahlgeschwindigkeit am Düsenaustritt

Hoher Flüssigkeitsanteil und kaum ausgeprägte Zerstäubung des Einspritzstrahls in unmittelbarer Nähe der Düse bieten aufgrund der vernachlässigbaren Streueffekte sehr gute Bedingungen für die Anwendung von LFT. Wesentliche Voraussetzung sind allerdings exakte Justage und minimale Breite der Strahltaile des Laserstrahls, um Mittelungseffekte über den Querschnitt des Strahlkegels zu verringern. Der Versuchsaufbau entspricht im Wesentlichen der Darstellung in Abbildung 4.7 auf Seite 48. Wie ferner in Abschnitt 4.3.2 beschrieben ist, ermöglicht der applizierte Modenfilter und eine anstelle der

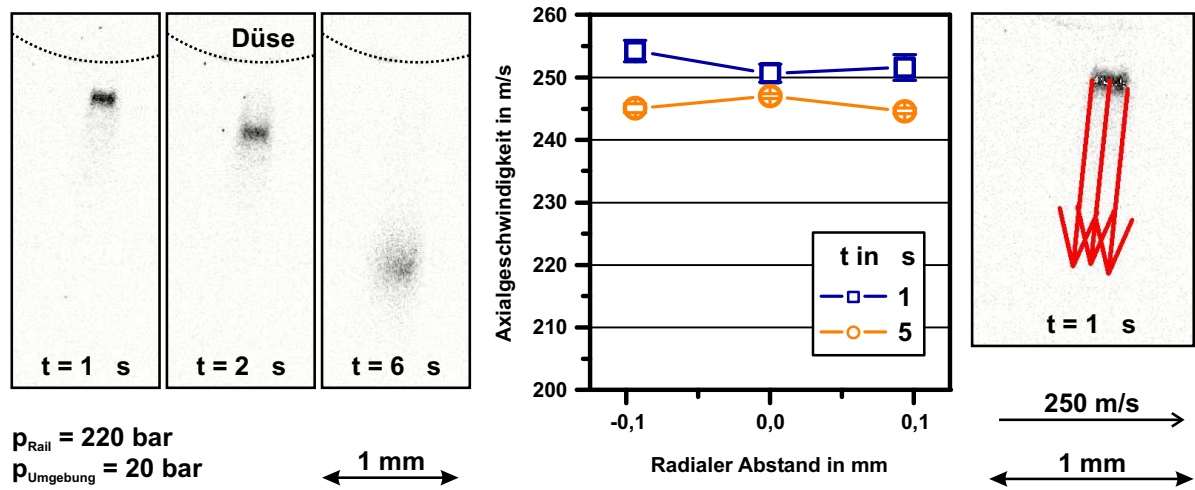
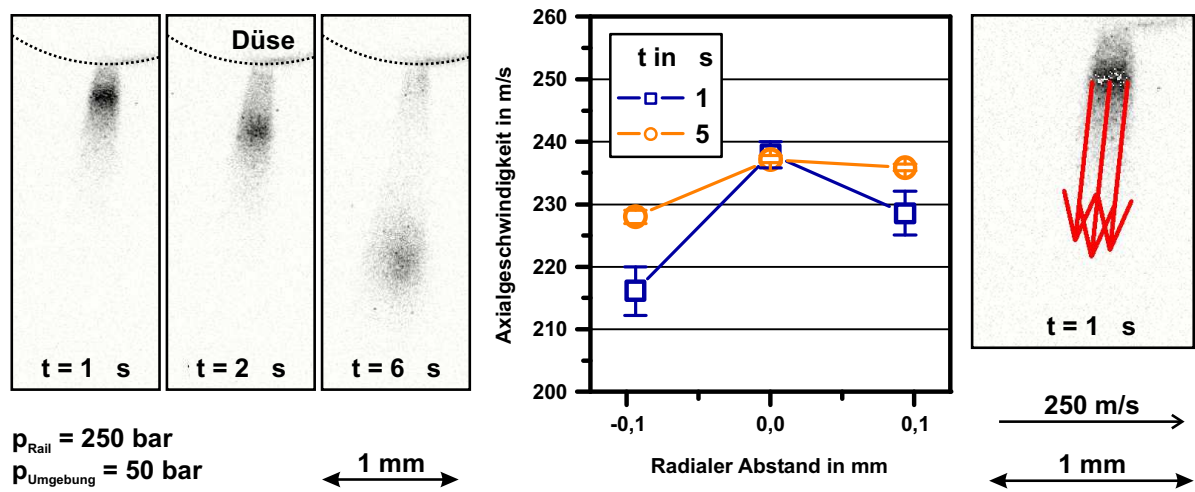

(a) $p_{\text{Umgebung}} = 20 \text{ bar}$

(b) $p_{\text{Umgebung}} = 50 \text{ bar}$

Abbildung 6.13: Tropfengeschwindigkeit am Düsenaustritt bei der Dieseleinspritzung mit Ethanol 0,5 ms nach Einspritzbeginn; $p_{\text{Umgebung}} = 20 \text{ bar}$ und 50 bar , $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 200 \text{ bar}$; $w_{\text{BV}} = 0,2 \text{ } \mu\text{s}$; Abbildungen links zeigen die gemittelten Rohbilder.

„Tagging“-Linsen verwendeten sphärische Sammellinse ($f = 200 \text{ mm}$) die Fokussierung des Laserpulses eines KrF-Excimer Lasers bei 248 nm auf etwa $90 \text{ }\mu\text{m}$ Halbwertsbreite der Strahltaile im Messvolumen bei 20 bar Umgebungsdruck. Ein Fernfeldmikroskop wird zur Detektion verwendet. Der geringen Signalintensität bei der starken Vergrößerung muss allerdings durch Mittelung über jeweils 200 Einzeleinspritzungen Rechnung getragen werden. Die Emission zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Laseranregung zeigt Abbildung 6.13. Es wird die Einspritzung von Ethanol mit $\text{Tb}:(\text{DPA})_3$ bei Raumtemperatur und einem Umgebungsdruck p_{Kammer} von 20 bar und 50 bar gezeigt. Jedes der Bilder entspricht dem Mittelwert von 5 Einzelbildern, die durch „on-chip“-Integration von jeweils 40 Einspritzereignissen ermittelt werden. Zusätzlich ist 2×2 -Binning notwendig, um das Ausleserauschen zu reduzieren. Erheblichen Einfluss auf die Breite der detektierten Linie hat bei dieser Ortsauflösung die Belichtungszeit des Bildverstärkers, die hier mit $0,2 \text{ }\mu\text{s}$ möglichst kurz gewählt werden muss, um eine Verbreiterung aufgrund der Tropfenbewegung innerhalb der Integrationszeit zu vermeiden, siehe Diagramm auf der rechten Seite in Abbildung 6.5.

Bei einem Bohrungsdurchmesser von nominell $160 \text{ }\mu\text{m}$ wird die radiale Aufweitung der Strahlkeule mit ca. $200 \text{ }\mu\text{m}$ bereits $0,5 \text{ mm}$ unterhalb des Düsenaustritts deutlich. Mögliche Ursache ist die schon zuvor angesprochene Veränderung der Strahlcharakteristik durch Verschleißerscheinungen an der Düse. Ferner ist in Teil (b) der Abbildung infolge effektiveren Strahlzerfalls bei hohem Umgebungsdruck von 50 bar eine signifikante Verbreiterung des detektierten Signals zu erkennen. Unabhängig vom Umgebungsdruck verschmiert die Linienstruktur im weiteren zeitlichen Verlauf und gleicht sich für beide Randbedingungen an. Da Reabsorption der Phosphoreszenzemission an den Tropfen ausgeschlossen werden kann, ist die breite Verteilung des Signals auf dispergierende Tropfen zurückzuführen. Folglich muss bereits am Austritt eine ausgeprägte Geschwindigkeitsverteilung in der Flüssigphase vorliegen, deren Größenordnung qualitativ über die Zunahme der Linienbreite abgeschätzt werden kann. Die Geschwindigkeiten in Abbildung 6.13 stellen somit die über das Flüssigkeitsvolumen gemittelten Werte dar. Die Ortsauflösung bzw. der Abstand der Geschwindigkeitsvektoren ist zu $0,1 \text{ mm}$ gewählt. In den Diagrammen sind jeweils die Ergebnisse der Auswertung mit $1 \text{ }\mu\text{s}$ und $5 \text{ }\mu\text{s}$ Zeitabstand der Bilder dargestellt, während das Vektorbild das Ergebnis des kurzen Zeitabstands zeigt. Erwartungsgemäß wird die Genauigkeit der Auswertung mit zunehmender Verschiebung verbessert, von maximal $2 \text{ }\%$ und $4 \text{ }\%$ bei 20 bar bzw. 50 bar Umgebungsdruck auf jeweils etwa $1 \text{ }\%$ Fehler. Ferner ergibt die Auswertung aufgrund Tropfenabbremung zwischen den Aufnahmen bei dem größeren Zeitabstand von $5 \text{ }\mu\text{s}$ tendenziell niedrigere Geschwindigkeiten, wie zumindest

anhand des Beispiels in Abbildung 6.13(a) zu sehen ist. Dagegen wird zwar bei einem p_{Umgebung} von 50 bar ansatzweise die Ausbildung eines radialen Geschwindigkeitsgradienten beobachtet, jedoch bestätigt sich der Trend zu niedrigeren Geschwindigkeiten zunächst nicht. Allerdings ist in den Phosphoreszenzbildern jeweils zum Zeitpunkt $t = 6 \mu\text{s}$ zu erkennen, dass sich das Spray geringfügig aufweitet und die Vernachlässigung der radialen Geschwindigkeitskomponente zu Fehlern führen kann. Bei der beobachteten Verringerung der Geschwindigkeit zum Strahlrand werden bei starker Aufweitung des Einspritzstrahls bzw. schmalen Intensitätsprofilen tendenziell die schnelleren Tropfen aus der Strahlmitte im zweiten Bild detektiert und dadurch etwas zu hohe Geschwindigkeiten ermittelt.

Die radiale Geschwindigkeitsverteilung unmittelbar unterhalb der Düse entspricht trotz der geringfügig niedrigeren Ausbreitungsgeschwindigkeit am Strahlrand einem Rechteckprofil und bestätigt qualitativ die Ergebnisse aus Untersuchungen unter atmosphärischen Randbedingungen mittels LCV in [109].

6.2.4 2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung

In den vorangegangenen Abschnitten ist die axiale Geschwindigkeitsverteilung im Dieselspray mit Hilfe der Kurvenanpassung ermittelt worden. Meist wird die Laseranregung jedoch nicht als diskrete Linie detektiert sondern aufgrund der starken Aufweitung des Laserstrahls als einfacher Signalpeak mit etwa gleicher Ausdehnung in radialer wie auch axialer Richtung von einigen Millimetern. Der wenig fortgeschrittene Strahlzerfall nahe der Düse lässt zwar eine präzise Anregung entlang einer schmalen Linie zu, verhindert jedoch aufgrund der geringen radialen Ausdehnung des Sprays die Überlagerung mehrerer Linienbündel. Daher sind Gitterstrukturen mit einem optischen Strahlengang wie z.B. in Abbildung 4.8 auf Seite 50 nur im Messbereich mit großem Querschnitt der Strahlkeule sinnvoll. Unter Versuchsrandbedingungen von 5 bar Umgebungsdruck und 293 K Gas-temperatur ist dieser Versuchsaufbau erst ab einer Eindringtiefe des Sprays von 30 mm sinnvoll. In Abbildung 6.14 ist ein entsprechendes Bilderpaar bei 400 bar Druckdifferenz und Kammerumgebung von 5 bar in einem Abstand von etwa 40 mm zur Düsen spitze dargestellt. Es zeigt die Einspritzung eines Ethanol-n-Heptan Gemischs mit einem Mengenverhältnis von 1:9, als Tracer wird $\text{Tb}:(\text{DPA})_3$ verwendet. Das 2-Komponenten Gemisch stellt einen Kompromiss zwischen der Konzentration des im Alkohol gelösten Tracers und den physikalischen Eigenschaften des Kraftstoffs dar, die durch das Alkan besser wiedergegeben werden. Entmischung des Binärsystems kann insofern ausgeschlossen werden, als bei Raumtemperatur Tropfenverdunstung auf kurzen Zeitskalen näherungsweise vernachlässigbar ist. Es werden „Tagging“-Linsen einer Höhe von 1 mm verwendet.

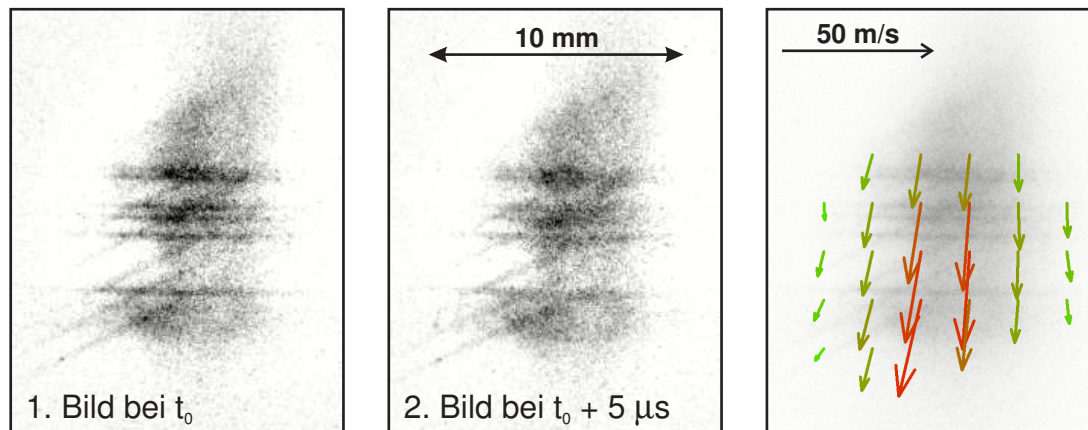


Abbildung 6.14: 2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung bei der Dieseleinspritzung in einem Abstand von ca. 40 mm von der Düse; Kraftstoff Ethanol in n-Heptan im Verhältnis 1:9; Belichtungszeit jeweils 2 μs , Zeitabstand 5 μs ; $\Delta p_{\text{Rail-Umgebung}} = 400 \text{ bar}$ bei 5 bar Umgebungsdruck

Die Phosphoreszenzemission zeigt den Mittelwert von 20 Einzelbildpaaren mit einem Zeitabstand von 5 μs abzüglich des gleitenden Mittelwerts über 1,3 mm. Zwar ist der Abstand der Knotenpunkte des Gitters aufgrund geringer Unterschiede der Zylinderlinienarrays nicht gleichmäßig, die deutliche Verschiebung und Verformung des Gitters ist jedoch gut zu erkennen und wird in der 2C/2D-Geschwindigkeitsverteilung entsprechend wiedergegeben. Das Vektorfeld zeigt das gemittelte Ergebnis der einzeln ausgewerteten Bilder.

Die Geschwindigkeitsverteilung bestätigt zum einen die bei der Kurvenanpassung getroffene Annahme einer dominierenden Tropfengeschwindigkeit entlang der Strahlachse mit geringer Radialkomponente und zum anderen geringe axiale Geschwindigkeitsgradienten im Gegensatz zu dem ausgeprägten radialen Geschwindigkeitsprofil. Die maximale Geschwindigkeit im Strahlzentrum beträgt 33 m/s, die mit auf diese Messposition extrapolierten Ergebnissen in Abbildung 6.20 aus den nachfolgend diskutierten Untersuchungen zur Bestimmung der Relativgeschwindigkeiten näherungsweise übereinstimmt. Im äußersten Randbereich werden in 5 mm radialem Abstand Geschwindigkeiten zwischen 4 m/s und 11 m/s ermittelt.

6.3 Gasphasen- und Relativgeschwindigkeiten im Dieselspray

Die Messung der Gasphasengeschwindigkeit in Zweiphasengemischen ist ein erster wichtiger Schritt zur Bestimmung der für die Tropfenverdunstung relevanten Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebender Gasphase. Kenngrößen wie z.B. Reynolds- (Re) und Weberzahl (We) berechnen sich aus Größen wie dem Tropfendurchmesser und der Differenzgeschwindigkeit beider Phasen. Des Weiteren dienen diese Kenngrößen in numerischen Simulationen oft dazu, Strahlzerfall und Verdunstung von Zweiphasenströmungen zu modellieren. Die genaue Bestimmung dieser Größen ist für den Modellabgleich und die Beschreibung der makromolekularen Vorgänge in Sprays unabdingbar, scheitert zumeist jedoch an einer unzureichenden Datenbasis, häufig nicht zuletzt infolge fehlender Messungen. Insbesondere die Anfangsbedingungen am Düsenaustritt sind für die Modellbildung und den Abgleich mit realen Einspritzvorgängen unter motorischen Bedingungen eminent wichtig.

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der ersten direkten Messung der Gasphasengeschwindigkeit auf der Strahlachse in Dieselsprays vorgestellt. Zunächst wird in Kapitel 6.3.1 allein die Gasphasengeschwindigkeit in der dichten Strahlkeule eines Dieselsprays untersucht. Anschließend wird eine kombinatorische Messtechnik zur simultanen Bestimmung von Flüssig- und Gasphasengeschwindigkeit gezeigt, siehe Abschnitt 6.3.2.

6.3.1 Bestimmung der Gasphasengeschwindigkeit

Prinzip und Applikation von LFT zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit sind in den Abschnitten 3.1 bzw. 6.2 behandelt worden. Der Versuchsaufbau entspricht prinzipiell dem der Flüssigphasenmessungen und ist in Abschnitt 4.3 beschrieben. Es muss betont werden, dass der Aufbau mit nur einem Strahlenbündel auch hier die Annahme einer 1C (axialen) Strömung erforderlich macht. Diese ist streng genommen nur auf der Strahlachse erfüllt. Abseits davon bestimmte Gasgeschwindigkeiten sind als eher qualitativ anzusehen. Die Auswertung erfolgt mit dem Algorithmus der Kurvenanpassung aus Kapitel 5.1.

Das LFT-Verfahren zur Bestimmung der Gasphasengeschwindigkeit sieht vor, dass das phosphoreszierende Tracermolekül, in diesem Fall Aceton oder Biacetyl, dem N_2 -Gasstrom annähernd homogen und kontinuierlich zugeführt wird. Die maximale Teilchendichte entspricht dabei höchstens dem Sättigungsdampfdruck des Tracers. Während der Einspritzung werden Moleküle in der umgebenden Gasphase durch den hohen Impuls der

Kraftstofftropfen bereits am Düsenaustritt beschleunigt. Ferner findet Eintrag der Gaspartikel in die Strahlkeule statt, welche bereits in der Düsenbohrung nicht als flüssiger Kern vorliegt, vgl. Abschnitt 2.1. Wenn Kondensation der Tracermoleküle an den Tropfenoberflächen und Diffusion des Tracers in die Flüssigkeit vernachlässigt werden können, beschreibt die Verschiebung des Tracers direkt und schlupffrei die Bewegung der Gasphase im dichten Spray.

Offensichtliche Schwierigkeiten bestehen allerdings darin, dass durch Tropfenverdunstung einerseits und hohen Flüssigkeitsanteil andererseits die Anzahl der Tracermoleküle im Messvolumen und damit das zu erwartende Signal des Tracers insbesondere nahe am Düsenaustritt sehr gering sein kann. Durch höhere Seedingdichte des Tracers kann dieses Problem bis zu einem gewissen Grad vermindert werden. Direkt unterhalb der Düsen spitze, in den ersten Millimetern des Sprays, ist der Eintrag der umgebenden Gasphase jedoch grundsätzlich zu gering, um Emission des Tracers aus dem Spray detektieren zu können. Ferner erfordert die Geschwindigkeitsmessung nahe der Düse einen exakt justierten Laserstrahl, dessen Strahltaile keinesfalls größer sein darf als der Durchmesser der Strahlkeule. Generell gilt für die Anwendung von LFT im Dieselspray, dass in Detektionsrichtung die Tropfenbewegung über den vom Laserstrahl ausgeleuchteten Bereich integriert und die ermittelte Geschwindigkeit den entsprechenden Mittelwert der Molekülgeschwindigkeit darstellt. Für LFT in der Flüssigphase kann dies im Extremfall bedeuten, dass über die gesamte Breite bzw. Tiefe der Strahlkeule gemittelt wird, insbesondere für Messungen innerhalb des ersten Millimeters bei sehr geringer Strahlaufweitung und einem Durchmesser der Strahlkeule von wenigen 100 μm . Darüber hinaus werden bei homogenem Seeding der Gasphase nicht nur die Tracermoleküle innerhalb des Sprays, sondern auch die Moleküle in der Umgebung angeregt. Da hier außerdem die Tracerkonzentration durch das Spray kaum verringert wird, tritt der Einfluss der Randbereiche bei Gasphasen-LFT besonders stark in Erscheinung, wenn die Abmessung des Laserstrahls größer ist als der Durchmesser des Sprays. Aufgrund der Mittelungseffekte liegen die ermittelten Geschwindigkeiten generell unterhalb der maximalen Gasphasengeschwindigkeit, die auf der Strahlmittelachse erwartet wird, und sind als untere Schranke zu betrachten. Bei genügend großer Strahlaufweitung und vergleichsweise schmaler Anregungslinie nähert sich die ermittelte Geschwindigkeit dem realen Wert sehr gut an. Der Fehler aufgrund von Mittelungseffekten wird in Abschnitt 6.4 diskutiert.

Exemplarisch zeigt Abbildung 6.15 Bilder der Intensitätsverteilung vor der Auswertung. Dargestellt ist die Emission von Biacetyl bei Anregung mit 355 nm eines frequenzverdreifachten Nd:YAG-Lasers. Die Detektion erfolgt für diese Messungen mit der Kom-

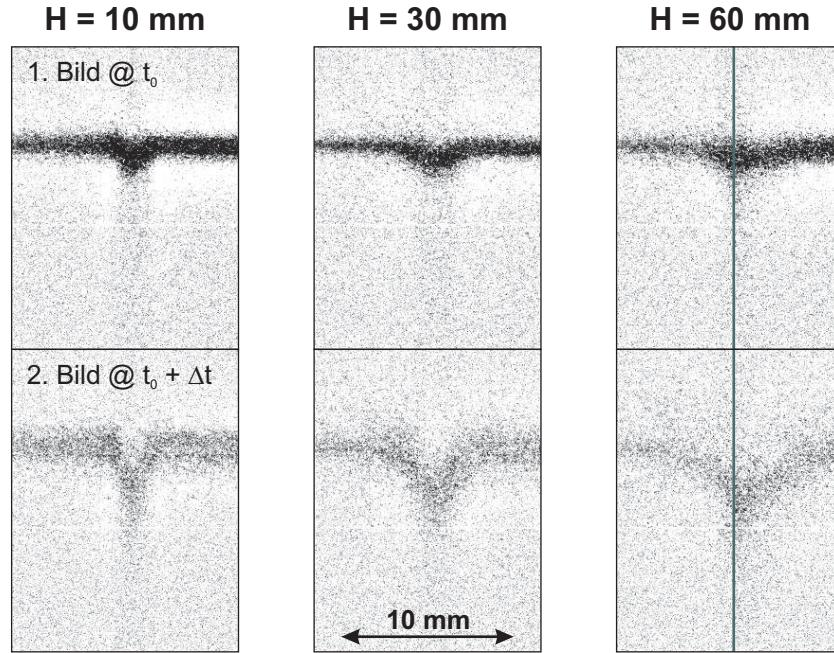


Abbildung 6.15: Rohbilder vor der Auswertung mit Kurvenanpassung für LFT in der Gasphase mit Biacetyl in Stickstoff, der Zeitabstand zwischen den Bildern beträgt jeweils $15 \mu\text{s}$; $w_{\text{BV}} = 1 \mu\text{s}$, $p_{\text{Rail}} = 300 \text{ bar}$; H bezeichnet den Abstand der Anregungslinie von der Düsen Spitze; die grüne Linie zeigt die Lage der in Abbildung 6.16 gezeigten Profile an.

bination aus separatem Bildverstärker und CCD-Kamera, vgl. Kapitel 4.3.2. Es wird n-Dodekan bei einem Raildruck von 300 bar in Stickstoffumgebung unter atmosphärischen Randbedingungen eingespritzt, der Durchmesser der Düsenbohrung beträgt $230 \mu\text{m}$. Eine sphärische Plankonvexlinse ($f = 500 \text{ mm}$) fokussiert den Laserstrahl im Bereich des Strahlkegels ($\varnothing_{\text{Strahltaile}} \approx 0,5 \text{ mm}$), die Pulsenergie liegt bei etwa 10 mJ . Die Aufnahmen zeigen Bilder $0,4 \text{ ms}$ nach physikalischem Einspritzbeginn und $1 \mu\text{s}$ nach der Laseranregung mit einem Zeitabstand von jeweils $15 \mu\text{s}$ und einer Belichtungszeit w_{BV} von $1,0 \mu\text{s}$ in unterschiedlichem Abstand der Anregungslinie von der Düsen Spitze H . Die Ansteuerdauer der Injektorendstufe Δt_{ASD} beträgt $1,0 \text{ ms}$. Bei den gezeigten Bildern handelt es sich um Mittelwertbilder von je 20 Einzelbildern abzüglich des gleitenden Mittelwerts über $5,5 \text{ mm}$ zur Unterdrückung langskaligen Untergrundsignals. Der Laserstrahl wird von der rechten Bildseite eingekoppelt.

Neben der deutlichen Abnahme des Phosphoreszenzsignals³ ist eine signifikante Verformung der lumineszierenden Linien mit deutlicher Verschiebung von einigen Millimetern

³die ermittelte Lebensdauer τ der Phosphoreszenz von Biacetyl liegt unabhängig von der Laseranregung bei etwa $25 \mu\text{s}$, vgl. Kapitel 4.2.1

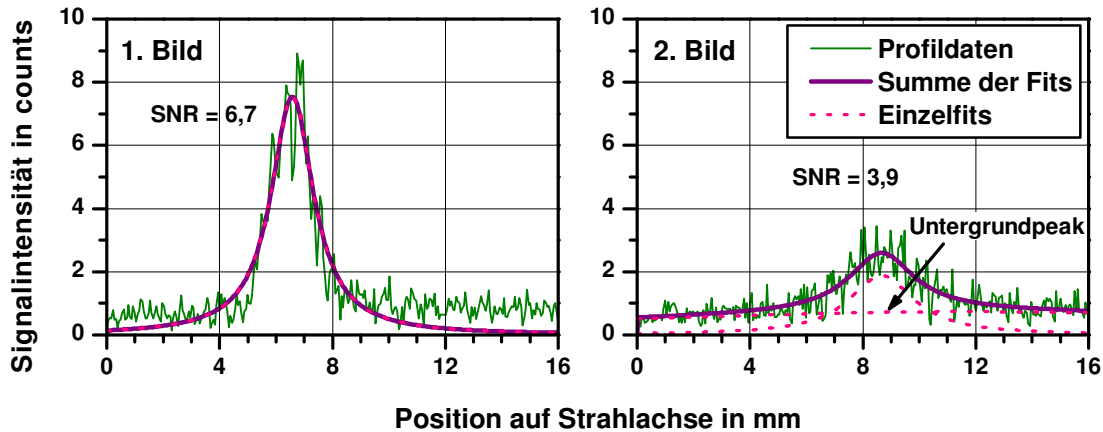


Abbildung 6.16: Exemplarisches Intensitätsprofil für LFT in der Gasphase mit Biacetyl in Stickstoff; $p_{\text{Rail}} = 300$ bar

im mittleren Bereich zu erkennen. Die Tracermoleküle in den Randregionen bewegen sich dagegen kaum, lediglich eine geringfügige Verbreiterung der Linie ist zu verzeichnen. Diese kann nicht allein durch Diffusion begründet sein, angesichts der geringen Temperatur und des kurzen Zeitabstands. Mögliche Gründe sind Photodissoziation oder der Effekt, dass mit hoher Pulsenergie der Laseranregung die Phosphoreszenz schneller abklingt, wie in Kapitel 3.2.2 bzw. [46] erläutert. Die Tracermoleküle im Bereich der Interaktion mit den Kraftstofftropfen sind außerdem eventuell zyklischen Schwankungen der Einspritzung und der statistischen Verteilung der Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Flüssigphase unterworfen, was bei Mittelung über mehrere Einspritzereignisse mit einer zusätzlichen Linienverbreiterung einhergeht. Zumindest qualitativ können bereits anhand von Abbildung 6.15 die Strömungsverhältnisse im Inneren und die Strahlaufweitung des Strahlkegels direkt aufgrund der Gradienten und der radialen Ausdehnung des verformten Phosphoreszenzsignals charakterisiert werden.

Die quantitative Auswertung der Mittelwertbilder durch Kurvenanpassung berechnet ausschließlich die Verschiebung senkrecht zur unverformten Anregungslinie zum Zeitpunkt t_0 . Mittelungseffekte in Bereichen starker Gradienten werden bei der Fehlerabschätzung insofern berücksichtigt, als sie zu einer Verbreiterung der Linie und damit einer geringeren Genauigkeit führen. Zur Illustration der Kurvenanpassung zeigt Abbildung 6.16 die Intensitätsprofile in beiden Bildern entlang der für den Fall $H = 60$ mm eingezeichneten Linie in Abbildung 6.15. Die radiale Position des Profils entspricht der Symmetrieachse der Düse. Die Mittelung erfolgt in diesem Beispiel über den relativ großen Bereich von 21 Pixeln bzw. 1,1 mm, trotzdem macht sich die geringe Signalintensität der Phosphoreszenz als

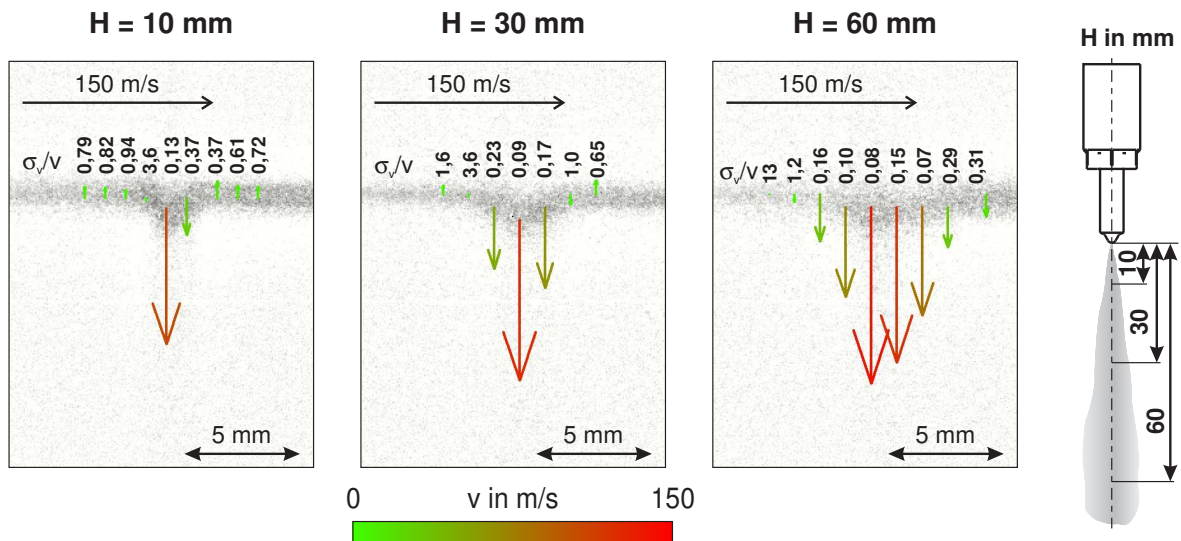


Abbildung 6.17: Gasphasengeschwindigkeit bei Umgebungsbedingungen und 300 bar Raildruck; Tracer Biacetyl in Stickstoff; $t_{\text{nESB}} = 0,4$ ms, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0$ ms, $p_{\text{Rail}} = 300$ bar; angegebene Werte bezeichnen Messungenauigkeit σ_v/v ; hinterlegt sind Rohdatenbilder einer einzelnen Tagging-Linie (gemittelt über 20 Pulse)

ausgeprägtes Rauschen bemerkbar. Das SNR wird für die gewählten Randbedingungen zu 6,9 bzw. 3,9 bestimmt. Mit Abbildung 5.7 auf Seite 70 ist eine Abschätzung der Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung möglich. Als konservative Abschätzung wird hier und für die anderen Bilderpaare das Signal-zu-Rausch Verhältnis des jeweils zweiten Bildes herangezogen (hier $SNR = 3,9$). Die Ergebnisprofile der Kurvenanpassung sind in der Abbildung ebenfalls gezeigt. Im ersten Bild werden die gemessenen Profildaten durch eine einzige Verteilungsfunktion mit guter Genauigkeit beschrieben, auch wenn der Untergrund nicht exakt wiedergegeben wird. Dagegen erfordert die geringe Signalintensität im Intensitätsprofil des zweiten Bildes einen zusätzlichen Peak als breiten Untergrund zur exakten Darstellung des Kurvenverlaufs. Die gute Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis der Kurvenanpassung und den Rohdaten zeigt die Summe der berechneten Einzelkurven in Abbildung 6.16.

Die gemessenen Gasgeschwindigkeitsvektoren für die drei gezeigten Positionen im Spray sind in Abbildung 6.17 dargestellt. Die Angaben des relativen Fehlers σ_v/v nach Gleichung 5.20 auf Seite 71 finden sich in der Abbildung jeweils oberhalb der Vektoren. Die qualitativen Aussagen aus Abbildung 6.15 werden durch die radialen Geschwindigkeitsprofile quantitativ bestätigt. Die Gasphase erreicht in der Strahlmitte in allen drei Fällen die höchste Geschwindigkeit, die mit wachsendem Abstand von der Düse von 107 m/s auf

139 m/s ansteigt. Ferner weitet das radiale Geschwindigkeitsprofil deutlich auf, während die Geschwindigkeitsgradienten am Strahlrand sinken. Für die Position H von 10 mm und 30 mm wird außerdem eine leichte Rückströmung der Gasphase mit einer Geschwindigkeit um 10 m/s ermittelt. Zwar liegt der relative Fehler in diesem Bereich für beide Messungen mit Abweichungen zwischen 37 % und 94 % bzw. 65 % und 160 % auf einem sehr hohen Niveau, jedoch wird diese Beobachtung durch die Rezirkulationsgebiete in der Umgebung eines Sprays [30, 114] tendenziell untermauert. Abgesehen von den Gebieten außerhalb des Strahlkegels mit Abweichungen von bis zu über 100 %, liegt der relative Fehler der Geschwindigkeitsbestimmung mit 8 % bis 13 % auf der Strahlmittelachse bzw. 16 % bis 37 % am Sprayrand in einem akzeptablen Rahmen, zumal es sich um eine erste Messung dieser Art handelt. Die großen Fehler am Strahlrand resultieren aus dem gewählten Zeitabstand.

6.3.2 Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase

Anstelle von Biacetyl wird in der Folge Aceton als Gasphasentracer und zusätzlich Eu:(FOD)₃ für die Flüssigphase verwendet. Die Trennung der beiden Phasen ist spektral anhand von optischen Filtern möglich, so dass simultan die Geschwindigkeiten der Gas- und der Flüssigphase bestimmt werden können, siehe Kapitel 4.3.2 bzw. Abbildung 4.9 auf Seite 51. Die Anregung der Tracer erfolgt auf einer Linie durch Fokussierung des Laserstrahls eines XeCl-Excimer Lasers bei 308 nm mit einer sphärischen Plankonvexlinse ($f = 500$ mm).

Zunächst werden Ergebnisse unter atmosphärischen Umgebungsbedingungen vorgestellt. Dabei kommt, wie bei den Untersuchungen mit Biacetyl, die Kombination aus separatem Bildverstärker und CCD-Kamera zum Einsatz. In Abbildung 6.18 werden die Geschwindigkeiten beider Phasen für zwei unterschiedliche Raildrücke p_{Rail} zum Zeitpunkt $t_{\text{nESB}} = 0,7$ ms gegenübergestellt. Mit 300 bar und 500 bar sind die Raildrücke für moderne dieselmotorische Einspritzprozesse relativ niedrig, in diesem Fall allerdings ausschließlich durch die Limitierung der zur Verfügung stehenden Hochdruckpumpe mit einem dynamischen Maximaldruck von 500 bar bedingt, vgl. Abschnitt 4.1. Der Durchmesser der Düsenbohrung beträgt 230 μm .

Die maximalen Geschwindigkeiten 2 mm unterhalb des Düsenaustritts betragen für die beiden Einspritzdrücke 181 m/s bzw. 320 m/s. Damit liegt die Geschwindigkeit bei 300 bar Raildruck mit 64 % der Bernoulli-Geschwindigkeit deutlich niedriger als bei dem höheren Einspritzdruck, bei dem 88 % der maximalen Einströmgeschwindigkeit für reibungsfreie Strömung erreicht werden. Auffällig ist ferner, dass sich bei 300 bar Raildruck

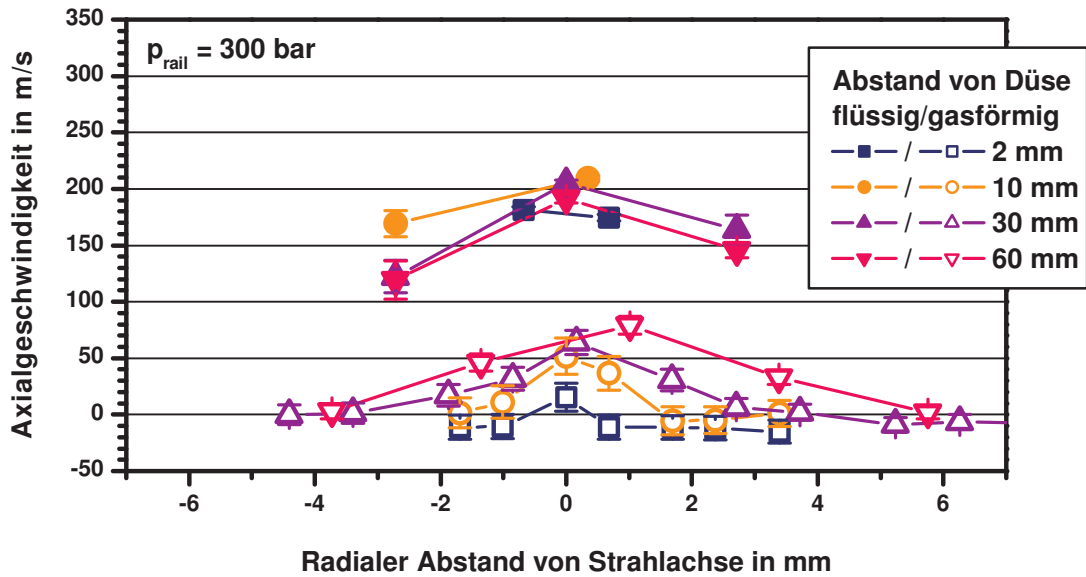
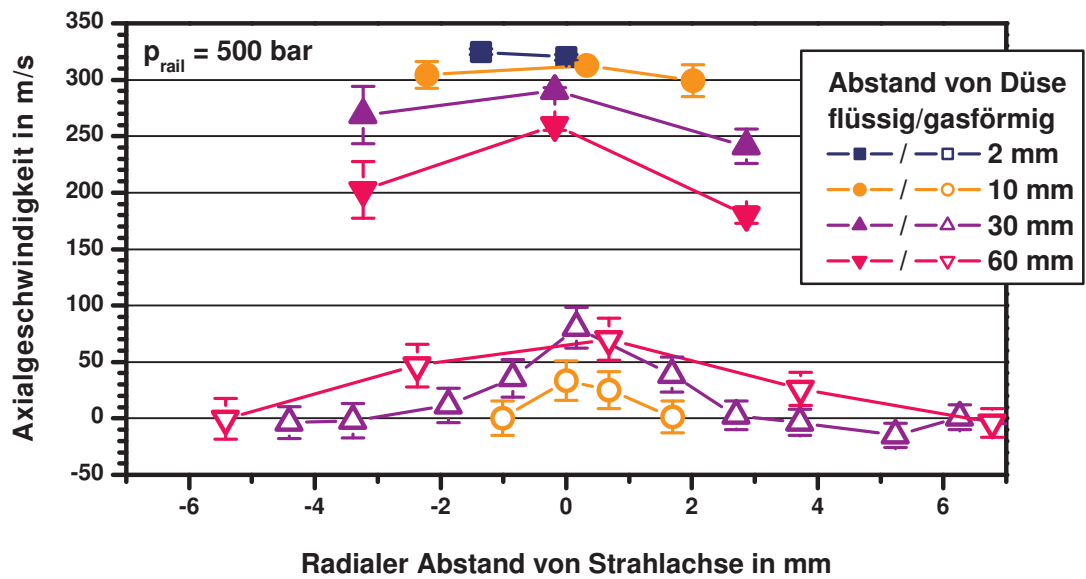

(a) Einspritzdruck $p_{\text{Rail}} = 300$ bar

(b) Einspritzdruck $p_{\text{Rail}} = 500$ bar

Abbildung 6.18: Axiale Geschwindigkeiten von Flüssig- und Dampfphase bei Umgebungsbedingungen für verschiedene Raildrücke; $t_{\text{nESB}} = 0,7$ ms

die Tropfen unmittelbar am Düsenaustritt offenbar langsamer bewegen als einige Millimeter weiter entfernt, da in 60 mm Abstand von der Düsen spitze die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen noch 191 m/s auf der Strahlmittelachse beträgt. Hier liegt die Genauigkeit des Auswertalgorithmus bei etwa 2 %, d.h. die beobachtete Abweichung kann nicht durch die Messungenauigkeit begründet werden. Dieser Effekt kann durch die radiale Lage der Intensitätsprofile begünstigt werden, die nicht exakt auf der Strahlachse liegen, sondern jeweils für einen Bereich links bzw. rechts davon ermittelt werden. Wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, führt die Mittelung der Intensitätsprofile insbesondere im Randbereich zu einer Überbewertung der schnelleren Tropfen im Strahlinnenen. Umgekehrt bedeutet dies, dass die Geschwindigkeiten auf der Strahlachse tendenziell zu niedrig bestimmt werden und dieser Effekt mit zunehmendem radialen Abstand stärker in Erscheinung tritt. Neben Schwankungen des Raildrucks, die in Kapitel 4.1 zu 5 % angegeben werden, besteht außerdem die Möglichkeit, dass Druckschwingungen im Kraftstoffsystem nach dem Öffnen der Nadel die Strömungsbedingungen in der Düse beeinflussen. Dass die Einspritzung zum Messzeitpunkt keinen stationären Zustand erreicht hat, wird durch die vergleichsweise geringe Tropfengeschwindigkeit unterstützt. Im Gegensatz dazu wird sich bei höherem Einspritzdruck schneller eine stationäre Geschwindigkeit am Düsenaustritt einstellen, vergleiche hierzu die Ergebnisse in Abschnitt 6.2.2 und Abbildung 6.7, weshalb die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei einem Raildruck von 500 bar näher am theoretischen Maximum liegt. Während die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen bei dem niedrigeren Raildruck nahezu konstant ist, macht sich bei 500 bar bereits der Impulsaustausch mit der Umgebung durch eine Verzögerung der Tropfen um 60 m/s auf 260 m/s über eine Länge von 60 mm bemerkbar. Auch hier liegt die Genauigkeit der Auswertung bei 1 % bis 2 %, steigt Richtung Strahlrand jedoch auf maximal 11 % an. Ähnlich verhält es sich mit der Einspritzung bei einem p_{Rail} von 300 bar mit höchstens 8 % Abweichung.

Übereinstimmend mit den Ergebnissen in Abschnitt 6.3.1 nimmt die Gasphasengeschwindigkeit mit zunehmender Entfernung von der Düsen spitze zu. Eine Ausnahme bildet in Abbildung 6.18(b) die Geschwindigkeit auf der Strahlmittelachse bei 60 mm, die ca. 10 m/s unterhalb der maximalen Geschwindigkeit von 80 m/s bei 30 mm Entfernung von der Düse liegt. Da die Einspritzung den Flüssigphasenergebnissen gemäß weiter ausgebildet ist und die Geschwindigkeiten trotz des höheren Impulses der Tropfen etwa vergleichbar mit denen bei 300 bar Raildruck sind, ist darauf zu schließen, dass der verbesserte Strahlerfall bei höherem Einspritzdruck den Effekt der Mittelung in Detektionsrichtung verstärkt. Besserer Tropfenzerfall führt zu einer Verbreiterung der Anregungslinie,

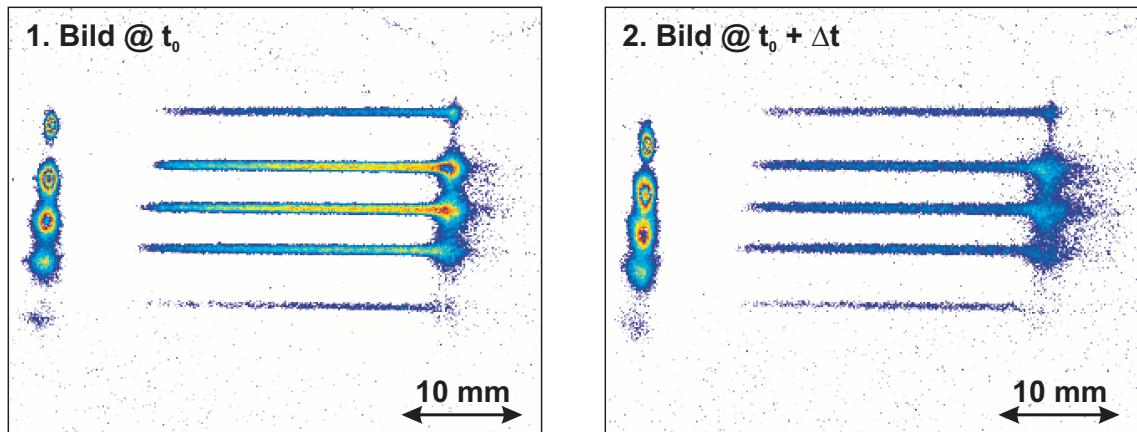


Abbildung 6.19: Exemplarisches Rohbild der Simultanmessung des Strömungsfelds in Gas- und Flüssigphase, linke Bildhälfte jeweils Flüssigphase, rechts jeweils Dampfphasensignal; Mittelung über 50 Einzelbilder bei 405 bar Raildruck und 5 bar Kammerdruck; Belichtungszeit 1 μs , $\Delta t = 5 \mu\text{s}$

vgl. Abschnitt 6.1.1, deren Halbwertsbreite in der Strahlmitte in diesem Fall um 33 % zunimmt.

Die radiale Ausdehnung der von den Tropfen signifikant beeinflussten Gasphase steigt mit der Aufweitung des Strahlkegels an und wächst bei 300 bar von ca. 1 mm nahe der Düse auf etwa 10 mm in 60 mm Entfernung zur Düse. Das von der Einspritzung erfasste Gebiet der Gasphase ist damit an dieser Position um etwa 40 % breiter als die anhand des Phosphoreszenzsignals aus der Flüssigphase bestimmte Breite der Strahlkeule. Diese Beobachtung deckt sich mit Aussagen in [30] und wird durch das vergleichbare Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 6.18(b) bei 500 bar bestätigt. Eine gewisse Unsicherheit bleibt jedoch aufgrund der geringen Ortsauflösung des radialen Geschwindigkeitsprofils in der Gasphase und des geringen Beitrags sehr kleiner Tropfen am Strahlrand bestehen, d.h. die Emission dieser Tropfen liegt möglicherweise unterhalb der Nachweisgrenze und geht somit nicht in die Strahlbreite ein. Die relative Genauigkeit der Auswertung beträgt für die Gasphasengeschwindigkeiten auf der Strahlachse in 60 mm Entfernung zur Düse 10 % und 20 % bei 300 bar bzw. 500 bar und steigt sowohl in Richtung Düse als auch mit zunehmendem radialen Abstand an.

Wie in Kapitel 4.2.1 gezeigt, ist der Einfluss des Umgebungsdrucks auf die Signalausbeute der Phosphoreszenz vernachlässigbar. Ferner sind keine Nachteile bezüglich der Lebensdauer zu erwarten, so dass LFT mit phosphoreszierendem Tracer in der Gasphase auch unter Hochdruckbedingungen ermöglicht wird. Dazu zeigt Abbildung 6.19 ein exem-

plarisches Messbildpaar bei 400 bar Raildruck und 5 bar Kammerdruck. Gegenüber dem gemessenen Rohbild sind Dunkelbild und gleitender Mittelwert über 30 Pixel bzw. 4 mm abgezogen. Der Zeitabstand zwischen den Bildern beträgt 5 μ s. Es wird die bildverstärkte Doppelbildkamera bei 4×4 Pixelbinning verwendet, trotzdem muss über 50 Einzelzyklen gemittelt werden. Jeweils auf der linken Seite ist das Signal der Flüssigphase zu sehen, während die rechte Seite die Gasphasenemission zeigt. Hier wird neben der Strahlkeule insbesondere die Position der Anregungslinien des Lasers in der Gasphase mit homogener Tracerverteilung deutlich. Die Einspritzung erfolgt von oben nach unten, die Bilder werden für die Auswertung um 180° gedreht, vgl. Darstellung des Versuchsaufbaus in Abbildung 4.9. Für die Verwendung der „Tagging“-Linsen und des XeCl-Excimer Lasers ist die Lichtschnittoptik gegenüber den Einzellinienuntersuchungen modifiziert worden, da insbesondere in Detektionsrichtung nur eine geringe Breite des Lichtschnitts erlaubt und der Laser in dieser Richtung nur schlecht zu fokussieren ist. Anstelle eines klassischen Modenfilters wird hier der Lichtschnitt mit einer Zylinderlinse ($f = 300$ mm) auf eine Schlitzblende variabler Breite fokussiert und der Schlitz anschließend durch eine weitere Zylinderlinse ($f = 200$ mm) in die Messebene abgebildet. Vorteil ist neben der relativ einfachen Justage die variable fokale Breite des Lichtschnitts mittels Änderung der Blendeneinstellung. Die Lichtschnittdicke beträgt in diesen Messungen etwa 0,5 mm, die Pulsenergie des Einzelstrahls ca. 2 mJ. In Abbildung 6.19 ist anhand der Gasphasenemission deutlich zu erkennen, dass die von der linken Seite eingekoppelten Laserstrahlen die Strahlkeule exakt treffen und das eingestrahlte Licht beinahe vollständig im Spray absorbiert oder gestreut wird⁴. Dies ist insbesondere für die oberste der Laserlinien von großer Bedeutung, da die Strahlkeule dort relativ schlank ist. Ferner kann am Beispiel der unteren Linien der optische Weg des Laserstrahls beim Auftreffen auf das Spray anschaulich beschrieben werden. Absorption in der Gasphase wird hier vernachlässigt, was aufgrund der geringen Tracerkonzentration gerechtfertigt ist. Zum einen werden die Laserstrahlen infolge Mehrfachstreuung an den Tropfenoberflächen deutlich auf, zum anderen wird ein Teil der Strahlungsenergie von der Flüssigphase absorbiert bzw. gestreut und die Energie des Laserstrahls auf dem Weg durch das Spray zusätzlich reduziert. Im Fall der untersten Linie führt dies dazu, dass bereits nach wenigen Millimetern Eindringtiefe des Lasers in den Einspritzstrahl die Anregungsenergie für den Nachweis der Phosphoreszenz in der Gasphase nicht mehr ausreicht, während Lumineszenz der Tropfen hier, wenn auch schwach, über die gesamte Breite des Sprays detektiert werden kann.

⁴Andernfalls würde auch auf der laserabgewandten Seite des Sprühstrahls laserinduzierte Phosphoreszenz der Tracermoleküle zu erkennen sein.

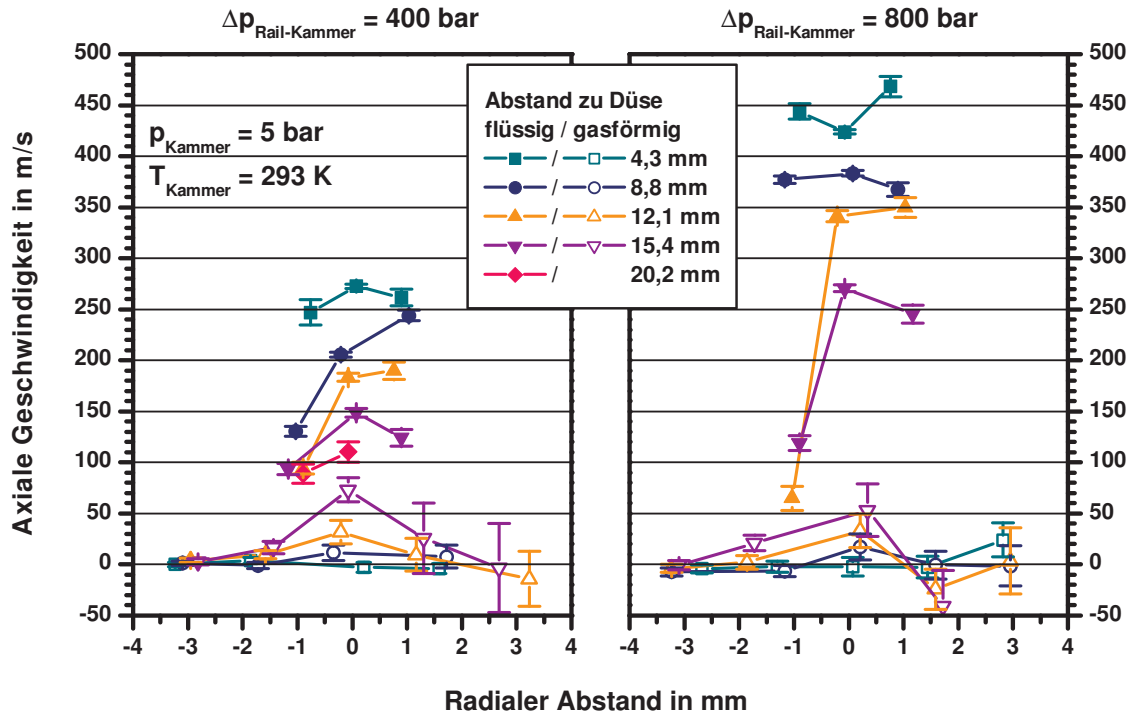


Abbildung 6.20: Gas- und Flüssigphasengeschwindigkeit bei $p_{\text{Kammer}} = 5 \text{ bar}$; Mittelung über 50 Einzelbilder und 4×4 Binning; $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}} = 400 \text{ bar}$ und 800 bar ; Belichtungszeit $1 \mu\text{s}$, $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ bzw. $10 \mu\text{s}$, $t_{\text{nESB}} = 0,7 \text{ ms}$, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0 \text{ ms}$

Streuung an den Tropfen und die daraus resultierende Aufweitung des Laserstrahls kann in Sprays nicht verhindert werden. Daher muss entweder die eingekoppelte Strahlungsintensität des Lasers oder die Konzentration des Tracers erhöht werden, eine prinzipbedingte Überbewertung des Randbereichs ist jedoch nicht ganz zu vermeiden, vgl. Abschnitt 6.4. Die erste Möglichkeit führt jedoch, wie bereits in Abschnitt 6.1.2 diskutiert, zu Einbußen in der Ortsauflösung bzw. der Genauigkeit des Verfahrens, da die Struktur des detektierten Signals im Zuge der Verbreiterung der Linien zunehmend verschmiert. In der Gasphase kann beobachtet werden, dass die detektierten Strukturen im Bereich der Flüssigkeitstropfen nicht nur aufweiten, sondern deren Signalintensität im Vergleich zu den Linien außerhalb des Sprays bei sinkendem Kontrast zunimmt. Dies liegt daran, dass die Linien im Spray auf einem breiten Untergrund sitzen, der vor allem durch Mehrfachstreuung hervorgerufen wird. Daher sollte die zweitgenannte Option der Erhöhung der Tracerkonzentration zur Verbesserung der Phosphoreszenzintensität realisiert werden.

Die Abbildungen 6.20 bis 6.22 zeigen jeweils die Gas- und Flüssigphasengeschwindigkeiten bei Raumtemperatur und Umgebungsdrücken von 5 bar bis 20 bar für Druckdiffe-

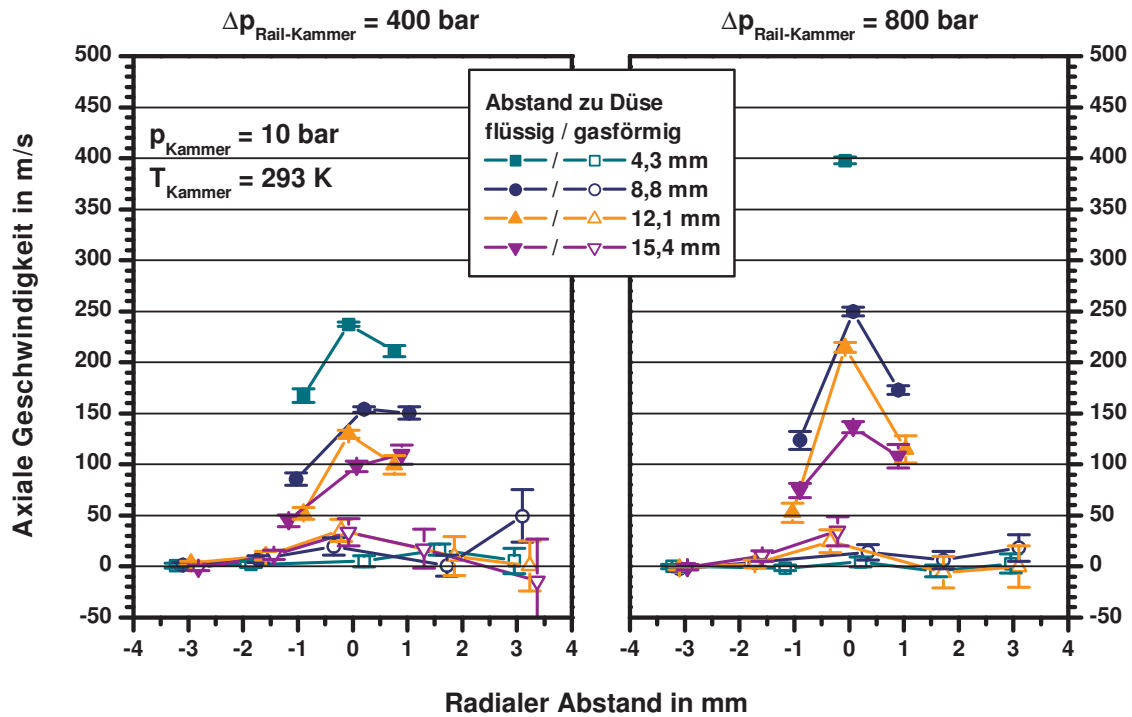


Abbildung 6.21: Gas- und Flüssigphasengeschwindigkeit bei $p_{\text{Kammer}} = 10 \text{ bar}$; Mittelung über 50 Einzelbilder und 4×4 Binning; $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}} = 400 \text{ bar}$ und 800 bar ; Belichtungszeit $1 \mu\text{s}$, $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ bzw. $10 \mu\text{s}$, $t_{\text{nESB}} = 0,7 \text{ ms}$, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0 \text{ ms}$

renzen zwischen Rail und Kammer $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}} = 400 \text{ bar}$ (links) bzw. 800 bar (rechts). Nach Bernoulli ergeben sich für n-Dodekan bei den untersuchten Umgebungsbedingungen maximale Tropfengeschwindigkeiten von 327 m/s und 462 m/s . Den Abbildungen zufolge werden diese zum Messzeitpunkt $t_{\text{nESB}} = 0,7 \text{ ms}$ bei einer Ansteuerdauer von 1 ms mit Ausnahme des Beispiels in Abbildung 6.20 für 800 bar (96% von $v_{\text{Bernoulli}}$, Abstand $4,3 \text{ mm}$ zur Düse) nicht erreicht. Die maximale Geschwindigkeit liegt bei 400 bar Druckdifferenz bei 83% der Bernoulli-Geschwindigkeit. Jeweils zum Sprayrand nimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen ab. Die höhere Gasdichte im Vergleich zu den Ergebnissen in Abbildung 6.18 führt bereits bei 5 bar zu einer Verzögerung der Tropfen über eine Weglänge von 11 mm in Strömungsrichtung auf 54% bei einem $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}}$ von 400 bar bzw. 63% der Geschwindigkeit am Düsenaustritt bei 800 bar . Mit zunehmender Dichte sind einzig innerhalb der ersten Millimeter zwischen den beiden Einspritzdrücken unterschiedliche Tropfengeschwindigkeiten zu verzeichnen, während schließlich bei 20 bar Kammerdruck ab einer Entfernung von $8,3 \text{ mm}$ in beiden Fällen ähnliche Strömungsbedingungen mit Strahlgeschwindigkeiten von weniger als 100 m/s herrschen, siehe Abbildung 6.22.

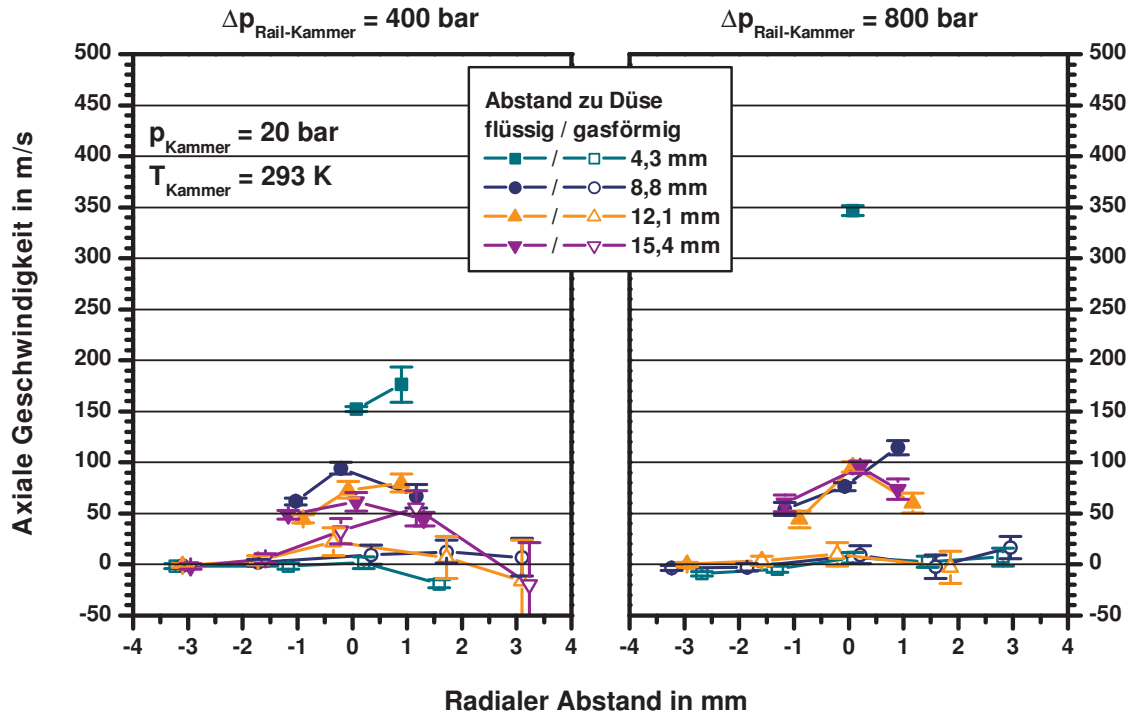


Abbildung 6.22: Gas- und Flüssigphasengeschwindigkeit bei $p_{\text{Kammer}} = 20 \text{ bar}$; Mittelung über 50 Einzelbilder und 4×4 Binning; $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}} = 400 \text{ bar}$ und 800 bar ; Belichtungszeit $1 \mu\text{s}$, $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ bzw. $10 \mu\text{s}$, $t_{\text{nESB}} = 0,7 \text{ ms}$, $\Delta t_{\text{ASD}} = 1,0 \text{ ms}$

Die Geschwindigkeitsverteilung in der Gasphase entspricht bei der Druckdifferenz $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}}$ von 400 bar und 5 bar Kammerdruck qualitativ den Ergebnissen aus den atmosphärischen Untersuchungen. Die Gasphasengeschwindigkeit nimmt mit zunehmendem Abstand zur Düse auf bis zu 73 m/s bei 15,4 mm Entfernung zu, resultierend in einer Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase von 55 m/s. Für den höheren Raildruck ergeben sich bis 12,1 mm Entfernung ähnliche Geschwindigkeitsprofile in der Gasphase, die maximal erreichte Geschwindigkeit ist mit 53 m/s in etwa gleich. Sowohl der relativ große Fehlerbalken von $\pm 25 \text{ m/s}$ im Abstand von 15,4 mm auf der Strahlachse bei 800 bar Raildruck als auch die physikalisch wenig plausiblen negativen Geschwindigkeiten in diesem Profil deuten auf erschwerte Bedingungen bei der Auswertung hin. Grund hierfür sind wiederum verbesserter Strahlzerfall und effektiverer Tropfenzerfall bei 800 bar Druckdifferenz. Mehrfachstreuung erschwert, wie schon bei niedrigerem Raildruck in Abbildung 6.19 zu sehen, die Durchdringung des Einspritzstrahls über die komplette Breite und daher die vollständige Auswertung entlang der Anregungslinie. Dieser Effekt prägt sich für steigenden Kammerdruck stärker aus und wird bei 20 bar Umgebungsdruck

auch für den niedrigeren Kraftstoffdruck beobachtet. Die präzise Anregung entlang eines radialen Profils ist bei effektiver Zerstäubung offenbar nur eingeschränkt möglich.

Die Ergebnisse in den Abbildungen 6.20 bis 6.22 belegen, dass die Gasphasengeschwindigkeiten bei 800 bar Kraftstoffdruck offenbar grundsätzlich niedriger sind als bei 400 bar und aufgrund der schnelleren Tropfen mit wesentlich höheren Relativgeschwindigkeiten einhergehen. Die niedrigste Differenzgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase wird für ein $\Delta p_{\text{Rail-Kammer}}$ von 400 bar und einen Kammerdruck von 20 bar ermittelt. Hier beträgt die Differenz nur ca. 30 m/s in großem Abstand von der Düse. Unabhängig vom Raildruck liegen die Unterschiede zwischen den Geschwindigkeitsprofilen für die Gasphase über den gesamten Bildausschnitt für einen Kammerdruck oberhalb von 10 bar innerhalb der abgeschätzten Genauigkeit des Auswertalgorithmus. Dasselbe gilt für die Tropfengeschwindigkeiten bei 20 bar Kammerdruck ab einer Entfernung von ca. 10 mm von der Düsenspitze. Die Ergebnisse in der Flüssigphase unterliegen mit σ_v/v zwischen 3 % und 15 % den geringsten relativen Abweichungen für die betrachteten Druckvariationen. Bei den Gasphasengeschwindigkeiten wird nur für die niedrige Druckdifferenz $p_{\text{Rail-Kammer}}$ von 400 bar und ein p_{Kammer} von 5 bar im Messpunkt auf der Strahlachse bei 15,4 mm eine Unsicherheit von 15 % ermittelt, ansonsten ist der relative Fehler mitunter größer als 50 %. Die Anwendung von LFT zur Bestimmung der Geschwindigkeiten beider Phasen liefert somit Ergebnisse mit der höchsten Genauigkeit bei geringem Gasdruck und moderatem Einspritzdruck. Die resultierende Messungenauigkeit für die Relativgeschwindigkeit kann mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung zu größer als 21 % abgeschätzt werden.

6.4 Zusammenfassung der Fehlerabschätzung und Limitierungen

Genauigkeit der Auswertung

Die Genauigkeit des Auswertverfahrens mit 1D-Kurvenanpassung ist in Abschnitt 5.1.3 ausführlich behandelt worden. Dort wird ein Parameter X definiert, der die Vertrauensgrenze δ mit der Breite des Peaks w ins Verhältnis setzt. Ferner gibt Gleichung 5.20 den relativen Fehler als Funktion von X und dem Quotienten aus Linienbreite und Ortsverschiebung $w/\Delta x$ an. Diese spiegelt die Genauigkeit des Berechnungsverfahrens wider, welches mit Hilfe der Kurvenanpassung die Position der Peaks in einem gemittelten Intensitätsprofil bestimmt und aus dem örtlichen Versatz die Geschwindigkeit entlang dieses Profils ermittelt. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis erweist sich als primärer Einflussfaktor

auf die Genauigkeit des Auswertalgorithmus, während wiederum die Photonenstatistik des Detektionssystems, insbesondere des Bildverstärkers, das *SNR* bestimmt. Die erzielte Übereinstimmung der simulierten mit den gemessenen Intensitätsprofilen ermöglicht eine detaillierte Analyse der Genauigkeit des Verfahrens. Den untersuchten Randbedingungen gemäß können für die Dieseleinspritzung folgende Aussagen getroffen werden:

- Der Parameter X nimmt in doppelt logarithmischer Darstellung linear mit steigendem Signal-zu-Rausch Verhältnis ab, vgl. Abbildung 5.5 auf Seite 68; das *SNR* in der Flüssigphase ist nahe der Düse und in der Strahlmitte maximal, weshalb hier die höchste Genauigkeit erzielt wird.
- Die Aufweitung der Anregungslinie im Spray resultiert aus dem Prozess der Mehrfachstreuung und ist demnach abhängig von Anzahldicke und Größe der Tropfen sowie dem Laserweg; in kurzem Abstand von der Düse wird in der Regel die geringste Linienbreite detektiert, die mit zunehmender Entfernung ansteigt.
- Aufgrund des Impulsaustauschs mit der Umgebung sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flüssigkeitstropfen, während gleichzeitig die Geschwindigkeit der Gasphase tendenziell ansteigt.
- Größere Verschiebung ($\hat{=}$ höhere Geschwindigkeit) erhöht die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung, sofern die einzelnen Peaks getrennt werden können und nicht aufgrund axialer Geschwindigkeitsgradienten verschmelzen.

Das Verhältnis $w/\Delta x$ in der Flüssigphase kann in Ausbreitungsrichtung des Sprays ausgehend von ca. 0,5 unmittelbar unterhalb der Düsenspitze um mehr als eine Größenordnung ansteigen. In der Gasphase liegen die Werte hierfür mit minimal 1,5 bis etwa 20 auf einem etwas höheren Niveau. Im Randbereich und bei sehr geringen Geschwindigkeiten ergibt sich vereinzelt ein $w/\Delta x$ von mehr als 50. Mit einer Vertrauensgrenze von 95 % kann somit die Verschiebung der lumineszierenden Tropfen unmittelbar am Düsenaustritt mit 1 % Abweichung bestimmt werden, während der niedrigste Messfehler in den Gasphasenuntersuchungen etwa 8 % beträgt.

Systematische Fehler durch Mittelung

Da bei LFT weniger die absolute Höhe als vielmehr das Signal-zu-Rausch Verhältnis des Phosphoreszenzsignals relevant ist, fließt die Photonenstatistik der Detektion ausschließlich in die Bestimmung des *SNR* der einzelnen Anregungslinien ein und ist in der

Abschätzung der Genauigkeit nach Gleichung 5.20 berücksichtigt. Neben der Genauigkeit des Auswerteverfahrens muss jedoch untersucht werden, inwiefern die ermittelte Verschiebung der angeregten Tropfen die Geschwindigkeitsverteilung entlang eines radialen Profils im Spray wiedergibt. Zunächst ist auszuschließen, dass durch Reabsorption der Phosphoreszenzemission nach dem Laserpuls weitere Tropfen außerhalb des ursprünglichen Messvolumens angeregt werden und zum Signal beitragen können, wie die Absorptions- und Emissionsspektren in Abbildung 4.4 belegen. Ferner kann ideales Folgevermögen des molekularen Tracers angenommen werden. Mögliche Fehlerquellen treten allerdings durch verschiedene Mittelungseffekte in Erscheinung, sowohl bei der Laseranregung als auch im Zuge der Auswertung.

Beim „Schreib“-Prozess muss beachtet werden, dass keine ideale Anregung entlang einer infinitesimal dünnen Linie erfolgen kann, zum einen bedingt durch die fokale Breite der Laserlinie und zum anderen aufgrund der Aufweitung der Anregungslinie infolge Mehrfachstreuung. Da nahe der Strahlwurzel des Sprays jedoch Streuung an Tropfen kein großes Problem darstellt, wird die Ortsauflösung im Wesentlichen durch die Abmessung der Strahltaile im Messvolumen bestimmt. Hier ist die Strahlkeule nur unwesentlich größer als der Durchmesser der Düsenbohrung. Für die Untersuchung in Abschnitt 6.2.3 ergibt sich maximal ein Verhältnis zwischen Breite der Strahlkeule und der Halbwertsbreite der detektierten Linie von 2. Mit zunehmendem Abstand von der Düse sinkt dieses bei verbessertem Strahlzerfall und Zerstäubung in der Regel auf Werte um 1. Da die Gegenstandsweite der Abbildungsoptik speziell bei der Anwendung in der Hochdruckkammer begrenzt ist, befindet sich meist die gesamte Strahlkeule innerhalb der Tiefenschärfe der Abbildungsoptik. Daher entspricht die Tropfenverschiebung stets einem Mittelwert entlang der Detektionsrichtung der Kamera. Vollständige Durchdringung des Einspritzstrahls wird bei der Anwendung nahe der Düse durch Abbildung 6.13(a) bestätigt, so dass die Geschwindigkeiten die radiale Geschwindigkeitsverteilung darstellen. Dies kann bei größerem Düsenabstand nicht angenommen werden, weil nicht sichergestellt ist, ob infolge der Strahlaufweitung eine homogene Ausleuchtung des Sprays erfolgt oder z.B. die schnellen Tropfen in der Mitte des Einspritzstrahls vergleichsweise schwach angeregt werden. Eine Geschwindigkeitsverteilung in einem angeregten „Tropfenpaket“ äußert sich im zweiten Bild jedoch immer in größerer Breite der Linie und wird daher in der Fehlerabschätzung berücksichtigt.

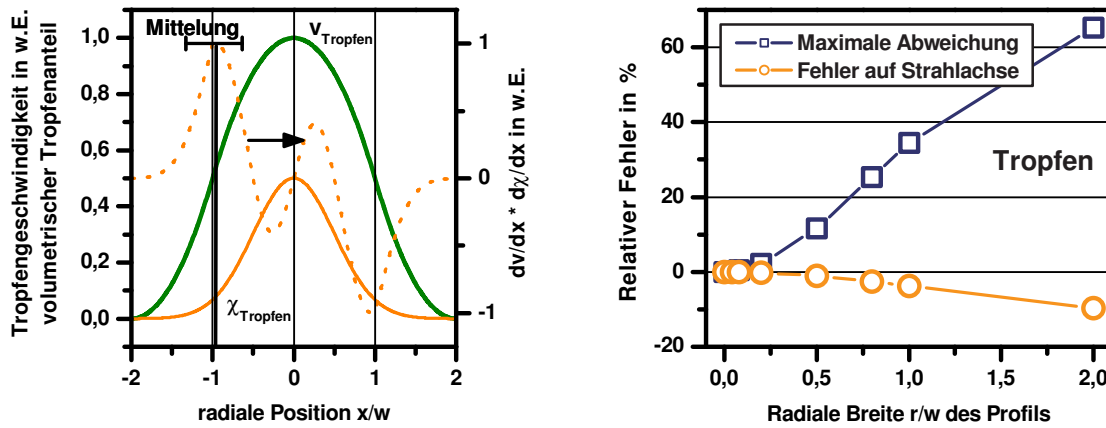
Eine weitere Mittelung wird bei der Auswertung vorgenommen, denn der Algorithmus berechnet die Intensitätsprofile über eine vorgegebene radiale Breite, die im Wesentlichen die Ortsauflösung in radialer Richtung bestimmt. Insbesondere in Bereichen ausgeprägter

radialer Geschwindigkeitsgradienten, d.h. vornehmlich im Randbereich des Sprays, kann dies zu fehlerhaften Ergebnissen führen. In diesem Gebiet werden in der Flüssigphase aufgrund des Gradienten in der Tropfenverteilung die Bereiche des höheren Tropfenanteils in Richtung Strahlmitte stärker gewichtet und die Geschwindigkeiten daher tendenziell zu hoch bestimmt. Analog führt der abnehmende Gasphasenanteil im Sprayinneren dazu, dass eine Verschiebung zu den niedrigen Geschwindigkeiten am Strahlrand stattfindet. Da die Gasphasengeschwindigkeiten abseits der Strahlachse als qualitativ zu betrachten sind, beschränkt sich die Fehlerbetrachtung im Randgebiet auf die Kraftstofftropfen.

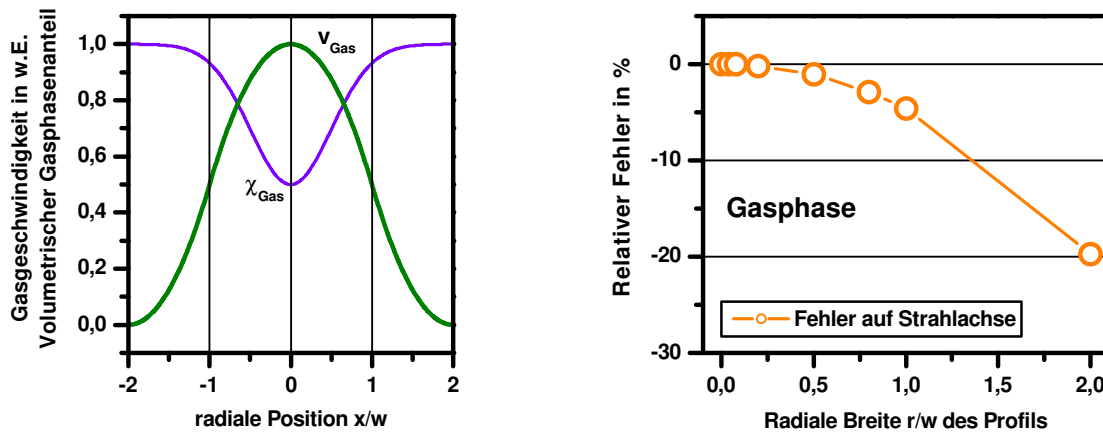
Für eine einfache Abschätzung anhand von radialen 1D-Profilen wird entsprechend den Ergebnissen in [130] eine Gaußverteilung der Flüssigkeitsmasse nach Gleichung 6.1 über den Querschnitt des Einspritzstrahls angenommen. Darin entspricht A der Fläche unterhalb der bei x_c maximalen Glockenkurve. Die Halbwertsbreite der Funktion berechnet sich aus $w \sqrt{\ln 4}$. Der volumetrische Anteil der Tropfen auf der Symmetrieachse des Sprays beträgt nach [130] maximal 50 % im ausgebildeten Sprühstrahl, woraus sich unter Vernachlässigung der Kraftstoffverdunstung die radiale Verteilung der umgebenden Gasphase berechnen lässt.

$$f(x) = \frac{A}{w \sqrt{\pi/2}} e^{-2 \frac{(x-x_c)^2}{w^2}} \quad (6.1)$$

Das symmetrische 1D-Geschwindigkeitsprofil in der Flüssigphase soll stückweise durch ein Polynom 2. Grades angenähert werden. Der Betrag des Geschwindigkeitsgradienten wird jeweils an $x_c \pm w$ der Tropfenverteilung maximal, während bei $x_c \pm 2 w$ Geschwindigkeit und Steigung gleich null sind. Das radiale Profil entspricht damit qualitativ den Verläufen der axialen Geschwindigkeiten nach [114] bzw. den Ergebnissen aus den Abschnitten 6.2.2 und 6.3.2. Ein quantitativer Vergleich der Ergebnisse aus PDA/LDA in [114] und den LFT-Messungen dieser Arbeit ist allerdings aufgrund der unterschiedlichen Messpositionen und Versuchsrandbedingungen nicht möglich. Die für die Abschätzung erzeugten radialen Profile der Geschwindigkeit und des volumetrischen Anteils in Flüssig- und Gasphase zeigt Abbildung 6.23. Der maximale Mittelungsfehler wird für die Tropfen an derjenigen Position x/w erwartet, an der ein hoher Geschwindigkeitsgradient auftritt und eine weitere Gewichtung aufgrund der Tropfenverteilung zum Tragen kommt. Letzteres ist insbesondere bei einer deutlichen Änderung der Tropfendichte zu beobachten. Daher wird im Folgenden das Produkt aus Geschwindigkeitsgradient und Krümmung des Gaußprofils des volumetrischen Tropfenanteils für die Fehlerabschätzung betrachtet, dessen Verlauf als punktierte Linie dargestellt ist. In den Diagrammen auf der rechten Seite



(a) Volumenanteil, axiale Geschwindigkeit und systematischer Fehler in der Flüssigphase



(b) Volumenanteil, axiale Geschwindigkeit und systematischer Fehler in der Gasphase

Abbildung 6.23: Systematische Fehler bei LFT-Messung am Dieselspray; maximale Abweichungen sind für die Flüssigphase im Bereich am Strahlrand bei $|x/w|$ von 1 zu erwarten, in der Gasphase bei $x/w = 0$; zunehmende Breite r/w , über die gemittelt wird, verstärkt die systematische Abweichung in Richtung niedriger Geschwindigkeiten

in den Abbildungen 6.23(a) und 6.23(b) ist die auf die tatsächliche Geschwindigkeit bezogene relative Abweichung ausschließlich aufgrund der Mittelung über eine radiale Breite r/w auf der Symmetrieachse bzw. für die Tropfen zusätzlich an der Position des maximalen Fehlers dargestellt. Ersteres entspricht außerdem dem Fehler bei der Integration des Messsignals in Detektionsrichtung der Kamera.

In dem Gebiet hoher Gradienten im Tropfenanteil und der Ausbreitungsgeschwindigkeit am Strahlrand bei einem $|x/w|$ von ungefähr 1 führt die Berechnung der Intensitäts-

profile zu einer grundsätzlich zu hoch bestimmten Tropfengeschwindigkeit. Dagegen kehrt sich dieser Effekt bei der Mittelung auf der Strahlachse für die beiden Phasen um. Wegen der Mittelung über Gebiete mit in radialer Richtung abnehmenden Geschwindigkeiten ergibt sich bei der Integration des Phosphoreszenzsignals entlang der Detektionsrichtung, d.h. der Spraytiefe, grundsätzlich eine systematische Abweichung zu niedrigeren Geschwindigkeiten, die aufgrund der höheren Tracerkonzentration im Randbereich des Sprays bei Gasphasen-LFT deutlich stärker ausgeprägt ist. Durch die Breite der gemittelten Intensitätsprofile kann der relative Fehler in radialer Richtung beeinflusst werden, dagegen wird in Detektionsrichtung bei sehr breitem Laserstrahl im schlimmsten Fall über die gesamte Linienbreite integriert. Deren Abmessung entspricht in erster Näherung der axialen Breite der Anregungslinie, d.h. ein r/w von 1 führt zu relativen Abweichungen von -4% und -5% in Flüssig- bzw. Gasphase. Unter Berücksichtigung beider Mittelungsfehler ergibt sich der maximale systematische Mittelungsfehler in der Flüssigphase bei r/w gleich 1 zu $+30\%$. Auf der Symmetrieachse des Sprays liegt der systematische Gesamtfehler in der Flüssigphase für den äußersten Fall des sehr breiten Laserstrahls bei -7% , während dieser in der Gasphase -9% beträgt.

Gesamtfehler

Der resultierende Gesamtfehler, d.h. die Summe der systematischen und statistischen Abweichungen setzt sich aus den Mittelungsfehlern und der statistischen Ungenauigkeit des Auswertalgorithmus zusammen. Die Bedingungen auf der Strahlachse ergeben die jeweils geringsten Abweichungen, d.h. bei radialer Mittelung im schlimmsten Fall über eine Breite r/w von 1 ergibt sich für die Tropfen mit $-7 \pm 1\%$ eine tendenziell zu niedrig bestimmte Geschwindigkeit in geringem Abstand von der Düse. Mit zunehmendem radialen Abstand wächst der Messfehler in der Flüssigphase grundsätzlich an, einerseits aufgrund der hohen Geschwindigkeits- und Konzentrationsgradienten und andererseits aufgrund der sinkenden Genauigkeit des Auswertverfahrens, bedingt durch geringes Signal-zu-Rausch Verhältnis im Randbereich. In der Gasphase kann die Geschwindigkeit auf der zentralen Strahlachse mit einer Abweichung von $-9 \pm 8\%$ ermittelt werden.

Ortsauflösung

Die Ortsauflösung in radialer Richtung ist wesentlich durch die Breite des Sprays vorgegeben, wobei jeweils die Vergrößerung der Detektionsoptik zu berücksichtigen ist. Die sinnvolle untere Grenze der Auflösung wird durch das lokale SNR bestimmt.

Der axialen Auflösung sind primär durch den Abstand der Anregungslinien bzw. der detektierten Linienbreite Grenzen gesetzt. Als minimaler Abstand der Linien in Hinsicht auf die Genauigkeit der Kurvenanpassung kann die jeweilige Halbwertsbreite der Peaks angesehen werden. Daher verschlechtert sich die erreichbare Ortsauflösung mit zunehmender Entfernung von der Düse von minimal etwa 0,1 mm auf 2 mm bis 4 mm.

Dynamik

Durch das Messverfahren sind keine hier relevanten prinzipbedingten Einschränkungen bezüglich der Dynamik gegeben, allein der Fehler der Ergebnisse nimmt mit sinkender Geschwindigkeit tendenziell zu. Dies kann innerhalb der Lumineszenz des Tracermoleküls zumindest in bestimmten Grenzen durch einen längeren Zeitabstand zwischen den Einzelbildern ausgeglichen werden. Im Falle von Aceton ist die Variabilität jedoch aufgrund der kurzen Lebensdauer von $7\text{ }\mu\text{s}$ sehr begrenzt. Eine weitere obere Grenze des Zeitabstands ist durch die gewählte Ortsauflösung bzw. den Abstand der Anregungslinien gegeben. Diffusionseinflüsse sind innerhalb der betrachteten Zeitskalen im μs -Bereich zu vernachlässigen. Allerdings können große Geschwindigkeitsunterschiede dazu führen, dass aufgrund großer Verschiebung die Signale zweier Anregungslinien verschmelzen und nicht unterschieden werden können. Dies wird insbesondere bei der Dieseleinspritzung unter Hochdruckbedingungen ($p_{\text{Umgebung}} > 10\text{ bar}$) und hohem Einspritzdruck ($p_{\text{Rail}} \geq 800\text{ bar}$) deutlich. Zum einen werden hier extrem schnelle Tropfenpakete am Düsenaustritt detektiert und zum anderen Tropfen, die durch Impulsaustausch mit der Gasphase erheblich verzögert werden. Daher sind bei einem Abstand der Anregungslinien von 4 mm bereits nach $5\text{ }\mu\text{s}$ die Signale der Tropfen nicht mehr zu trennen. In solchen Fällen bietet es sich an, einen variablen Linienabstand vorzusehen und den Abstand der Linien nahe der Düse auf Kosten der Ortsauflösung zu vergrößern.

Für die Anwendung im Dieselspray gilt eine Geschwindigkeit von etwa 10 m/s als untere Grenze. Geringere Geschwindigkeiten weisen bei einem Zeitabstand unterhalb $10\text{ }\mu\text{s}$ einen relativen Fehler von mehr als 50 % auf. Üblicherweise liegt die Dynamik *in einer Messung* bei 10 bis 15. Großer Vorteil von LFT mit Kurvenanpassung ist das gute Auflösungsvermögen sowohl axialer als auch radialer Geschwindigkeitsgradienten, da Zuordnung und Auswertung der Peaks in den Intensitätsprofilen vollkommen unabhängig von den benachbarten Profilen und Peaks erfolgen.

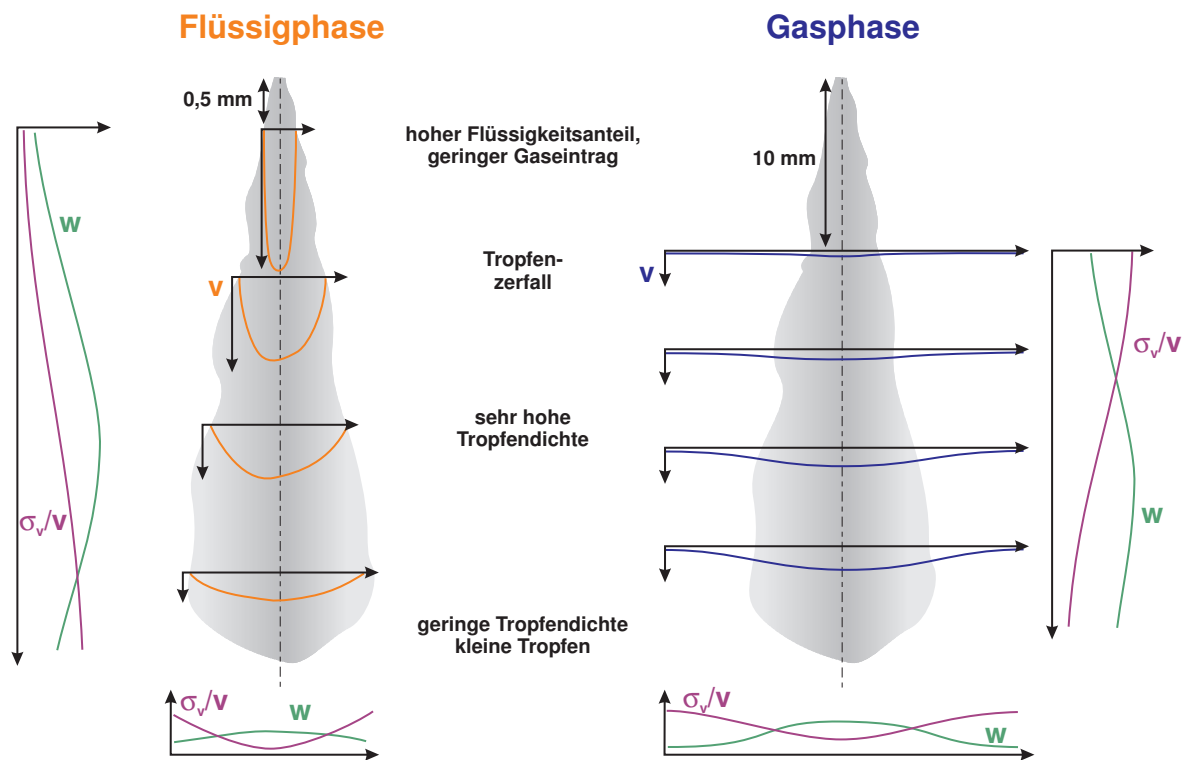


Abbildung 6.24: Limitierung und Messbereich von LFT im Dieselspray; σ_v/v bezeichnet die relative Abweichung der Geschwindigkeit und w die Breite der Signalpeaks

Limitierung der Anwendung

Hohe Dichte der umgebenden Gasphase stellt keine grundlegende Einschränkung dar, verringert jedoch aufgrund der reduzierten Ausbreitungsgeschwindigkeit und des verbesserten Strahlaufbruchs die Genauigkeit der Auswertung. Als problematisch erweist sich vielmehr die steigende Umgebungstemperatur, da sowohl Lebensdauer als auch Ausbeute der Phosphoreszenz der Moleküle mit steigender Tropfentemperatur erheblich abnehmen. Weitere Ungenauigkeiten treten auf, wenn Tropfen zwischen beiden Aufnahmen vollständig verdunsten und die Tracermoleküle im zweiten Bild nicht mehr lumineszieren, so dass es tendenziell zu einer Überbewertung der Geschwindigkeiten großer Tropfen kommen kann. Die Temperaturabhängigkeit des Phosphoreszenzsignals verhindert auch die Anwendung von LFT in der Gasphase bei deutlich erhöhter Temperatur. Als zusätzliche Einschränkung ist die Notwendigkeit einer reinen Stickstoffumgebung zu sehen, wenngleich für Sauerstoffeintrag in die Flüssigphase kein Einfluss auf die Emission der Lanthanid-Chelate festgestellt wird. Weitere Limitierungen bezüglich des eingesetzten Kraftstoffs oder der Versuchrandbedingungen sind nicht zu erkennen.

Der geringe Eintrag der Gasumgebung in das Sprayinnere begrenzt die Auswertung der Ergebnisse von Gasphasen-LFT auf einen Abstand von mehr als 10 mm von der Düsenspitze, während bei der Anwendung in der Flüssigphase bis 0,5 mm unterhalb des Düsenaustritts gemessen werden kann. Abbildung 6.24 fasst die diskutierten Aspekte zusammen und stellt die Ergebnisse bezüglich Messbereich und Genauigkeit für LFT in Flüssig- und Gasphase schematisch dar.

7 Gemischbildung im DI-Ottomotor

Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse aus den Untersuchungen an einem optisch zugänglichen Motor mit Benzindirekteinspritzung vor, in denen sowohl die Geschwindigkeitsverteilung im Spray mittels LFT (Gaseous Image Velocity Tagging, GIVT) als auch die Kraftstoffverteilung in der Gasphase aus Mie/PLIF-Messungen ermittelt wird.

7.1 Geschwindigkeitsverteilung im Einspritzstrahl eines Motors mit Benzindirekteinspritzung

Relativ gute Robustheit gegenüber den Umgebungsbedingungen, vgl. Kapitel 6.1, und die Verwendung eines im Kraftstoff gelösten Tracers machen LFT besonders für die Anwendung unter realen motorischen Randbedingungen attraktiv. In den dichten Sprays der direkteinspritzenden Otto- und Dieselmotoren lassen Mehrfachstreuung an den Tropfenoberflächen sowie die Koagulation der Tropfen mit den Tracerpartikeln eine sinnvolle Auswertung der Streulichtbilder mittels PIV im flüssigen Kraftstoffstrahl in der Regel nicht zu. Bei der Anwendung von LFT können sich allerdings Flüssigkeitsfilme an den Brennraumwänden oder langlebige Emission anderer Bauteile wie z.B. des keramischen Isolators einer Zündkerze nachteilig auswirken. Ferner erfordert LFT zur Bestimmung des 2C/2D-Strömungsfeldes in einer Ebene die Anregung einer eindeutigen Struktur im untersuchten Fluid. Wenn die natürliche Inhomogenität der Tracerverteilung in der Messebene nicht für GIV ausreicht, kann durch Überlagerung zweier Linienbündel ein optisches Gitter in die Strömung „geschrieben“ werden, was eine ausreichende optische Zugänglichkeit voraussetzt, möglichst an zwei Seiten des Messobjekts. Bei dem verwendeten Verbrennungsmotor ist dies durch einen transparenten Zylinder realisiert, vgl. Abbildung 4.10 auf Seite 53.

Aufgrund der für LFT mit geringer Linienanzahl relativ niedrigen Ortsauflösung des optischen Gitters im Messvolumen, vgl. Versuchsaufbau in Abbildung 4.10, werden durch die Anwendung des Optical Flow Algorithmus hier erstmalig auch die Intensitätsgradienten des aus der Phosphoreszenzemission resultierenden Untergrunds bei der Bestimmung

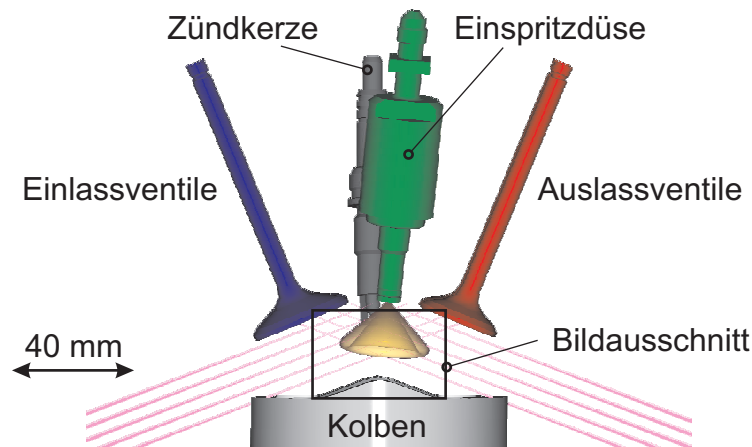


Abbildung 7.1: Bildausschnitt bei LFT-Messungen am Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung; den Versuchsaufbau und die Messebene illustriert Abbildung 4.10 auf Seite 53

des Strömungsfelds berücksichtigt. Diese Kombination der aus GIV bekannten Auswertung stetiger 2D-Intensitätsverteilungen mit der Bestimmung des Strömungsfelds anhand einer aufgeprägten Linien- oder Gitterstruktur bei Flow Tagging Verfahren wird in der Folge als GIVT bezeichnet.

Untersucht wird die Einspritzung des flüssigen Kraftstoffs bei einer Motordrehzahl von 1000 min^{-1} und einem indizierten Mitteldruck p_{mi} von 2 bar. Bei dem strahlgeführten Brennverfahren erfolgt die Einspritzung relativ kurz vor Ende des Verdichtungshubes, wenige Grad Kurbelwinkel ($^{\circ}\text{KW}$) später wird die Zündkerze angesteuert. Gegenüber den thermodynamisch optimalen Zeitpunkten für Ansteuerende der Injektorendstufe ASE von 30°KW vZOT und dem Zündzeitpunkt ZZZP bei 27°KW vZOT sind Einspritzung und Zündung in den optischen Untersuchungen um 10°KW bzw. 20°KW zu frühen Zeiten im Motorzyklus verschoben, um eine Verkleinerung des optisch zugänglichen Bereichs durch den sich aufwärts bewegenden Kolben zu minimieren. Neben dem Ansteuerende (40°KW vZOT und 50°KW vZOT) wird die Tropfengeschwindigkeit der Einspritzung bei drei verschiedenen Kraftstoffdrücken untersucht (100 bar, 150 bar und 180 bar). Da mit sinkendem Raildruck die Einspritzrate abnimmt, muss die Ansteuerdauer verlängert werden, um konstante Last zu gewährleisten. Der Einspritzbeginn verschiebt sich damit nach vorne.

Zur Verdeutlichung der im Folgenden diskutierten Ergebnisse zeigt Abbildung 7.1 relative Lage und Abmessung des gewählten Bildausschnitts im Brennraum und die Anordnung der Ein- und Auslassventile sowie von Zündkerze und Injektor. Die Kolbenposition entspricht einer Kurbelwellenstellung von 30°KW vZOT . Wegen der geringen Signalin-

tensität trotz 2×2 -Binnings im Einzelbild können nur die Mittelwertbilder der 100 Einzelmessungen ausgewertet werden. Das SNR für die Anregungslinien im Mittelwertbild liegt nach Gleichung 5.14 in einem Bereich von 5 bis 11, bei einem Verhältnis von Signal-zu-Untergrund von etwa 3. Wie in Kapitel 6.1.1 erläutert, nimmt die Signalausbeute der Phosphoreszenz mit steigender Umgebungstemperatur ab, während der Umgebungsdruck abgesehen von besserer Zerstäubung keinen direkten Einfluss auf die Intensität der emittierten Strahlung hat. Die Temperatur der Gasphase zum Messzeitpunkt kann näherungsweise anhand des Zylinderdruckverlaufs relativ einfach nach [45] bestimmt werden. Der Exponent der polytropen Zustandsänderung n lässt sich nach Gleichung 7.1 abschätzen.

$$\log(p) = \text{konst.} - n \log(V) \quad (7.1)$$

Nahe dem oberen Totpunkt wird bei geschlepptem Motor zwar in der Regel kein exakt linearer Zusammenhang beobachtet, verursacht durch Blow-by und Wandwärmeverluste, jedoch werden diese Effekte für eine globale Abschätzung nach Gleichung 7.1 mit ausreichender Genauigkeit berücksichtigt [45]. Mit einem Polytropenexponenten von 1,28 und einem Verdichtungsverhältnis von 9,5 berechnen sich für die jeweiligen Ansteuerenden bei 50 °KW vZOT und 40 °KW vZOT die Umgebungsbedingungen p_{Zylinder} und T_{Zylinder} zu 4,8 bar und 465 K bzw. 6,7 bar und 508 K. Die relativ moderaten Umgebungsbedingungen im Brennraum dieses Motors mit Benzindirekteinspritzung lassen darauf schließen, dass starkes Quenching der Phosphoreszenz unter den gegebenen Voraussetzungen mit reduzierter Verdichtung und frühem Einspritzzeitpunkt nur bedingt Ursache für das geringe SNR sein kann. In Hinblick auf die Anwendung in Dieselmotoren lässt sich allerdings vermuten, dass bei den dort deutlich höheren Verdichtungsverhältnissen GIVT aufgrund signifikanten Temperaturquenchings erschwert wird.

Die Integrationszeit der Bilder beträgt jeweils 4 μs , die mit einer zeitlichen Verzögerung von 24 μs aufgenommen werden, das erste Bild etwa 1 μs nach der Laseranregung. Die Auswertung erfolgt in zwei Schritten, zunächst mit dem in DaVis (Version 7.0, LaVision) implementierten Algorithmus der Kreuz-Korrelation und anschließender Minimierung der Intensitätsunterschiede mit der Methode konjugierter Gradienten, siehe Kapitel 5.2. Die Fenstergröße wird bei der Kreuzkorrelation in zwei Schritten von $256 \times 256 \text{ Pixel}^2$ ($16 \times 16 \text{ mm}^2$) mit 50 % Fensterüberlappung auf $128 \times 128 \text{ Pixel}^2$ ($8 \times 8 \text{ mm}^2$) mit 75 % Überlappung reduziert und ergibt ein Vektorfeld zur Initialisierung des OFA mit einer Ortsauflösung von 2 mm, was in etwa dem halben Abstand der Linien des optischen Gitters entspricht.

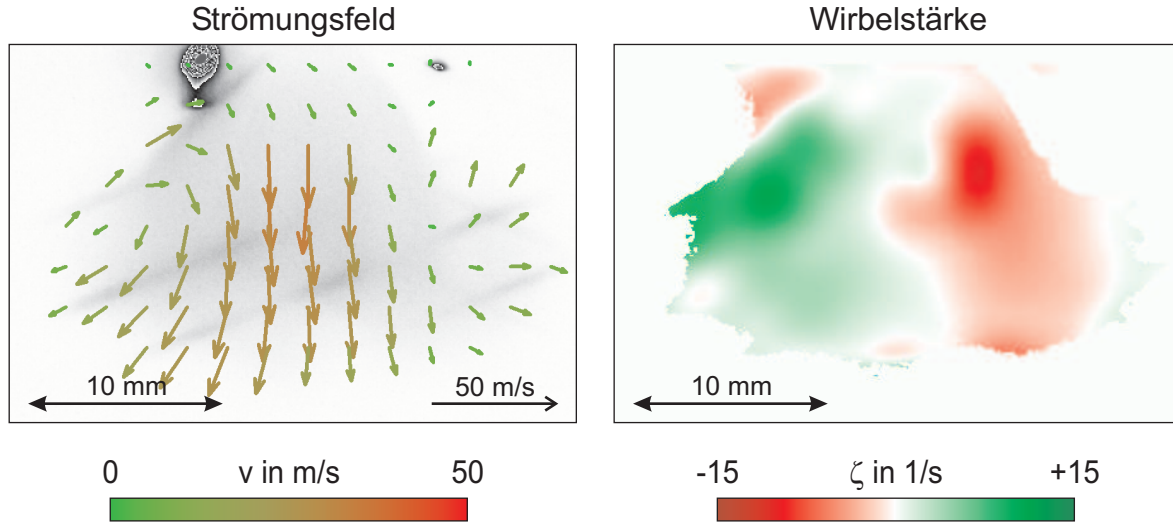


Abbildung 7.2: Exemplarisches Ergebnis bei Anwendung von GIVT am Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung; $MZP = 35^\circ\text{KW vZOT}$, $p_{\text{Rail}} = 150 \text{ bar}$, $ASE = 40^\circ\text{KW vZOT}$

Ein exemplarisches Vektorbild des Strömungsfeldes im Strahlkegel und die entsprechende Verteilung der Wirbelstärke ζ orthogonal zur Bildebene nach Gleichung 7.3 zeigt Abbildung 7.2 bei einem Raildruck von 150 bar und ASE bei 40°KW vZOT zum Zeitpunkt 35°KW vZOT . Der Bildausschnitt ist allerdings etwas kleiner gewählt als in Abbildung 7.1 gezeigt. Allgemein berechnet sich die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ („vorticity“) mit ihren x,y,z-Komponenten ξ , η und ζ nach Gleichung 7.2.

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} = (\xi, \eta, \zeta)^T \quad (7.2)$$

Bei der Projektion des Strömungsfeldes auf die Messebene kann folglich nur die z-Komponente der Wirbelstärke ζ bestimmt werden:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (7.3)$$

Der Vektordarstellung hinterlegt ist die Signalverteilung der Phosphoreszenz des ersten Bildes. Am oberen Bildrand ist deutlich die Emission der vom Laserstrahl angeregten Zündkerze zu erkennen, die um etwa zwei Größenordnungen heller ist als die Phosphoreszenz aus dem Spray. Hintergrundstrahlung von Körperkanten stellen ein grundsätzliches Problem der Auswertung mit Korrelationsmethoden dar, wenn deren Bewegung bei der Bestimmung der wahrscheinlichsten Verschiebung im Korrelationsbild nicht vom eigentlichen Messsignal unterschieden werden und zu ausgeprägten Korrelationsmaxima führen

kann. Daher tendiert die Korrelation im Fall von ruhenden Bauteilen zu einer Nullverschiebung und kann zu fehlerhaften Vektoren führen, insbesondere bei sukzessiver Reduzierung und anfänglich sehr großer Fensterkantenlänge. Um dieses Problem zu umgehen, werden solche Bereiche bei der Auswertung ausgeblendet bzw. mit linear interpolierten Intensitätswerten aus der unmittelbaren Umgebung überschrieben.

Zu dem in Abbildung 7.2 gezeigten Zeitpunkt ist der Strahlkegel weit ausgebildet und weist in der Messebene eine Eindringtiefe von ca. 15 mm auf. Dass die abgebildete Strahlkontur nicht der bei einem Schnitt durch einen Hohlkegel zu erwartenden Sichel entspricht, lässt darauf schließen, dass zum einen Vielfachstreuung zu Anregung von Tropfen außerhalb der Messebene führt und zum anderen der Strahlkegel unter den Bedingungen einer turbulenten Gasströmung bei hohem Gegendruck nach Innen einschnürt. Die senkrecht nach unten gerichtete Strömung in der Mitte des Strahlkegels dominiert das Strömungsfeld mit den höchsten Tropfengeschwindigkeiten von etwa 25 m/s. Diese liegen beträchtlich unterhalb der am Düsenaustritt maximal zu erwartenden Geschwindigkeiten bei reibungsfreier Strömung nach Bernoulli von 208 m/s, allerdings sollte beachtet werden, dass das Messverfahren nur die Projektion des dreidimensionalen Strömungsfeldes auf die Messebene wiedergibt. Ferner kann erwartet werden, dass hoher Gegendruck und eine turbulente Gasströmung für effektive Tropfenzerstäubung und -verzögerung sorgen, zumal aufgrund der Desaxierung der Messebene um 5 mm außerhalb der Symmetrieebene des Kolbens nur Tropfengeschwindigkeiten bis etwa 10 mm unterhalb der Düse gemessen werden können, vgl. Versuchsaufbau in Abschnitt 4.3.3 auf Seite 52. PDA-Messungen unter den idealisierten Randbedingungen einer Hochdruckkammer bei 6 bar und 298 K und ein damit abgeglichenes CFD-Modell [89] haben maximale Geschwindigkeiten am Düsenaustritt von 80 m/s und von ca. 40 m/s in 15 mm Entfernung auf dem Kegelmantel bei allerdings 200 bar Einspritzdruck ermittelt. Die mit GIVT bestimmte Maximalgeschwindigkeit von 25 m/s kann als realistischer Erwartungswert gelten, insbesondere weil Mittelwertbilder ausgewertet werden und die berechnete Verschiebung dem Mittelwert einer den starken zyklischen Schwankungen der turbulenten Gasströmung unterworfenen Einspritzung entspricht. Ferner ist zu diesem Zeitpunkt, d.h. ca. 500 μ s nach Einspritzbeginn, kein Stationärzustand erreicht und der Strahlkegel noch nicht voll ausgebildet.

Sowohl im 2C/2D-Strömungsfeld als auch deutlich besser sichtbar in der Darstellung der Wirbelstärke sind ausgeprägte Rezirkulationsgebiete an beiden Strahlrändern zu erkennen, deren Zentren jeweils 5 mm unterhalb der Zündkerze liegen und die mit $|\zeta|$ von etwa 10 s^{-1} eine ähnliche Wirbelintensität aufweisen. Die Ausdehnung des einlassseitigen Wirbels (links) entlang der äußeren Strahlkontur ist geringfügig größer als auf

der Auslassseite. Unterstützt wird dieses Phänomen durch die etwas stärker ausgeprägte Tropfenbewegung entlang der einlassseitigen Flanke des Strahlkegels einerseits und durch das in PIV-Untersuchungen [89] ermittelte walzenförmige Strömungsfeld der Gasphase („Tumble“) andererseits. Die globale Tumblebewegung im Uhrzeigersinn für die in Abbildung 4.10 gezeigte Konfiguration, d.h. entlang dem Brennraumdach in Richtung der Auslassventile, kann Auswirkung auf kleine Kraftstofftropfen am Strahlrand besitzen [89]. Aufgrund der geringen Geschwindigkeit von weniger als 1 m/s kommt der Gasbewegung jedoch allenfalls eine leicht unterstützende Wirkung auf die am einlassseitigen Strahlrand angedeutete Rückströmung der Tropfen in Richtung der Zündkerze zu, denn die Tropfengeschwindigkeit liegt mit 10 m/s deutlich höher. Die Ausbildung einer stabilen Rezirkulationszone nahe dem Zündvolumen ist ein spezifisches Merkmal der außenöffnenden Düsen und bezüglich der Stabilität des Brennverfahrens eine eminent wichtige Eigenschaft. Die Rezirkulation wird durch den hohen Impuls des Kraftstoffeintrags entlang der Mantelfläche induziert, da die Tropfen einerseits die Gasphase auf dem Kegelmantel verdrängen, andererseits verstärkter Lufteintrag am Düsenaustritt für eine Sogwirkung in das Spray hinein sorgt.

Die Abbildungen 7.3 und 7.4 zeigen die zeitliche Entwicklung der Einspritzung bei unterschiedlichen Raildrücken in Zeitschritten von 3 °KW bzw. 500 µs für die beiden ASE von 40 °KW vZOT und 50 °KW vZOT. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist die Vektordichte in den Abbildungen reduziert, d.h. nur jeder zweite Ergebnisvektor in jeder Richtung dargestellt. Gleiche Last bei reduziertem Kraftstoffdruck resultiert in einer längeren Einspritzdauer, wie zum Zeitpunkt 38 °KW vZOT in Abbildung 7.3 deutlich zu sehen ist. Ferner lässt der sowohl qualitativ anhand des Hintergrundbildes als auch quantitativ bezüglich der Ausbreitungsgeschwindigkeit leicht asymmetrische Strahlkegel bei einem Raildruck von 150 bar kein ideales Öffnungsverhalten der Düse erkennen. Generell nimmt die Tropfengeschwindigkeit im zeitlichen Verlauf und mit steigendem Einspritzdruck erwartungsgemäß zu. Dies gilt jedoch jeweils nur für die Bereiche in der Mitte des Sprays, wohingegen sich die Geschwindigkeiten auf dem Kegelmantel weder für unterschiedliche Messzeitpunkte noch Raildrücke wesentlich ändern. Die über den betrachteten Zeitraum relativ konstante maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit bei 100 bar von etwa 30 m/s deutet auf stationäres Einströmverhalten an der Düse hin. In diesem Fall verändert sich auch die Kontur des Strahlkegels nur geringfügig. Dagegen ist bei den höheren Einspritzdrücken neben einer mit fortschreitender Ausbildung des Strahlkegels deutlichen Geschwindigkeitszunahme zu beobachten, dass der Strahlkegel schneller einschnürt und bei 180 bar nur unvollständig ausgebildet zu werden scheint. Es formt sich vielmehr eine

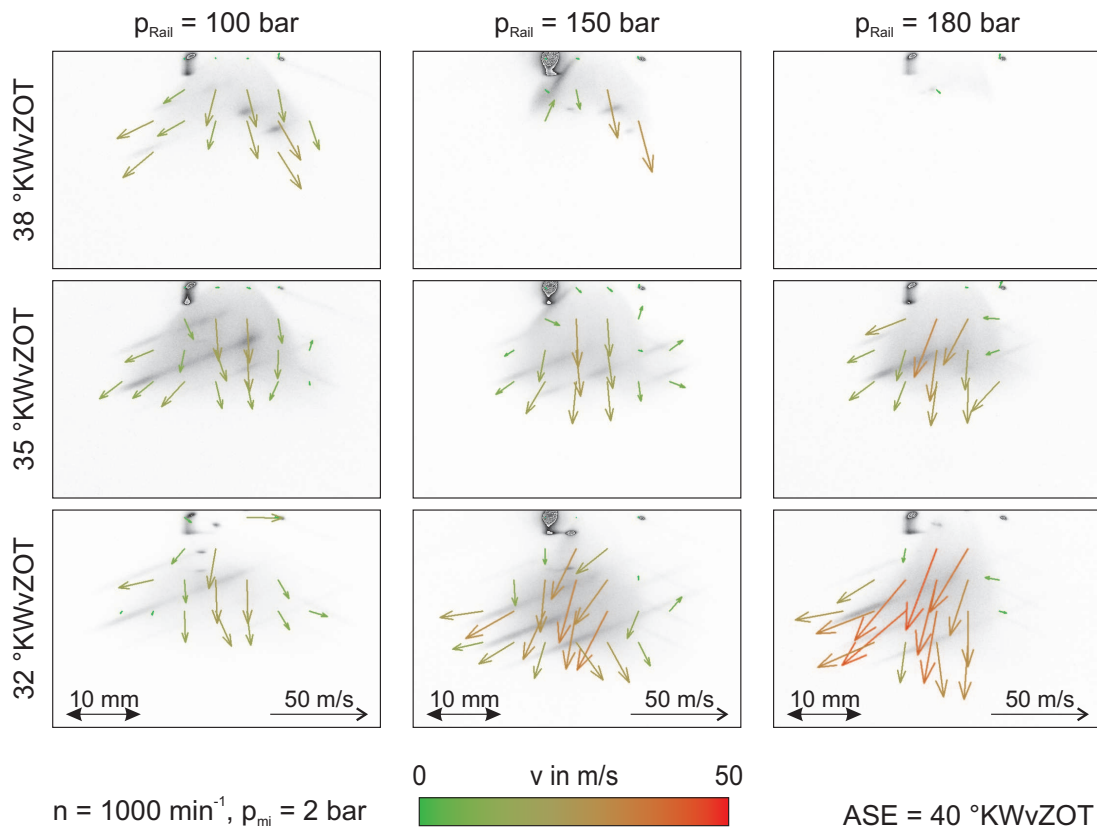


Abbildung 7.3: Strömungsfeld in Motor mit BDE, Einspritzdruckvariation bei *ASE* von 40 °KW vZOT; $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 2 \text{ bar}$

nahezu gleichförmig gerichtete Strömung der Tropfen in den Brennraum, ohne Rezirkulationsgebiete am Kegelrand erkennen zu lassen. Die maximale Tropfengeschwindigkeit wird gegen Ende der Einspritzung zum Zeitpunkt 32 °KW vZOT bei 180 bar in der Strahlmitte zu 45 m/s erreicht, bei einem p_{Rail} von 150 bar beträgt diese etwa 40 m/s. Für alle Bedingungen entspricht die Maximalgeschwindigkeit der Tropfen etwa 20 % der jeweiligen Bernoulli-Geschwindigkeit.

Ein ähnliches Verhalten ist auch für die um 10 °KW frühere Einspritzung in Abbildung 7.4 zu beobachten. Die Einspritzung setzt gegenüber den Betriebspunkten mit einem *ASE* von 40 °KW vZOT jedoch um wenige °KW früher ein, was teilweise durch den von 6,7 bar auf 4,8 bar geringfügig reduzierten Gegendruck und die geringere Dichte der Luft im Brennraum bedingt sein kann. Die Ausbildung eines stabilen Randwirbels zur Rezirkulation kleiner Kraftstofftropfen findet entsprechend dem gesamten Einspritzverlauf ca. 3 °KW früher statt als in Abbildung 7.3. Die geringere Gasdichte zu den frühen Zeitpunkten während der Verdichtung lässt den flüssigen Kraftstoff etwas weiter und mit

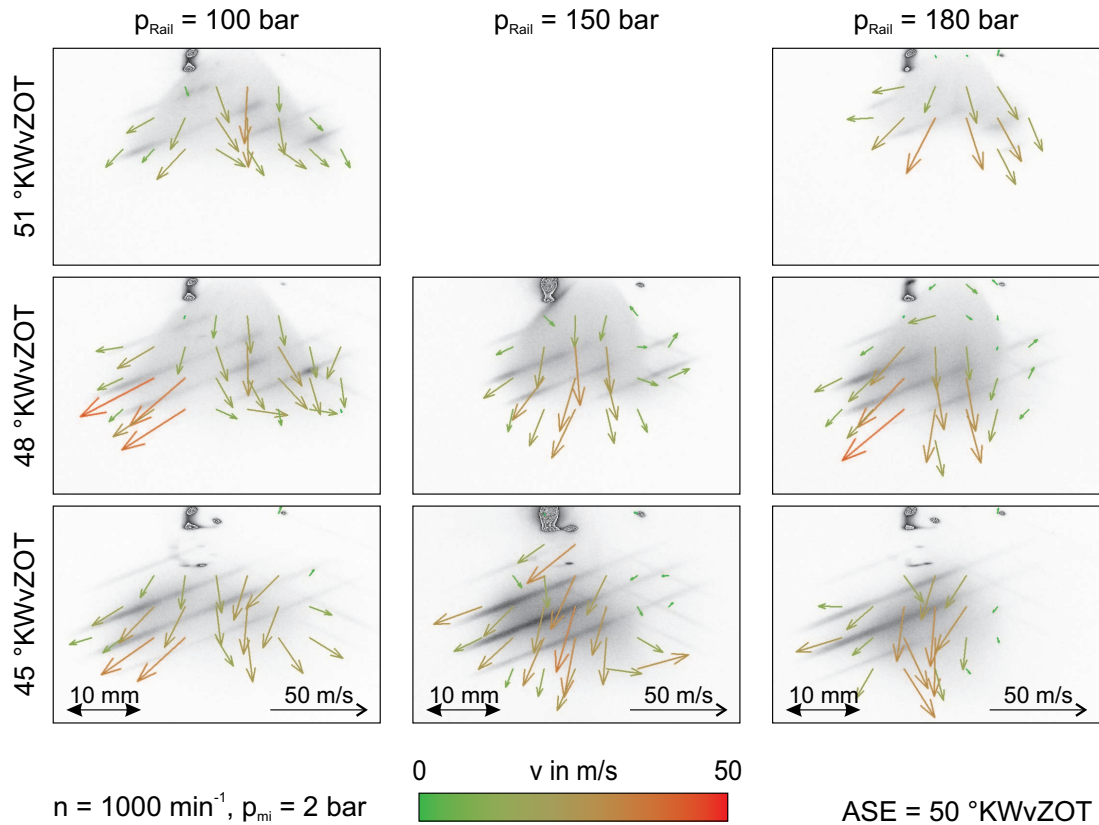


Abbildung 7.4: Strömungsfeld der Tropfen in Motor mit BDE, Einspritzdruckvariation bei $ASE = 50 \text{ °KW vZOT}$; $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{mi} = 2 \text{ bar}$

geringfügig höherer Geschwindigkeit in den Brennraum eindringen. Trotzdem ist auch hier die vorher beobachtete Einschnürung des Hohlkegels bei steigendem Einspritzdruck zu beobachten. Wesentliche qualitative Unterschiede des Einspritzverhaltens der Düse anhand der Strömungsfelder sind zwischen den beiden Einspritzzeitpunkten nicht auszumachen.

Abschließend werden die durchgeführten Variationen des Einspritzdrucks und des Einspritzzeitpunkts anhand der Verteilung der Wirbelstärke zu motorisch vergleichbaren Zeitpunkten in Abbildung 7.5 gegenübergestellt. Diese zeigt für das Ansteuerende bei 40 °KW vZOT die Strömung zum Zeitpunkt 35 °KW vZOT und für das ASE von 50 °KW vZOT die Einspritzung relativ zum ASE um 3 °KW einen Zeitschritt früher bei 48 °KW vZOT . Generell lassen sich für die Variation des Einspritzzeitpunkts bei konstantem Raildruck abgesehen von einer geringfügig abweichenden Verteilung der Wirbelstärke kaum qualitative Unterschiede im Einspritzverhalten feststellen. Vielmehr ist der Kraftstoffdruck Ursache für signifikante Veränderungen des Strahlbildes. Für 150 bar Raildruck zeigt die Verteilung der Wirbelstärke exzellente Übereinstimmung zwischen beiden Zeit-

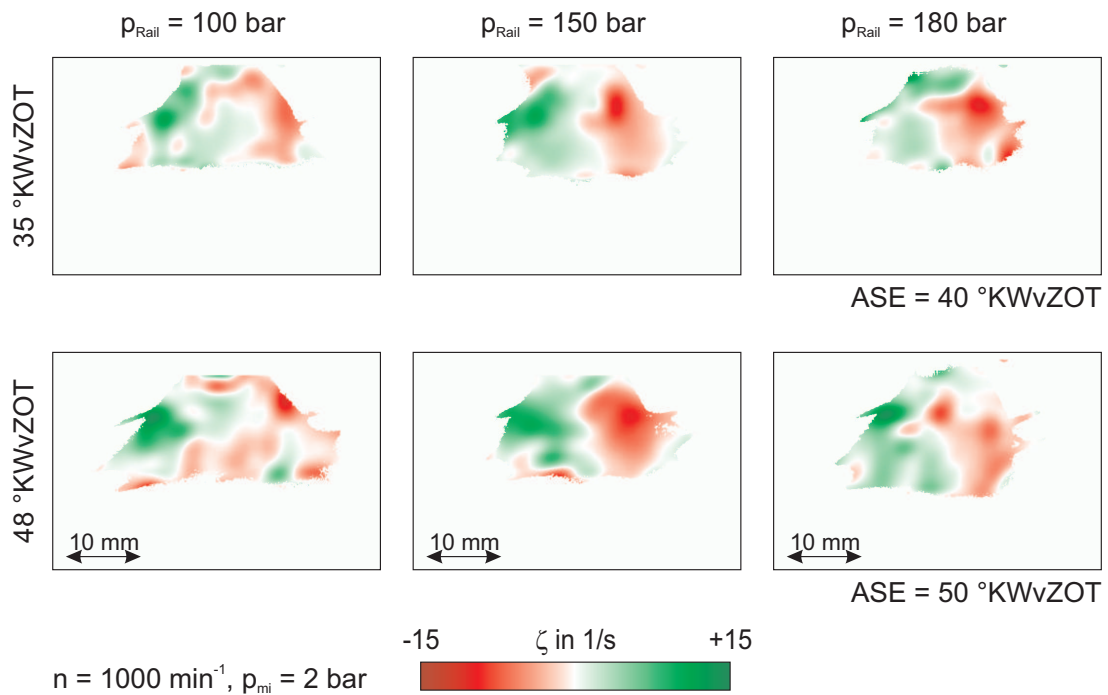


Abbildung 7.5: Wirbelstärke ζ aus GIVT-Messungen bei Benzindirekteinspritzung am Ottomotor; Vergleich zwischen ASE bei 40°KW vZOT (oben) und 50°KW vZOT (unten), Messzeitpunkte siehe links

punkten, sowohl in Lage und Intensität des Wirbels als auch in der örtlichen Ausdehnung der zusammenhängenden Rezirkulationsgebiete. Der Strahlkegel weist nur geringfügige Asymmetrien auf. Bei höherem Raildruck von 180 bar sind insbesondere die Randwirbel auf der Einlassseite schwächer ausgeprägt bzw. die Verteilung insgesamt deutlich inhomogener. Ein ähnliches Bild ergibt sich bei 100 bar Raildruck. Auch hier sind nur geringe quantitative Unterschiede zwischen den beiden ASE -Einstellungen zu erkennen, während das Wirbelfeld im Vergleich zu der symmetrischen Tropfenausbreitung bei 150 bar kein zusammenhängendes Rezirkulationsgebiet zeigt. Wenn auch im Randbereich Verwirbelungen z.T. hoher Wirbelstärke beobachtet werden können, ist deren örtliche Ausdehnung recht gering und die Verteilung insgesamt sehr inhomogen. Es ist davon auszugehen, dass der veränderten Tropfenausbreitung bei sowohl geringerem als auch höherem Einspritzdruck unterschiedliche Effekte zugrunde liegen. Im ersteren Fall wird der Impuls der Tropfen für die Bildung eines großflächigen Rückströmgebietes im Randbereich nicht ausreichend sein, während im zweiten Beispiel die Hohlkegelstruktur des Sprays nicht aufrecht erhalten werden kann und der Randwirbel aufgrund der Strahleinschnürung destabilisiert wird.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass mittels GIVT an einem optisch zugänglichen Verbrennungsmotor die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Tropfen in einem dichten Spray bei Benzindirekteinspritzung mit strahlgeführtem Brennverfahren und außenöffnender Düse ermittelt werden kann. Die maximalen Geschwindigkeiten in einer um 5 mm aus der Symmetrieebene der Düse verschobenen Messebene liegen etwa 15 mm unterhalb der Düse unabhängig vom Einspritzdruck bei ca. 20 % der Geschwindigkeit für reibungsfreie Strömung und zeigen gute Übereinstimmung mit Ergebnissen aus Druckkammeruntersuchungen [89]. Die Untersuchungen haben ferner gezeigt, dass sich ein stabiles Rezirkulationsgebiet auf beiden Seiten des Strahlkegels ausbilden kann, welches zur Bereitstellung eines zündfähigen Gemisches nahe dem Zündvolumen benötigt wird. Während über die Variation des Einspritzzeitpunkts lediglich der Zeitpunkt der Wirbelbildung verändert wird, beeinflusst der Einspritzdruck die Qualität der Randwirbel beträchtlich. Nur für Raildrücke oberhalb von 150 bar wird eine symmetrische Tropfenausbreitung mit zwei ausgeprägten, entgegengesetzt gerichteten Rezirkulationsgebieten beobachtet, wobei steigender Einspritzdruck tendenziell zur Einschnürung des Strahlkegels und Destabilisierung des Wirbels beiträgt.

7.2 Bestimmung der Kraftstoffverteilung in einem DI-Ottomotor mittels PLIF

Zur Visualisierung der Kraftstoffverteilung in einer Ebene des Brennraums eignet sich die berührungslose, optische Messtechnik der Planaren Laser-Induzierten Fluoreszenz (PLIF). Diese nutzt die LIF eines Tracers aus, der einem nicht fluoreszierenden Ersatzkraftstoff zugemischt wird, wobei die Annahme getroffen wird, dass die lokale Menge des Tracers die lokale Kraftstoffmenge widerspiegelt. Unter bestimmten vereinfachenden Annahmen kann aus der 2D-Fluoreszenzintensität quantitativ die Verteilung des Luftverhältnisses im Brennraum bestimmt werden.

Als Versuchsträger dient das 4Ventil-Einzylinderaggregat aus [89]. Die Konfiguration des optischen Aufbaus ist in Kapitel 4.3.3 beschrieben und wird in Abbildung 4.11 auf Seite 55 dargestellt. Es wird ein Gemisch von 3 %-vol. 3-Pentanon in Isooktan als Kraftstoff verwendet, die Anregung erfolgt mittels eines XeCl-Excimer Lasers bei 308 nm, weil bei dieser Wellenlänge eine geringe Temperaturabhängigkeit der auf den Molanteil bezogenen LIF des Tracers beobachtet wird.

7.2.1 Vorgehensweise und Annahmen bei der Quantifizierung

Die Quantifizierung der Kraftstoffverteilung in einem Kraftstoff-Luft Gemisch mit Hilfe der Laser-Induzierten Fluoreszenz (LIF) erfordert detaillierte Kenntnisse der verschiedenen Einflussgrößen auf das gemessene Fluoreszenzsignal. Ein linearer Zusammenhang zwischen einfallenden Photonen und ausgelesenen Intensitätswerten des Detektionssystems wird in der Folge ebenso vorausgesetzt wie die Anregung der Fluoreszenz bei „geringer“ Strahlungsintensität, d.h. das Fluoreszenzsignal kann nach Gleichung 3.5 auf Seite 22 als proportional zur Anregungsenergie betrachtet werden. Das auf die Anregungsenergie bezogene Fluoreszenzsignal S'_{LIF} berechnet sich demnach zu

$$S'_{LIF} = \frac{S_{LIF}}{E_L} = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{Q_D}{h \nu_L} V \sigma(\lambda_L, T) \phi(\lambda_L, T, p, \sum_i \chi_i) N_1^0 \quad (7.4)$$

Wie in Kapitel 3.2.2 ausführlich dargelegt wird, ist das LIF-Signal des Tracermoleküls abhängig von Umgebungseinflüssen wie der Temperatur, des Gesamtdrucks und der Gemischzusammensetzung. Daher sind für die Quantifizierung der λ -Verteilung im Brennraum Kalibrationsmessungen notwendig. Zusätzlich müssen für exakte quantitative Aussagen einige einschränkende Voraussetzungen möglichst weitgehend erfüllt sein, wie im Folgenden erläutert wird.

Da die Trennung von Flüssig- und Dampfphase anhand des Emissionsspektrums von 3-Pentanon nicht möglich ist, wird zu deren Unterscheidung neben der LIF des Tracermoleküls elastisch gestreutes Licht von Partikeln oder Tropfen (Mie-Streuung) detektiert. Hierbei handelt es sich neben Reflektionen von Brennraumwänden ausschließlich um Streuung an den flüssigen Kraftstofftropfen, deren Verteilung allerdings nur qualitativ bestimmt werden kann. In der Folge werden für die Bestimmung des Luftverhältnisses in der Dampfphase nur diejenigen Bereiche ausgewertet, in denen mit Hilfe der Mie-Streuung kein flüssiger Kraftstoff nachgewiesen wird.

Allgemein berechnet sich das lokale Luftverhältnis λ aus dem Verhältnis der Luft- zur Brennstoffmasse m_{Luft}/m_B bezogen auf das entsprechende Verhältnis unter stöchiometrischen Bedingungen [45]. Diese Definition kann umgeformt und als das Verhältnis der Molmengen des Sauerstoffs n_{O_2} und des Brennstoffs n_B multipliziert mit der Anzahl der zur vollständigen Kraftstoffumsetzung erforderlichen Sauerstoffmoleküle ν angegeben werden.

$$\lambda = \frac{m_{Luft}}{m_B LB_{st}} = \frac{n_{O_2}}{\nu n_B} \quad (7.5)$$

Die Molmenge n_{O_2} ist direkt proportional zum Produkt aus Sauerstoffmolanteil χ_{O_2} und molarer Gasdichte. Bei gleichem Verdunstungsverhalten von Tracer und Kraftstoff wird die Brennstoffmasse durch die Teilchenanzahl des Tracers $N_{3\text{P}} = N_{1,3\text{P}}^0 V$ wiedergegeben, d.h. unter Annahme eines idealen Gases gelten die Beziehungen

$$n_{\text{O}_2} \propto \chi_{\text{O}_2} \frac{p}{T} \quad (7.6)$$

$$n_{\text{B}} \propto N_{3\text{P}} \quad (7.7)$$

Mit Gleichung 3.5 und der molekularen Fluoreszenzausbeute $Q = \sigma \phi$ kann Gleichung 7.5 wie folgt geschrieben werden:

$$\lambda \propto Q_{\text{D}} \frac{\Omega}{4\pi} V \frac{Q(\lambda_{\text{Laser}}, T, p, \sum_i \chi_i)}{T} p \frac{\chi_{\text{O}_2}}{S'} \quad (7.8)$$

Im Zuge der Kalibrierung bei homogener Gemischverteilung im Brennraum und bekanntem Kraftstoff-Luft-Gemisch können sowohl die Intensitätsverteilung des Lichtschnittprofils korrigiert als auch $S'_{\text{LIF-3P}}$ auf einen entsprechenden λ -Wert normiert werden. Für die Kalibrierung gilt

$$\lambda_{\text{ref}} \propto Q_{\text{D}} \frac{\Omega}{4\pi} V \frac{Q(\lambda_{\text{Laser}}, T_{\text{ref}}, p_{\text{ref}}, \sum_i \chi_{i,\text{ref}})}{T_{\text{ref}}} p_{\text{ref}} \frac{\chi_{\text{O}_2,\text{ref}}}{S'_{\text{ref}}} \quad (7.9)$$

Der Ausdruck Q/T kann durch die auf den Molanteil des Tracers bezogene Ausbeute Q_{χ} ersetzt werden und es ergibt sich unter Verwendung der Gleichungen 7.8 und 7.9 für das Luftverhältnis

$$\lambda = \frac{Q_{\chi}(\lambda_{\text{Laser}}, T, p, \sum_i \chi_i)}{Q_{\chi}(\lambda_{\text{Laser}}, T_{\text{ref}}, p_{\text{ref}}, \sum_i \chi_{i,\text{ref}})} \frac{p}{p_{\text{ref}}} \frac{\chi_{\text{O}_2}}{\chi_{\text{O}_2,\text{ref}}} \frac{S'_{\text{ref}}}{S'} \lambda_{\text{ref}} \quad (7.10)$$

Gleiche Umgebungsbedingungen bei der Kalibrierung mit homogener Zylinderladung und geschichteter Gemischbildung sind kaum zu erreichen. „Homogener“ Motorbetrieb bei gleichem Luftaufwand λ_a wie im Schichtbetrieb und zündfähigem Gemisch mit λ zwischen 0,4 und 1,4 hat hohe mechanische und thermische Belastungen des Motors zur Folge, die hinsichtlich der begrenzten Festigkeit des Glaszylinders nicht praktikabel sind. Die jeweiligen Messungen werden daher zunächst anhand eines regelmäßig eingestellten gefeuerten Betriebspunkts mit reduzierter Füllung ($\lambda_a < 1$) und homogener Gemischbildung kalibriert, wodurch auch der Effekt des im Laufe der Messungen aufgrund von Verschmutzung abnehmenden Fluoreszenzsignals berücksichtigt werden kann. Diesbezüglich

ermöglicht die volle Variabilität des Ventiltriebs durch frühzeitiges Schließen der Einlassventile (FES) ohne Drosselungseffekte die gezielte Reduzierung der Zylinderladung. Um die absolute λ -Verteilung zu erhalten, muss in einer separaten homogenen Kalibrierung das Verhältnis der Signalintensität bei gefeuertem Betrieb mit reduzierter Ladung $S'_{\text{ref,FES}}$ und geschlepptem Betrieb bei maximalem Luftaufwand $S'_{\text{ref,VL}}$ ermittelt werden. Damit ergibt sich das Luftverhältnis zu

$$\lambda(x, y) = \frac{Q_{\chi}(x, y)}{Q_{\text{ref,VL},\chi}} \frac{\chi_{\text{O}_2}(x, y)}{\chi_{\text{O}_2,\text{ref}}} \frac{p(x, y)}{p_{\text{ref}}} \frac{S'_{\text{ref,VL}}}{S'_{\text{ref,FES}}} \frac{S'_{\text{ref,FES}}(x, y)}{S'(x, y)} \lambda_{\text{ref,VL}} \quad (7.11)$$

Durch die Kalibrierung ist die Voraussetzung **gleicher Intensitätsverteilung** des Lichtschnitts bei Kalibrierung und Messung in erster Näherung erfüllt. Weitere Unterschiede zwischen geschlepptem Motor mit homogener Füllung und Schichtbetrieb ergeben sich der obigen Gleichung gemäß aus Veränderungen des **lokalen Sauerstoffanteils** sowie unterschiedlichen **Druck- und Temperaturverhältnissen** im Brennraum. Diese Effekte werden im Folgenden diskutiert.

Eine konstante Intensitätsverteilung des Lasers bei Kalibrierung und Messung ist nur dann gegeben, wenn Veränderungen durch Effekte wie momentane Absorption und Streuung ausgeschlossen werden können. Während Absorption bei geringer Tracerkonzentration in der Gasphase vernachlässigt werden kann, spielen in dichten Zweiphasengemischen sowohl Absorption durch flüssigen und dampfförmigen Kraftstoff als auch Streuung an Tropfenoberflächen eine bedeutende Rolle. Da jedoch Bereiche flüssigen Kraftstoffs bei der Auswertung nicht berücksichtigt werden, sind Absorptions- und Streueffekte nur auf der jeweils laserabgewandten Seite von Gebieten hoher Tropfendichte und Tracerkonzentration relevant. Insbesondere das Messvolumen nahe der Auslassseite ist hiervon betroffen. Für den einlassseitigen Brennraum können diese Effekte jedoch vernachlässigt werden. Puls-zu-Puls Schwankungen des Lasers werden durch einen entsprechenden Messkopf erfasst und korrigiert ($S' = S/E_L$).

Bei der Quantifizierung des Luftverhältnisses λ anhand des Fluoreszenzsignals wird lediglich die Teilchendichte des Kraftstoffs bzw. des Tracers bestimmt, der lokale Sauerstoffanteil ist dagegen nicht bekannt. Daher wird in erster Näherung von einem den homogenen Kalibriermessungen entsprechenden, konstanten χ_{O_2} von 0,21 ausgegangen. Allerdings wird der lokale Sauerstoffanteil während des Einspritzvorgangs infolge der Ausbreitung des dampfförmigen Kraftstoffs abnehmen. Die daraus resultierende Anfeuchtung des Gemisches wird bei einem ausschließlichen durch Nachweis der Kraftstoffdichte bestimmten Luftverhältnis nicht wiedergegeben. Durch eine einfache Abschätzung kann dieser Effekt jedoch näherungsweise korrigiert werden, s.u.

Die Fluoreszenzausbeute eines Moleküls ist nach Gleichung 3.5 neben weiteren Einflussfaktoren in der Regel eine Funktion der Temperatur, die jedoch im Brennraum in der gewählten Konfiguration experimentell nicht ermittelt werden kann. Zwar liefert der Verlauf des Zylinderinnendruckes bei geschlepptem Motor nach Gleichung 7.1 den Polytropenexponenten der Verdichtung und damit einen Näherungswert für die mittlere Temperatur im Brennraum. Während Wärmeverluste wie beispielsweise durch Verdunstung des Kraftstoffs bei der Einspritzung in den Saughub (Homogenbetrieb) in Gleichung 7.1 berücksichtigt werden, hat die späte Einspritzung im Schichtbetrieb deutliche Temperaturgradienten im Vergleich zu den homogenen Kalibriermessungen zur Folge, die mit dem Messverfahren nicht ermittelt werden können. Bei Abnahme der Fluoreszenzintensität mit steigender Temperatur resultiert die lokale Gemischabkühlung in einer Zunahme des Fluoreszenzsignals und somit einem tendenziell zu fett bestimmten Luftverhältnis.

Aufgrund der auf weniger als 10 Hz begrenzten Pulsfrequenz des Lasers und der nur geringfügig höheren Wiederholrate der Kamera kann in der motorischen Anwendung nur ein Bild pro Zyklus aufgenommen werden. Während die Wiederholrate von 8,3 Hz bei 1000 min^{-1} eine Sequenz von aufeinanderfolgenden Bildern ermöglicht, kann bei der höheren Drehzahl von 2000 min^{-1} nur jeder zweite Zyklus detektiert werden. Dies hat insbesondere Auswirkungen auf die Analyse von Zündaussetzern. Um minimale thermische Beanspruchung des Glaszylinders zu gewährleisten, werden bei 1000 min^{-1} und 2000 min^{-1} 100 bzw. 50 Zyklen aufgenommen. Die Berechnung des λ -Werts im Einzelbild erfolgt anhand entsprechend gemittelter Kalibrationsmessungen mit homogener Ladung. Im LIF-Bild werden diejenigen Bereiche bei der Berechnung des Luftverhältnisses nicht berücksichtigt, die im Mie-Bild eine Signalintensität von mehr als 3 Photoelektronen aufweisen. Diese Gebiete sind in den Ergebnisbildern weiß dargestellt.

Die Einzelbildauswertung liefert die Verteilung des Luftverhältnisses im Mittelwert sowie die auf den Mittelwert bezogene Standardabweichung von λ , den sog. Variationskoeffizienten. Aus der entsprechend dem Schwellwert binarisierten Mie-Verteilung kann durch arithmetische Mittelung die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des flüssigen Kraftstoff ermittelt werden, die in der Folge als Tropfenwahrscheinlichkeit P_{f} bzw. Tropfenanteil bezeichnet wird.

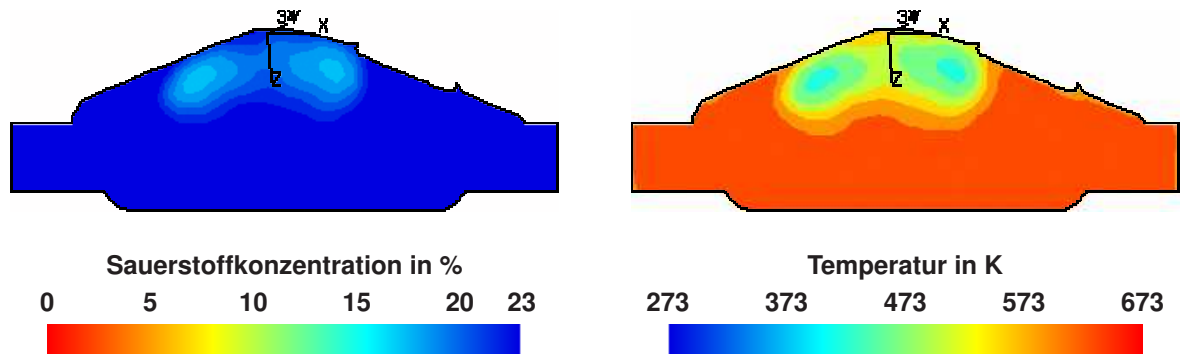
7.2.2 Fehlerabschätzung

Die photophysikalischen Eigenschaften von 3-Pentanon sind bereits ausführlich behandelt worden, weshalb hier nur die jeweiligen Einflüsse benannt werden und bezüglich detaillierter Zusammenhänge auf Kapitel 3.2.2 verwiesen wird. Explizit sei an dieser Stelle

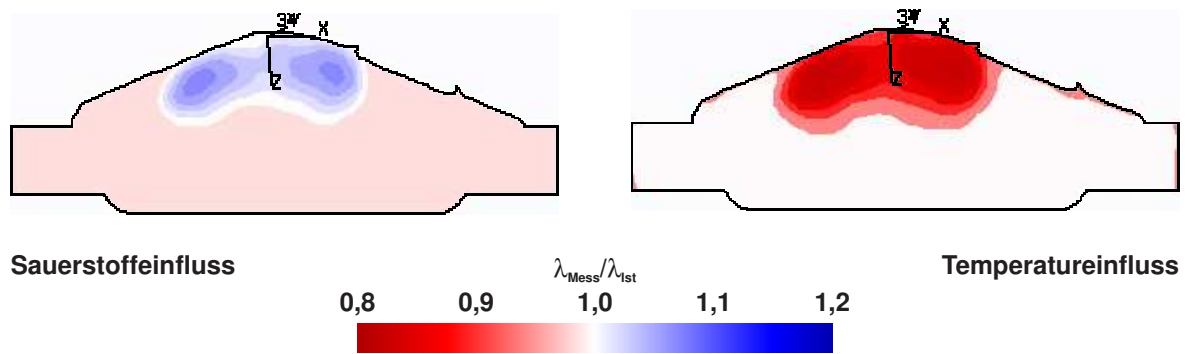
darauf verwiesen, dass bei der motorischen Kompression, wie in [55] gezeigt, die einfache multiplikative Überlagerung der einzelnen Umgebungseinflüsse zur Modellierung der Fluoreszenzintensität ausreicht, Unsicherheiten bezüglich des unter diesen Randbedingungen bislang nicht untersuchten Sauerstoffeinflusses durch Quenching oder photochemische Effekte [110] jedoch bestehen bleiben. Die folgenden Überlegungen basieren auf der voneinander unabhängigen Betrachtung der einzelnen Umgebungseinflüsse, gestützt durch die zum jeweiligen Messpunkt durchgeführten Kalibriermessungen.

Bei Verwendung von 3-Pentanon ist, wie bei anderen Ketonen, der Einfluss von **Quenching durch Sauerstoff** auf die LIF gering [37]. Dies gilt auch unter den Bedingungen steigenden Umgebungsdrucks während der Verdichtung [55], wenn zum Zeitpunkt der Einspritzung der Zylinderdruck zwischen 5 und 9 bar liegt. Des Weiteren kann der Einfluss des Gesamtdrucks auf die Quantenausbeute der Fluoreszenz von 3-Pentanon [55, 110] vernachlässigt werden, da jeder Messzeitpunkt anhand eines entsprechenden Betriebspunkts homogener Ladung zum selben Zeitpunkt und damit unter ähnlichen Druckbedingungen kalibriert wird. Es gilt außerdem die Annahme, dass weder bei homogenem (FES, $\lambda_a < 1$) noch geschichtetem Motorbetrieb ($\lambda_a \approx 1$) signifikante Druckgradienten auftreten. In Anbetracht der einerseits nicht endgültig geklärten Beeinflussung der Signalausbeute durch Sauerstoff [110] und des auf der anderen Seite mit 10 % bis 21 % grundsätzlich hohen Stoffmengenanteils wird die statistische Unsicherheit durch Quenching mit 5 % abgeschätzt ($\Delta Q_\chi / Q_{\chi, \text{Quenching}} = 0,05$).

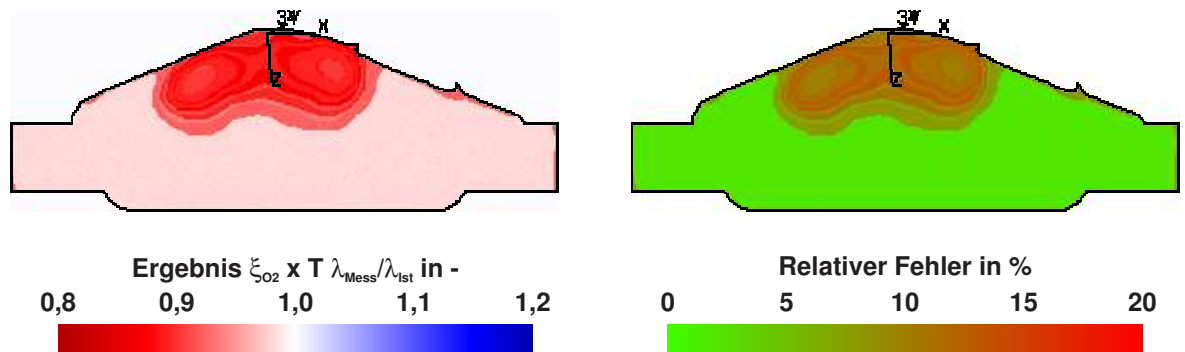
Die **lokale Abkühlung in Gas- und Flüssigphase** infolge der Tropfenverdunstung führt einerseits zu einer Veränderung der Fluoreszenzausbeute des Tracers und zur einer Abnahme des Sauerstoffanteils in der Gasphase, wie Abbildung 7.6(a) anhand eines mittels CFD simulierten Motorzyklus bei einer Drehzahl von 1000 min^{-1} , 2 bar p_{mi} und einem ASE von 40 °KW vZOT zum Zeitpunkt bei 33 °KW vZOT zeigt [2]. Zu diesem Zeitpunkt ist der Kraftstoff gerade vollständig verdunstet. Für die folgende Abschätzung wird die in [59] gezeigte Temperaturabhängigkeit von S'_χ als Polynom 2. Grades mit einer Standardabweichung der Kurvenanpassung von 1,3 % angenähert. Die Genauigkeit der Daten in [59] geben die Autoren mit 3 % an. Die gezeigten Abweichungen sind jeweils auf homogene Zylinderladung mit einer Temperatur von 633 K und einem Sauerstoffmassenanteil ξ_{O_2} von 0,23 normiert. In dem gezeigten Beispiel hat die Verdunstung des Flüssigkeitssprays sowohl eine Abkühlung um etwa 200 K als auch eine **Verringerung des Sauerstoffmassenanteils** zur Folge. Letzteres führt zu einer tatsächlichen lokalen Anfettung, d.h. einem $\lambda_{\text{Mess}} / \lambda_{\text{Ist}}$ größer 1, siehe Abbildung 7.6(b) links. Die Abweichung liegt bei maximal 7 % auf der mageren Seite. Allerdings nimmt mit sinkender Temperatur



(a) Sauerstoffkonzentration und Temperaturverteilung



(b) Relative λ -Abweichung



(c) Gesamtabweichung und relativer Messfehler

Abbildung 7.6: Abschätzung der maximalen λ -Abweichung infolge von Tropfenverdunstung; Sauerstoffkonzentration und Temperaturverteilung aus CFD-Rechnung [2] und den Randbedingungen $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{mi} = 2 \text{ bar}$ und $ASE = 40 \text{ °KW vZOT}$; Zeitpunkt 33 °KW vZOT

die Teilchendichte umgekehrt proportional zu, wodurch sich ein $\lambda_{\text{Mess}}/\lambda_{\text{Ist}}$ kleiner 1 ergibt, wie auf der rechten Seite in Abbildung 7.6(b) dargestellt ist. Mit einer maximalen Abweichung von 17 % wird das aufgrund des verringerten Sauerstoffanteils tendenziell zu mager bestimmte Luftverhältnis durch die gleichzeitige Temperaturabnahme mehr als kompensiert. Die mittlere relative Abweichung aus Sauerstoff- und Temperatureinfluss kann nach Abbildung 7.6(c) zu 10 % in Richtung eines zu fetten Gemischs abgeschätzt werden. Die maximale Abweichung beträgt 13 %. Für ein um 30 K niedrigeres Temperaturniveau und gleiche absolute Temperaturabnahme reduziert sich der über den Bereich um die Zündkerze gemittelte, kombinierte Fehler auf 7 % (maximal 10 %), während eine um den gleichen Betrag höhere Gemischtemperatur zu einem Fehler von etwa 13 % (18 %) führt. Zu späteren Zeitpunkten im Motorzyklus gleichen sich die in Abbildung 7.6(a) dargestellten Inhomogenitäten in der Sauerstoff- und Temperaturverteilung jedoch zunehmend aus, so dass sich folglich auch die relative Abweichung verringert.

Anhand der in den Messungen ermittelten λ -Verteilung kann der lokale Sauerstoffanteil χ_{O_2} bei Annahme eines konstanten Mengenverhältnisses N_2/O_2 in der Frischluft (Gleichung 7.12) und unter Vernachlässigung inhomogener Restgasverteilung abgeschätzt werden. In der Gasphase gilt ferner Gleichung 7.13.

$$\frac{\chi_{\text{N}_2}}{\chi_{\text{O}_2}} = \left| \frac{\chi_{\text{N}_2}}{\chi_{\text{O}_2}} \right|_{\text{FL}} = \text{konst.} \quad (7.12)$$

$$\chi_{\text{B}} + \chi_{\text{O}_2} + \chi_{\text{N}_2} = 1 \quad (7.13)$$

Wird eine temperaturunabhängige Fluoreszenzausbeute Q_{χ} vorausgesetzt, kann der Zusammenhang aus Luftverhältnis und molarem Sauerstoffanteil mit Gleichung 7.5 geschrieben werden als

$$\chi_{\text{O}_2} = \left(1 + \frac{1}{\nu \lambda} + \left| \frac{\chi_{\text{N}_2}}{\chi_{\text{O}_2}} \right|_{\text{FL}} \right)^{-1} \quad (7.14)$$

Die Annahme einer von der Temperatur unabhängigen Fluoreszenzausbeute ergibt, wie bereits diskutiert, tendenziell zu niedrige λ -Werte. Dadurch wird der berechnete Brennstoffanteil tendenziell zu hoch und χ_{O_2} zu niedrig bestimmt. Trotzdem ergibt die Anwendung von Gleichung 7.14 auf verschiedene Einzelergebnisse und Mittelwertbilder der λ -Verteilung eine weniger ausgeprägte Abnahme des Sauerstoffanteils als in den CFD-Ergebnissen. Folglich ist die Abschätzung des Einflusses der Umgebungsparameter auf das berechnete Luftverhältnis nach der in Abbildung 7.6(a) dargestellten Sauerstoff-

und Temperaturverteilung als oberer Grenzwert des Messfehlers anzusehen. In der Fehlerrechnung wird dieser Effekt mit einer relativen Abweichung von 10 % berücksichtigt.

Wie aus Gleichung 7.11 ebenfalls hervorgeht, geht das **Verhältnis der Zylinderdrücke** in Messung und Kalibrierung zum jeweiligen Zeitpunkt direkt in die λ -Berechnung ein. Abweichungen bzw. Druckverhältnisse ungleich 1 sind als systematische Fehler zu behandeln, sofern eine Korrektur nicht möglich ist. Da der Zylinderdruckverlauf jedes Zyklus verfügbar ist, kann dieser Faktor jedoch einfach berechnet werden und in die Bestimmung des Luftverhältnisses einfließen.

In Bezug auf das **Verdunstungsverhalten** führt die Verwendung von 3-Pentanon als Tracer für Isooktan zu Fehlern bei der Quantifizierung, da bei der gewählten Konzentration von 3 % 3-Pentanon kein azeotropes Binärgemisch vorliegt [18]. 3-Pentanon verdunstet schneller als Isooktan, so dass sich die Tropfen entmischen. Die Abweichungen der Kraftstoffverteilung im Vergleich zu einem Gemisch mit 3-Hexanon als zusätzlicher schwerer Tracerkomponente mit verbessertem Verdunstungsverhalten betragen bei einem Einspritzbeginn von 180 °KW vZOT im Mittel etwa 5 % [39]. Da die Einspritzung bei dem strahlgeführten BDE-Verfahren deutlich später erfolgt und die Unterschiede zwischen dem binären (3-Pentanon in Isooktan) und ternären Gemisch (3-Pentanon und 3-Hexanon in Isooktan) in [39] auf fortgeschrittene Homogenisierung der Tracerverteilung zurückgeführt werden, wird eine relative Abweichung von 5 % als obere Grenze betrachtet.

Der Fehler R durch **photonenstatistisches Rauschen** lässt sich als Kehrwert des Signal-zu-Rausch Verhältnisses angeben. Wie bereits in Abschnitt 5.1.3 ausgeführt, ist die Photonenstatistik des Bildverstärkers bei hoher Sensitivität maßgeblich für das SNR der Einzelzyklusbilder. Das Rauschen der Mittelwert- und Einzelbilder berechnet sich nach

$$R = \frac{1}{SNR} = \frac{1}{\sqrt{N_{PhE}}} \quad (7.15)$$

Um den Einfluss des Rauschens zu verringern, werden 2×2 Pixel durch „Binning“ vor dem Auslesen auf Kosten der Ortsauflösung ($\approx 0,18$ mm/Pixel) zusammengefasst. Der statistische Fehler liegt für die homogenen Kalibriermessungen bei einer Drehzahl von 1000 min^{-1} aufgrund der Mittelung über 100 Zyklen mit 1,6 % und 2,8 % für Volllast und FES geringfügig niedriger im Vergleich zu 2,4 % bzw. 3,8 % bei 2000 min^{-1} und Mittelung über 50 Zyklen. Im Einzelbild ergibt sich mit linearem 3×3 Mittelungsfiler ein Fehler von 4,6 % und 4,8 % für die beiden Drehzahlen bei einem Luftverhältnis von 1. Für andere Werte skaliert der photonenstatistische Fehler entsprechend der Signalintensität mit $\sqrt{\lambda}$, ferner reduziert sich die statistische Abweichung in den gemittelten Ergebnisbildern auf weniger als 1 %.

Während für die homogenen Betriebspunkte mit FES und stöchiometrischem Kraftstoff-Luft Gemisch keine signifikante Abschwächung des Lichtschnitts in Ausbreitungsrichtung beobachtet wird, tritt dieser Effekt jedoch in der geschleppten **Kalibrierung** mit Homogenbetrieb und Vollaststeuerzeiten auf. Es wird für die beiden Drehzahlen ein jeweils über die Spanne der untersuchten Messzeitpunkte konstantes Signalverhältnis $S'_{\text{FES}}/S'_{\text{VL}}$ ermittelt, dessen Genauigkeit bei erhöhtem Kraftstoffniederschlag an der Wand des Glaszylinders zu etwa 10 % abgeschätzt wird. Die absolute Genauigkeit des Messkopfes von laut Herstellerangaben 5 % geht nicht in die Berechnung von S' ein, da ausschließlich mit Signalverhältnissen gerechnet wird. Die Ungenauigkeit des Energiemesskopfes dagegen ist mit weniger als 0,5 % vernachlässigbar gering.

Es können keine systematischen Fehler des Messsystems identifiziert werden. Die zwar bei dem betrachteten Versuchsobjekt aufgrund der Tropfenverdunstung systematische Abweichung des Ergebnisses in Richtung eines zu niedrig bestimmten λ -Werts (siehe Abbildung 7.6) wird in der Fehlerrechnung als statistische Abweichung behandelt, weil diese durch das Messobjekt induziert wird. Allerdings geht dieser nur in die Abweichung $+\Delta\lambda/\lambda$ ein. Die allgemein übliche Vorgehensweise der linearen Addition der ebenfalls durch lineare Addition ermittelten systematischen Fehler mit der durch quadratische Addition (Gauß'sche Fehlerfortpflanzung) bestimmten Summe aller statistischen Fehler reduziert sich somit auf die Berechnung des Gesamtfehlers aufgrund der statistischen Einzelfehler mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung. Dabei lässt sich die allgemeine Form der quadratischen Addition wegen der Berechnung der Messgröße λ nach Gleichung 7.11 als Produkt der Einzelgrößen x_i mit ganzzahligen Exponenten (-1 oder $+1$) vereinfacht darstellen als

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\Delta x_i}{x_i}\right)^2} \quad (7.16)$$

Der resultierende Gesamtfehler berechnet sich zu $+18$ bzw. -15 %.

7.2.3 Ergebnisse

Dieses Kapitel legt den Schwerpunkt auf die Gemischbildung bei einem strahlgeführten Otto-DI Brennverfahren und befasst sich insbesondere mit der Strategie der Mehrfacheinspritzung hinsichtlich einer gezielten Ladungsschichtung und -steuerung. In Bezug auf weitere Ergebnisse und die Beeinflussung der Ladungsbewegung und -verteilung durch andere Strategien wie z.B. der internen Restgasrückführung sei auf [89, 90] verwiesen.

Die grundlegende Motivation zur Aufteilung der Einspritzung in mindestens zwei Zeitabschnitte ist nicht nur in DI-Magermotorkonzepten durch die Problemstellung gegeben, dass insbesondere bei hoher Last und Drehzahl die Zeit zur vollständigen Gemischaufbereitung und -homogenisierung kaum ausreicht. Die dadurch verursachten lokal sehr fetten Gebiete sowie die mit einsetzender Kraftstoffumsetzung im Brennraum vorliegenden Kraftstofftropfen tragen zu erhöhter Rußbildung bei. Auf der anderen Seite muss im Teillastbetrieb die Abmagerung der geschichteten Gemischwolke bei fortschreitender Homogenisierung ebenso vermieden werden wie ein zu früher Brennbeginn. Letzteres führt primär zu Wirkungsgradverlusten, während Ersteres zusätzlich den Ausstoß unverbrannter Kohlenwasserstoffe (HC) ansteigen lässt. Bei der Einfacheinspritzung ist das zeitliche Fenster von Einspritzung und Zündung daher einerseits durch Kraftstoffverbrauch bzw. Wirkungsgrad (frühe Einspritzung) und andererseits durch stark ansteigende Rußemissionen (späte Einspritzung) begrenzt. Ein Konzept des Magermotors sieht daher vor, die für die Last erforderliche Kraftstoffmenge frühzeitig in den Brennraum einzubringen und nach ausreichender Homogenisierung eine lokal begrenzte, zündfähige Gemischwolke nahe der Zündkerze zu erzeugen. Damit wird sowohl der Zündzeitpunkt von der Last entkoppelt als auch stets die Verbrennung der mitunter außerhalb der Zündgrenzen liegenden „globalen“ Gemischwolke gewährleistet.

Zunächst werden die prinzipiellen Unterschiede zwischen Einzel- und Doppeleinspritzung anhand eines gefeuerten Betriebspunkts niedriger Last bei 1000 min^{-1} und einem p_{mi} von 2 bar mit geringer zeitlicher Schrittweite untersucht. Anschließend zeigen Ergebnisse mit geschlepptem Motor bei 2000 min^{-1} und nominell 6 bar indiziertem Mitteldruck die Effekte der Variation des Zeitabstands zwischen den beiden Einspritzungen sowie der Menge der zweiten Einspritzung. Die Unterschiede zwischen gefeuertem und geschlepptem Schichtbetrieb hinsichtlich der Kraftstoffausbreitung sind zu vernachlässigen [90]. Auf eine Erhöhung der Ansauglufttemperatur zur Kompensation der niedrigeren Temperatur der Brennraumwand bei geschlepptem Motor kann verzichtet werden. Effekte durch geringe Restgasanteile sind im Rahmen der Messgenauigkeit ebenfalls nicht von Bedeutung [90].

Vergleich Einfach-/Doppeleinspritzung

Die Last von 2 bar indiziertem Mitteldruck stellt die Untergrenze der mit Doppeleinspritzung bei jeweils minimaler Ansteuerdauer der Düse erreichbaren Kraftstoffmenge dar. Mengenvariationen zwischen beiden Einspritzungen sind nicht möglich, sondern lediglich eine gleichmäßige Aufteilung von 50 %/50 %. Die Ansteuerung der Einspritzdüse ist gegenüber den thermodynamischen Untersuchungen um 20°KW nach „früh“ geschoben, um

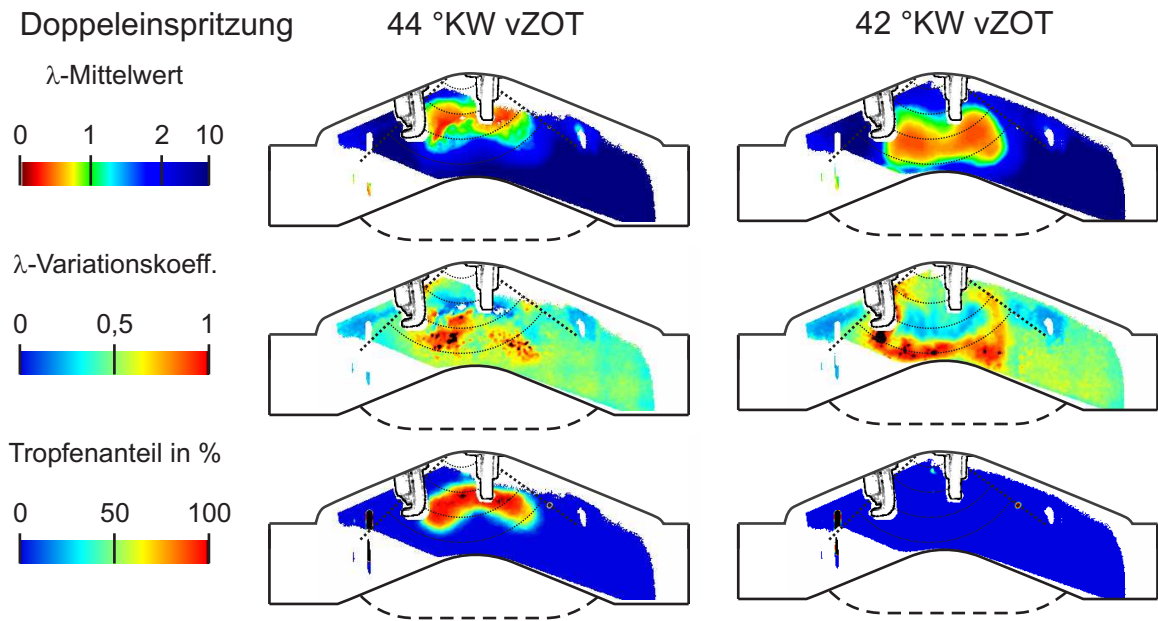


Abbildung 7.7: Doppeleinspritzung bei 44 °KW vZOT und 42 °KW vZOT; $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 2 \text{ bar}$, $ASE = 50/40 \text{ °KW vZOT}$, $p_{\text{Rail}} = 150 \text{ bar}$, $ZZP = 36 \text{ °KW vZOT}$

allzu große Einschränkungen der optischen Zugänglichkeit aufgrund der hochgezogenen Quetschkanten der Kolbenkrone zu verringern. Das Ansteuerende der Einzeleinspritzung ASE_{EE} liegt bei 40 °KW vZOT, für die Doppeleinspritzung wird die Endstufe mit einem ASE_{DE} von 50 °KW vZOT und 40 °KW vZOT angesteuert. Variationen bezüglich des Abstands Δ_{ASE1-2} sind in diesem Betriebspunkt insofern ebenfalls nicht gegeben, als für kleinere Abstände die beiden Einspritzereignisse verschmelzen und früheres $ASE1$ aufgrund abnehmender Ladungsschichtung und verstärkter Abmagerung unterhalb der Entflammungsgrenzen eine unvollständige Verbrennung zur Folge haben kann. Der Zündbeginn liegt für beide Einspritzkonzepte bei 36 °KW vZOT, wobei der Zündfunken für etwa 1 ms, d.h. 6 °KW bei 1000 min^{-1} zu beobachten ist.

Die zeitliche Entwicklung der Kraftstoffverteilung bei Einzel- und Doppeleinspritzung ist in den Abbildungen 7.7 bis 7.10 gegenübergestellt. Es werden jeweils Mittelwert und Variationskoeffizient von λ sowie die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Tropfen gezeigt. In den Bildern ist links von der Zündkerze im First die Position der Düse schematisch mit dem nominellen Strahlkegelwinkel von 100° dargestellt. Die Kreisbögen kennzeichnen den Abstand von der Düsen spitze in 5 mm-Schritten.

Zu Beginn der Sequenz bei 44 °KW vZOT zeigt Abbildung 7.7 zunächst ausschließlich die Ausbreitung der ersten Kraftstoffmenge der Doppeleinspritzung. Der hydraulische Verzug zwischen logischem und physikalischem *ASE* beträgt etwa 2,4 °KW bzw. 0,4 ms. Die Hohlkegelstruktur des Einspritzstrahls, dessen Ursprung in etwa 5 mm Entfernung von der Lichtschnittebene liegt, ist 2 °KW nach Einspritzbeginn weitgehend erhalten, wie anhand der sichelförmigen Tropfenverteilung belegt wird. Der Bereich höchster Tropfenwahrscheinlichkeit mit einem P_{fi} von mehr als 95 % markiert eine scharfe Linie, unterhalb derer λ ausgehend von dem globalen Minimum von 0,3 in axialer Ausbreitungsrichtung des Sprays rapide auf Werte um 1 ansteigt. Die relative Standardabweichung weist ebenfalls einen ausgeprägten Gradienten auf und nimmt von minimal 0,15 deutlich zu. Die zyklischen Schwankungen liegen unterhalb der Tropfenwolke mit bis über 100 % auf sehr hohem Niveau, während im fetten Bereich der Gemischwolke grundsätzlich nur relativ geringe Zyklusschwankungen zu beobachten sind, insbesondere im Nachlauf der Flüssigphase am Strahlrand. Dieser relativ große Bereich fetten Kraftstoff-Luft Gemischs kann anhand des Strömungsfeldes der Flüssigphase aus Abbildung 7.2 dem Rezirkulationsgebiet der Tropfen zugeordnet werden. Im weiteren Verlauf dringt die Wolke weiter in den Brennraum ein. Bereits zum Zeitpunkt von 42 °KW vZOT ist der Kraftstoff vollständig verdunstet und die Gemischwolke 15 mm bis 20 mm weit in den Brennraum eingedrungen. Auffällig ist das ausgeprägte zyklusstabile Gebiet hinter der Mischungsfront des Kraftstoffs. Die Gemischwolke magert in Richtung der Einspritzdüse deutlich ab, bildet allerdings um die Zündkerze im First ein leicht überstöchiometrisches Gemisch mit nur moderaten Zyklusschwankungen aus.

Mit physikalischem Einspritzbeginn der einzelnen Einspritzung (Bereiche mit ausschließlich Tropfen sind weiß dargestellt) ist für die Doppeleinspritzung in Abbildung 7.8(a) zu erkennen, dass sich das Kraftstoff-Luft Gemisch weiter Richtung Kolbenmulde bewegt, wobei allerdings Gasströmung und die Wirbel im Randbereich zu einer Einschnürung der Gemischwolke beitragen. Der Bereich unterhalb der Düse in der Nähe der Zündkerze im First ist weiterhin nur sehr geringen zyklischen Schwankungen unterworfen, während sich die zwischen den Auslassventilen angebrachte Zündkerze wie bereits bei 42 °KW vZOT im Mischungsgebiet von Kraftstoff und Frischluft mit hoher relativer Standardabweichung befindet. Unterschiede in der Tropfenausbreitung sind zwischen beiden Einspritzstrategien in Abbildung 7.8(b) nicht auszumachen. Allein der durch die Voreinspritzung erfasste, stetig wachsende Bereich magert mit zunehmender Durchmischung allmählich ab und befindet sich nahezu vollständig innerhalb der Zündgrenzen mit großem stöchiometrischen Anteil. Ferner stabilisiert sich infolge der Kraftstoffausbreitung ein wenn auch zunehmend

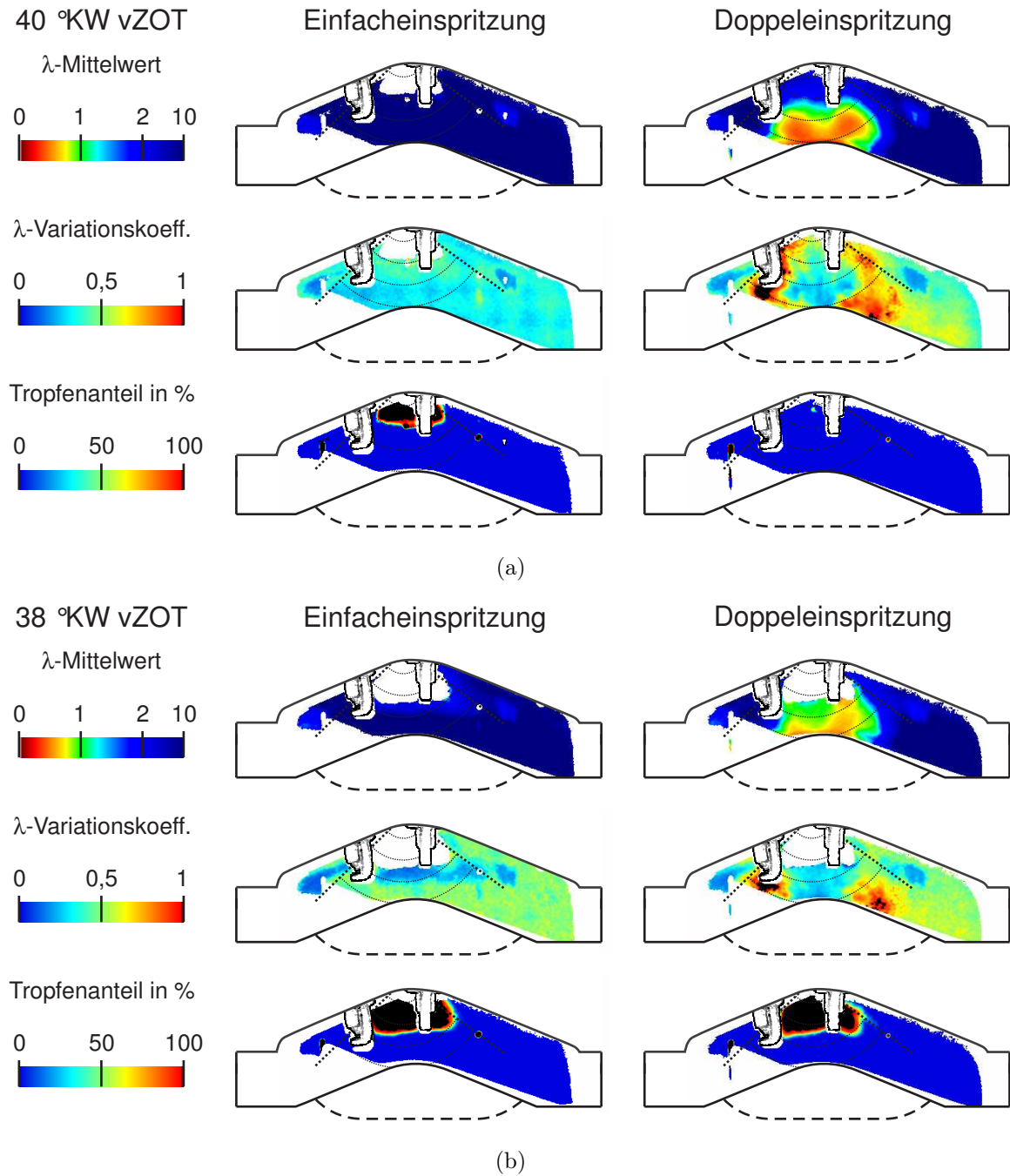


Abbildung 7.8: Vergleich Einfach-/Doppeleinspritzung bei 40 °KW vZOT und 38 °KW vZOT; $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 2 \text{ bar}$, $ASE = 40 \text{ °KW vZOT}$ und $50/40 \text{ °KW vZOT}$ für Einzel- und Doppeleinspritzung, $p_{\text{Rail}} = 150 \text{ bar}$, $ZZP = 36 \text{ °KW vZOT}$

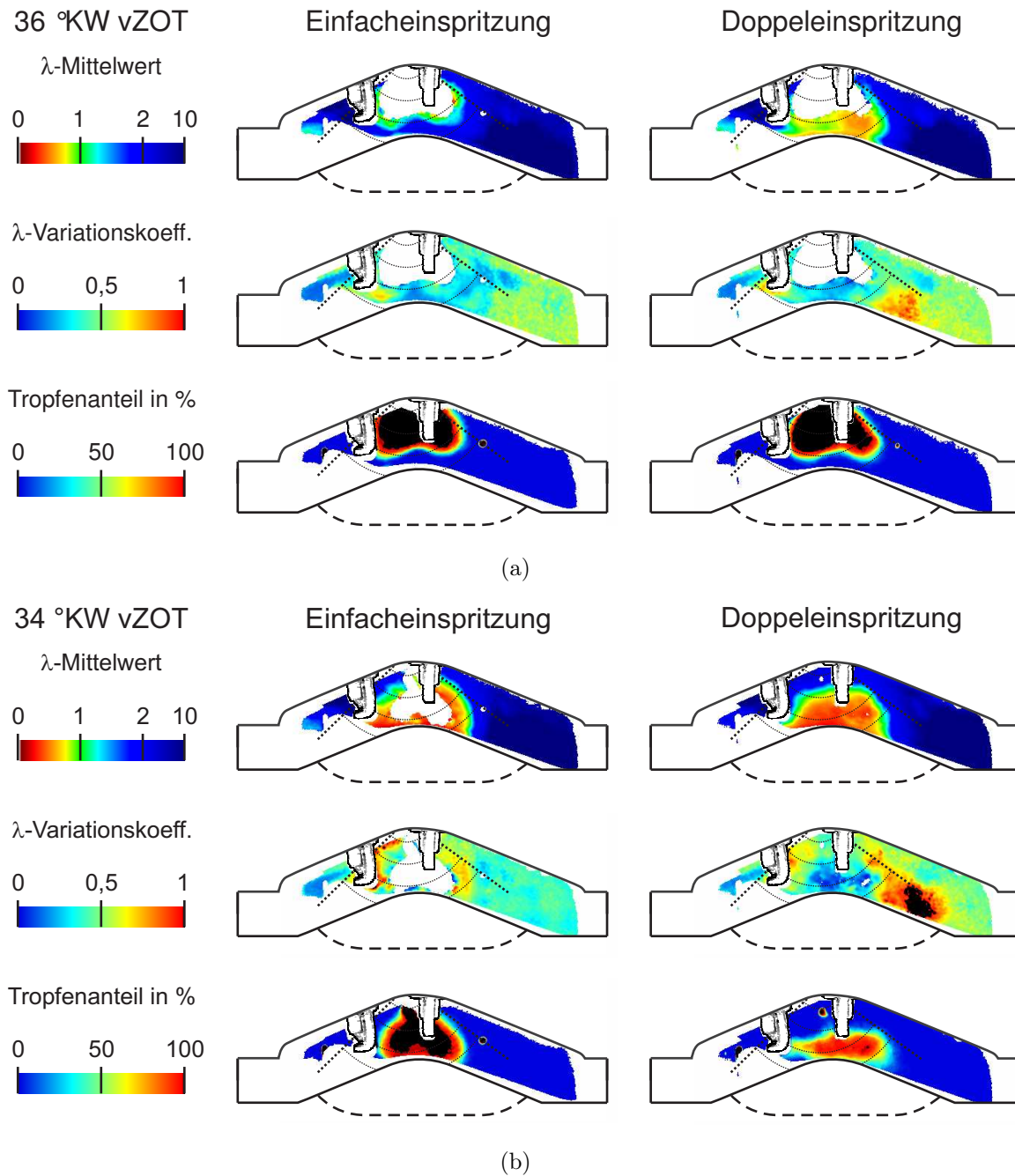


Abbildung 7.9: Vergleich Einfach-/Doppeleinspritzung bei 36 °KW vZOT und 34 °KW vZOT; $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 2 \text{ bar}$, $ASE = 40 \text{ °KW vZOT}$ und $50/40 \text{ °KW vZOT}$ für Einzel- und Doppeleinspritzung, $p_{\text{Rail}} = 150 \text{ bar}$, $ZZP = 36 \text{ °KW vZOT}$

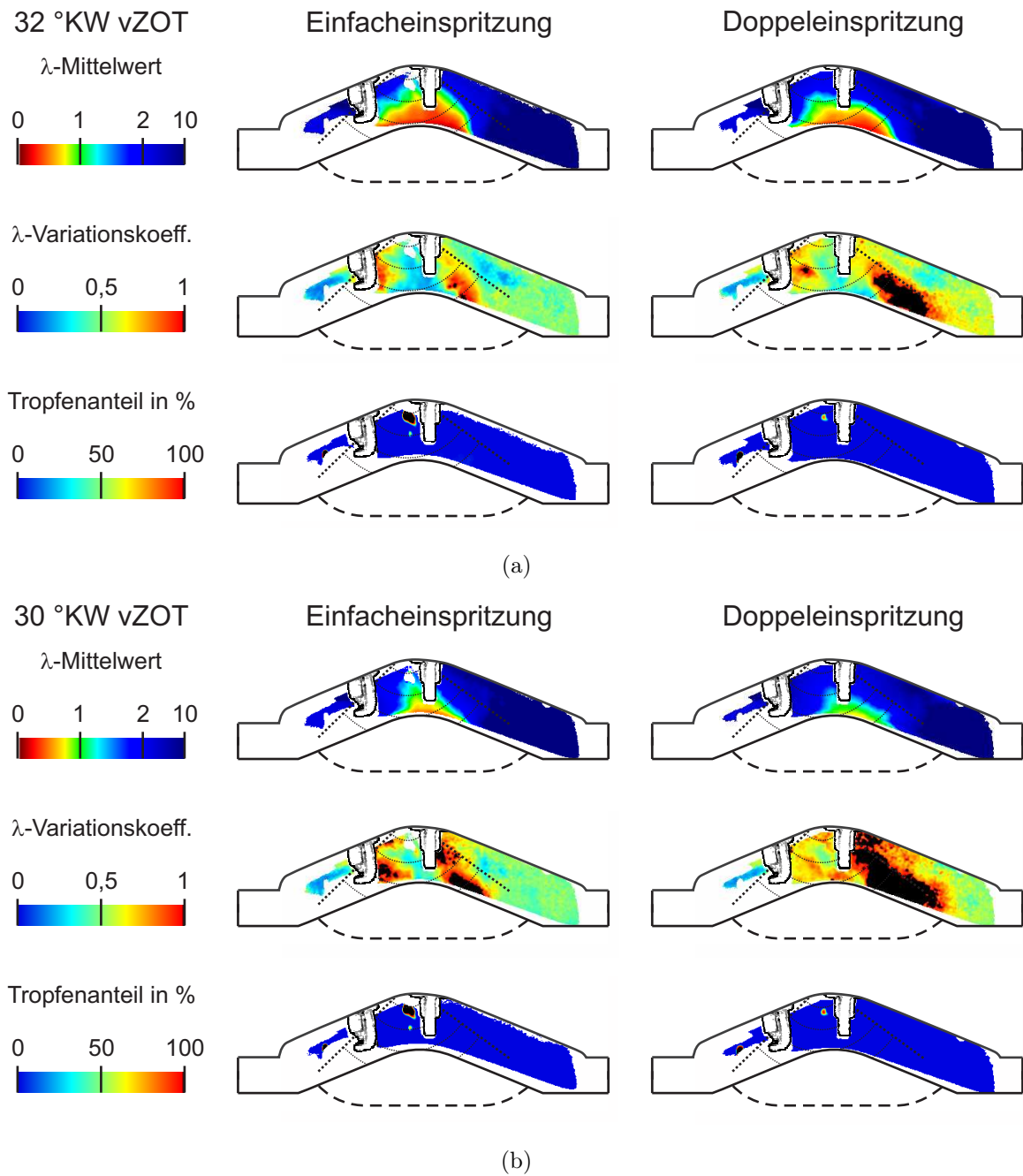
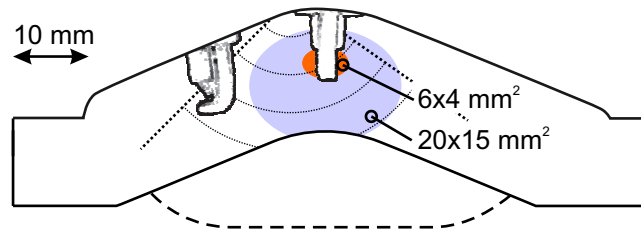


Abbildung 7.10: Vergleich Einfach-/Doppeleinspritzung bei 32 °KW vZOT und 30 °KW vZOT; $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 2 \text{ bar}$, $ASE = 40 \text{ °KW vZOT}$ und $50/40 \text{ °KW vZOT}$ für Einzel- und Doppeleinspritzung, $p_{\text{Rail}} = 150 \text{ bar}$, $ZZP = 36 \text{ °KW vZOT}$

eingeschnürtes Gebiet geringer zyklischer Schwankungen in der Mitte des Brennraums. Der flüssige Strahlkegel wirkt sich in beiden Konzepten in seiner unmittelbaren Umgebung zunächst stabilisierend auf das Luftverhältnis in der Gasphase aus, welches mit einem λ von mehr als 1,5 auf der mageren Seite liegt, vgl. Abbildung 7.9(a). Im weiteren Einspritzverlauf nimmt der Einfluss des Strahlkegels auf die umgebende Gasphase mit wachsender Eindringtiefe des Sprays zu und führt nach Einspritzende aufgrund von Mischungseffekten im Randbereich der Kraftstoffwolke zu etwas erhöhten Schwankungen. In Abbildung 7.9(b) äußert sich ferner die Einspritzstrategie in unterschiedlichem Verdunstungsverhalten des Kraftstoffs, die im Falle der Einfacheinspritzung ein wenig verzögert zu sein scheint, da weite Bereiche in der Nähe der Zündkerze aufgrund einer Tropfenwahrscheinlichkeit von 100 % nicht ausgewertet werden können. Demgegenüber wird die Tropfenverdunstung bei einer Aufteilung der Einspritzung offenbar beschleunigt. Als wichtiger Parameter kann hierbei die örtliche Gemischtemperatur angesehen werden. Diese wird bei der Doppeleinspritzung durch die frühe Erstmenge zwar lokal abgesenkt und trotz Durchmischung mit heißer Umgebungsluft unterhalb der globalen Brennraumtemperatur liegen, allerdings werden sich für die vergleichsweise große Hauptmenge bei Einfacheinspritzung ausgeprägtere Temperaturgradienten und lokal weitaus niedrigere Temperaturen einstellen, da kaum Zeit zur Homogenisierung mit der Gemischwolke zur Verfügung steht. Wie für die späteren Zeitpunkte bei 32 °KW vZOT und 30 °KW vZOT in Abbildung 7.10 zu sehen ist, gleichen sich λ -Verteilung im Mittelwertbild sowie die Verteilung des Variationskoeffizienten zumindest qualitativ an, während die große Einzelmengende zu höherer Zyklusstabilität im Strahlbereich führt, bei allerdings geringfügig fetterem Kraftstoff-Luft Gemisch. Bei der Doppeleinspritzung wird dagegen ein größerer Bereich von der Einspritzung erfasst, wie an den weit ausgedehnten zyklischen Schwankungen zu erkennen ist. Die frühe Kraftstoffeinspritzung und die ausgeprägte Tumble-Strömung in der Gasphase [89] führen dazu, dass das Kraftstoff-Luft Gemisch aus der Kolbenmulde zu späten Zeitpunkten entlang dem einlassseitigen Brennraumdach zur Zündkerze transportiert wird.

Abschließend ist in Abbildung 7.11 der zeitliche Verlauf des gemittelten λ -Werts sowohl für einen kleinen Bereich um die rechte Zündkerze als auch in einem großen Gebiet unterhalb der Zündkerze dargestellt. Die Daten werden für ein elliptisches Auswertefenster ermittelt, welches für das unmittelbare Zündvolumen zwischen Mittel- und Bügelelektrode in Abbildung 7.11(b) eine Größe von 6 mm Breite und 4 mm Höhe aufweist. Dessen Mittelpunkt ist für den größeren Bereich um 3 mm in Richtung Kolben verschoben und misst $20 \times 15 \text{ mm}^2$, vgl. Abbildung 7.11(a). Die Graphen zeigen die über die Fläche gemittelten Mittelwerte von λ mit den entsprechend gemittelten Variationskoeffizienten als



(a) Darstellung der Auswertebereiche im Brennraum

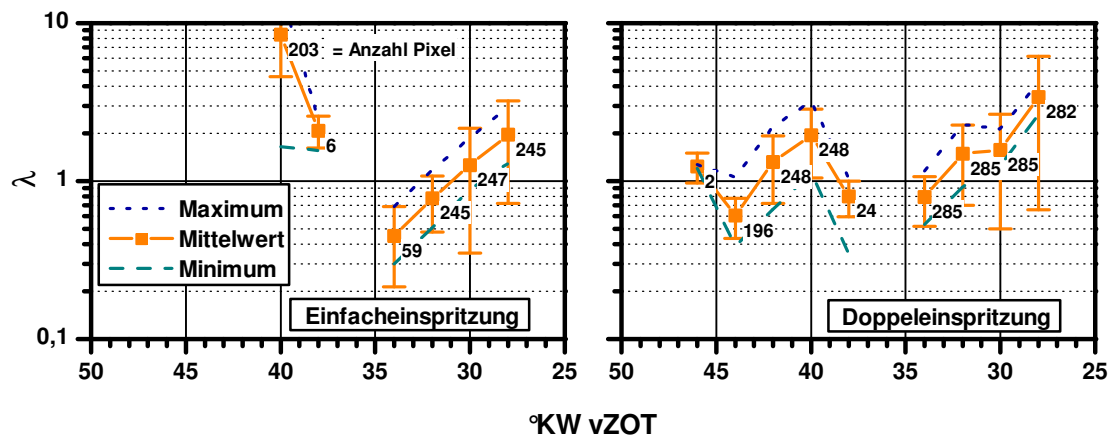
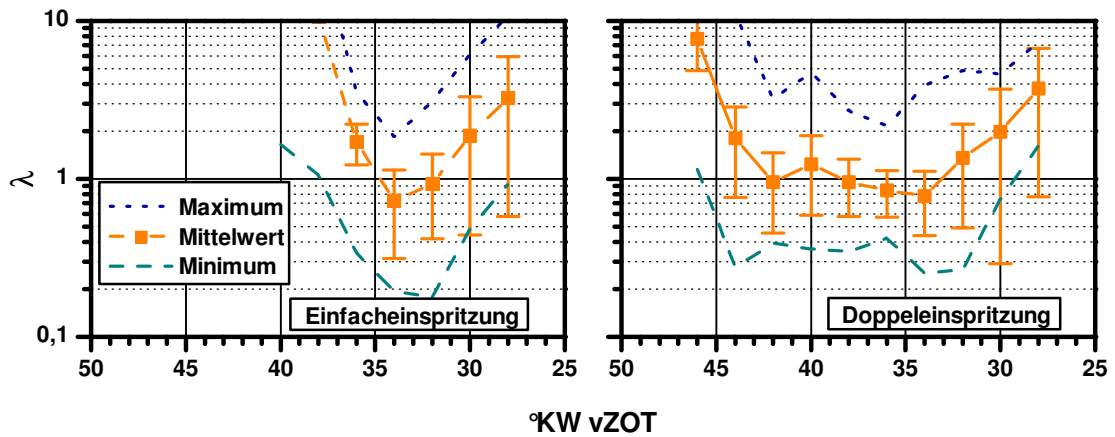

(b) Auswertebereich: $6 \times 4 \text{ mm}^2$

(c) Auswertebereich: $20 \times 15 \text{ mm}^2$

Abbildung 7.11: Zeitlicher Verlauf der Kraftstoffverteilung im Brennraum und nahe der Zündkerze; die Fehlerbalken stellen die Standardabweichung innerhalb des betrachteten Bildausschnitts dar.

Fehlerbalken sowie die jeweiligen Minima und Maxima des Mittelwerts. Für das kleine Testvolumen ist in Abbildung 7.11(b) zusätzlich die Anzahl der bei der Mittelung berücksichtigten Pixel angegeben, um die statistische Aussagekraft der Messpunkte zu beurteilen. Insbesondere bei hohem Flüssigkeitsanteil während der Einspritzung, d.h. bei 38 °KW vZOT und 36 °KW vZOT in den Abbildungen 7.8(b) bzw. 7.9(a), befinden sich nur wenige oder gar keine gültigen Pixel im betrachteten Fensterausschnitt.

Für die Einzeleinspritzung ist das Zeitfenster, in dem an der Zündkerze ein zündfähiges Gemisch vorliegt, relativ kurz und die Zyklusschwankungen sind im Vergleich mit den Bedingungen bei Doppeleinspritzung etwas höher. Die grundsätzlich hohen Gradienten sorgen für Unterschiede zwischen minimalem und maximalem λ von mehr als 100 %, die zyklischen Schwankungen liegen etwa in gleicher Größenordnung. Des Weiteren kann unabhängig von der Einspritzstrategie jeweils nach der Einspritzung die lokale Abmagerung des Gemischs beobachtet werden, wobei das Kraftstoff-Luft Gemisch bei der Doppeleinspritzung deutlich magerer ist. Der prinzipielle Verlauf wird in Abbildung 7.11(c) für das große Kontrollfenster widergespiegelt, wobei die Differenz zwischen Maximum und Minimum erwartungsgemäß zunimmt. Die Aufteilung der Einspritzung wirkt sich deutlicher als in Abbildung 7.11(b) stabilisierend auf die zyklusaufgelöste Gemischbildung aus und liefert ein über 10 °KW und die gesamte Zünddauer ein leicht unterstöchiometrisches Kraftstoff-Luft Gemisch. Tendenziell führt die Einzeleinspritzung auch hier zu etwas fetterem Gemisch, wobei der mittlere Verlauf für die späten Zeitpunkte und beide Strategien ab 30 °KW vZOT nahezu identisch ist, das λ gemessen an den Minimal- und Maximalwerten bei der Doppeleinspritzung jedoch weitaus weniger streut.

Zur Beurteilung der Reproduzierbarkeit der Gemischaufbereitung ist in Abbildung 7.12 der prozentuale Anteil angegeben, mit dem innerhalb der Bildsequenz in den Einzelzyklen an der jeweiligen Position das Luftverhältnis innerhalb der Zündgrenzen liegt. Demnach bedeutet die im Folgenden als Zündgemischanteil bezeichnete Größe X_{ZG} von 100 % optimale Entflammbarkeit des Kraftstoff-Luft Gemischs in jedem Zyklus. Wie Abbildung 7.12 zeigt, liegt während des Zündfunkens unabhängig von der Einspritzstrategie in unmittelbarer Umgebung der Mittelelektrode der zentralen Zündkerze dieser Wert oberhalb von 90 %. Offenbar reicht ein Zündgemischanteil von mehr als 90 % über einen Zeitraum von 2 °KW bis 3 °KW aus, um aussetzerfreien Betrieb zu gewährleisten, da keine Zündaussetzer innerhalb dieser Bildsequenz beobachtet werden. Die Ladungsbewegung kann in diesen Messungen jedoch nicht berücksichtigt werden. Prinzipiell erfolgt unter Vernachlässigung von Effekten wie der Verwehung ionisierten Gases bei hohen Geschwindigkeiten o.Ä. eine sichere Entflammung, wenn zu einem beliebigen Zeitpunkt während der Zeitspanne

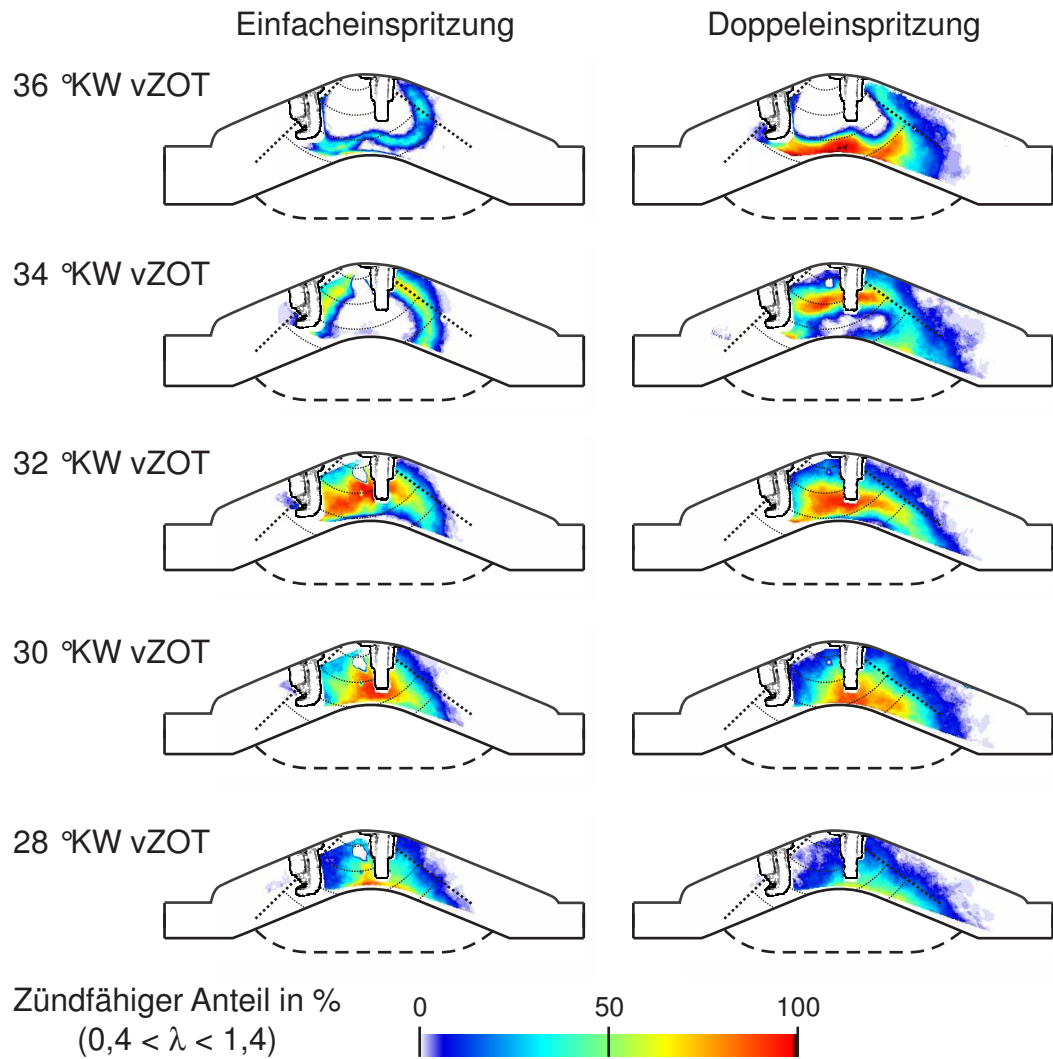


Abbildung 7.12: Bereiche zündfähigen Gemischs bei Einzel- und Doppeleinspritzung bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ und $p_{\text{mi}} = 2 \text{ bar}$, $ASE = 40 \text{ °KW vZOT}$ und $50/40 \text{ °KW vZOT}$ für Einzel- und Doppeleinspritzung, $p_{\text{Rail}} = 150 \text{ bar}$, $ZZP = 36 \text{ °KW vZOT}$

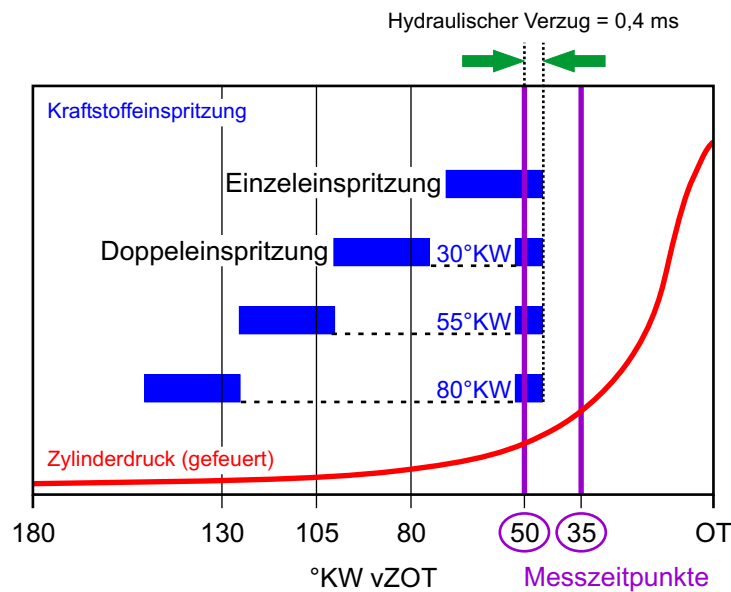


Abbildung 7.13: Einspritzzeiten für Einzel- und Doppeleinspritzung bei 2000 min^{-1} und $6 \text{ bar } p_{\text{mi}}$; Aufnahmezeitpunkte bei 50 °KW vZOT und 35 °KW vZOT

des Zündfunkens zündfähiges Gemisch an der Zündkerze vorliegt. Bei aussetzerfreiem Betrieb und einem X_{ZG} von weniger als 100 % muss demnach die Ladungsbewegung für Gemischaustausch an der Zündkerze sorgen. Die Größe des relevanten Gebiets kann bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 10 m/s mit einem Radius in der Größenordnung von 10 mm abgeschätzt werden. Bei Doppeleinspritzung ist das Zeitfenster für die Entflammung, wie bereits in den Abbildungen 7.9 und 7.10 anhand der λ -Verteilung zu erkennen, um etwa 2 °KW länger. Insbesondere bei 34 °KW vZOT hat sich um die zentrale Zündkerze ein reproduzierbares, zündfähiges Gemisch ausgebildet. Abbildung 7.12 verdeutlicht gegenüber der Darstellung des gemittelten Luftverhältnisses die größere räumliche Ausdehnung der Gemischwolke mit λ innerhalb der Zündgrenzen bei einer Aufteilung der Kraftstoffeinspritzung. Da hierbei die Ladung im Vergleich zur der recht kompakten Gemischwolke bei Einfacheinspritzung etwas magerer ist, vgl. Abbildung 7.11, verspricht das Konzept der Doppeleinspritzung sowohl geringere Zyklusschwankungen als auch niedrigere Rußemissionen.

Der Vergleich der Strategien mit Doppeleinspritzung bei einer Drehzahl von 2000 min^{-1} erfolgt zu zwei Messzeitpunkten, zum einen bei 50 °KW vZOT , d.h. zum logischen ASE2 von 50 °KW vZOT , je nach Menge kurz vor oder zu dem tatsächlichen Beginn der zweiten Einspritzung. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 7.13 schematisch die unterschiedlichen Einspritzzeitpunkte bei Einzel- und Doppeleinspritzung und die Aufnahmezeitpunk-

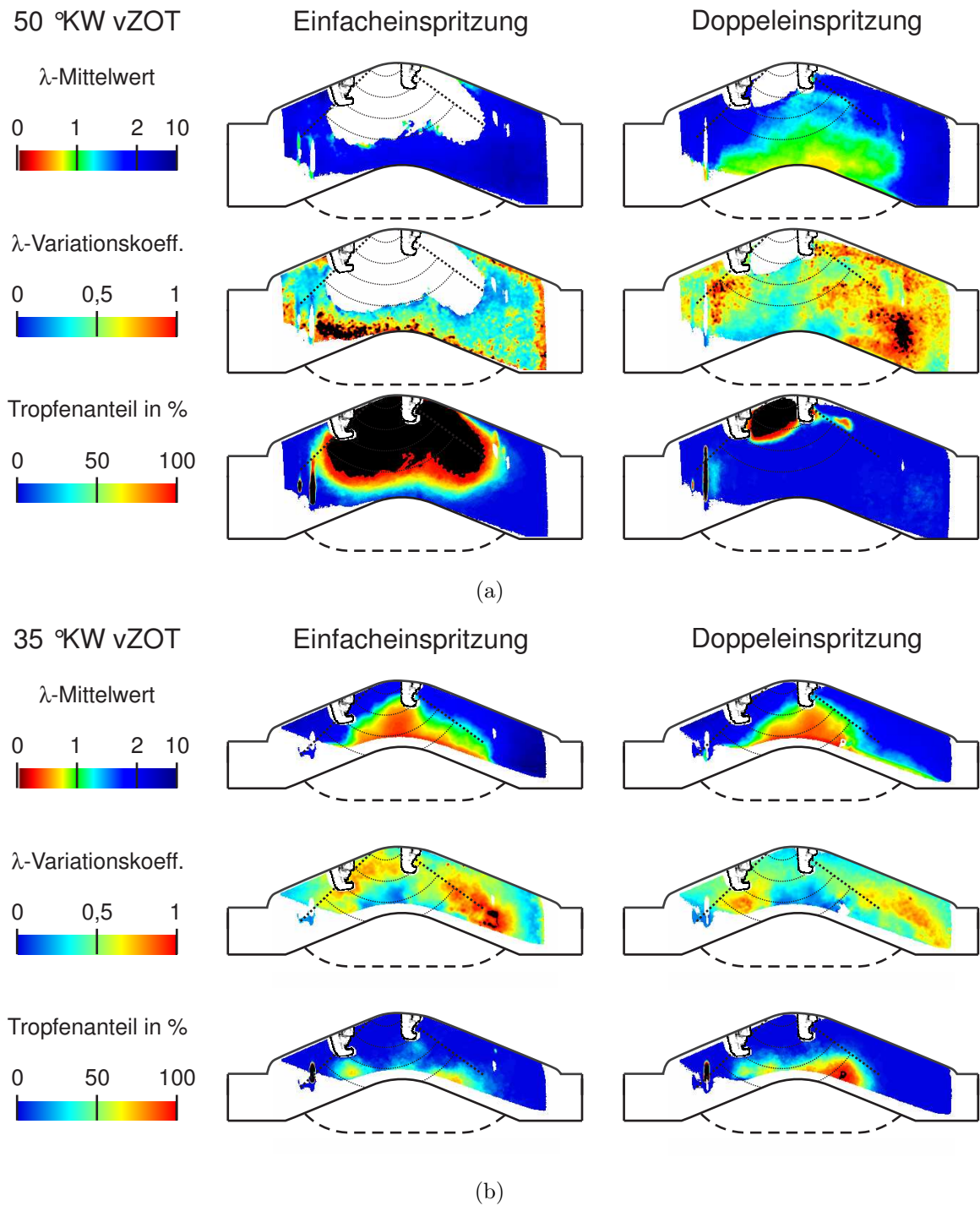


Abbildung 7.14: Vergleich Einfach-/Doppeleinspritzung $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6 \text{ bar}$ (geschleppt); ASE bei 50 °KW vZOT und 80/50 °KW vZOT

te. Der hydraulische Verzug (Zeitdifferenz zwischen Beginn der elektrischen Ansteuerung und Einspritzbeginn) von 0,4 ms entspricht bei dieser Drehzahl 4,8 °KW. Der spätere Zeitpunkt wird mit 35 °KW vZOT so gewählt, dass der Einspritzvorgang abgeschlossen und der flüssige Kraftstoff bereits weitgehend verdunstet ist, um möglichst im gesamten Messvolumen das Luftverhältnis bestimmen zu können, vgl. schematische Darstellung in Abbildung 7.13. Ferner entspricht das Intervall in etwa der Dauer und Zeitspanne des Zündfunken, wobei in den Messungen, wie bereits erwähnt, auf die Zündung verzichtet wird. Der Unterschied zwischen Einzel- und Doppeleinspritzung ist bei der hohen Last von nominell 6 bar p_{mi} wesentlich stärker ausgeprägt als bei den vorher gezeigten Ergebnissen bei 1000 min⁻¹, wie Abbildung 7.14 verdeutlicht. Hier ist der Einzeleinspritzung mit einem ASE_{EE} von 50 °KW vZOT ein Betriebspunkt mit Doppeleinspritzung und Mengenaufteilung 75 %/25 % bei einem ASE_{DE} bei 80 °KW vZOT und 50 °KW vZOT gegenübergestellt. Während bei 50 °KW vZOT der Brennraum bei Einzeleinspritzung größtenteils durch den flüssigen Strahlkegel dominiert wird, ist die Erstmenge im Fall der Mengenaufteilung bereits weit in den Brennraum eingedrungen, vollständig verdunstet und liegt in einem großen Bereich um ein λ von 1. Die relative Standardabweichung ist bei einem mittleren λ von etwa 2,5 analog zu den Ergebnissen bei 1000 min⁻¹ im Bereich um den Strahlkegel gering. Demgegenüber macht sich bei Doppeleinspritzung die Durchmischung des verdunsteten Kraftstoffs mit der Umgebung in weiten Teilen des Brennraums durch hohe zyklische Schwankungen bemerkbar. 15 °KW später ergibt sich in Abbildung 7.14(b) für beide Konzepte nahe der zentralen Zündkerze eine ähnliche Kraftstoff-Verteilung, mit jeweils den geringsten Schwankungen in der Brennraummitte. Signifikante Unterschiede sind dagegen auf der Einlassseite zu erkennen, da sich zum einen die Wolke fetten Kraftstoff-Luft Gemischs bei Einzeleinspritzung radial weiter ausdehnt und bei Durchmischung mit der Frischluft entlang der Linie des nominellen Strahlkegelmantels zu einer hohen relativen Standardabweichung nahe 1 führt. In diesem Bereich ist die Gemischbildung mit Doppeleinspritzung weniger starken Schwankungen und Gradienten unterworfen. Auch am äußersten Rand des ausgewerteten Bildbereichs wird λ von 3 kaum überschritten, während hier bei der Einzeleinspritzung ein Luftverhältnis oberhalb von 7 erreicht wird. Die Verteilung des flüssigen Kraftstoffs weist in Abbildung 7.14(b) nur geringe Unterschiede auf, und sie dringt für die längere Ansteuerdauer und der demzufolge tendenziell geringeren Verzögerung der spät eingespritzten Kraftstofftropfen etwas weiter in die Kolbenmulde ein.

Gezielte Ladungsschichtung durch Doppeleinspritzung

In der Folge werden der Zeitabstand zwischen beiden Einspritzungen ($\Delta_{ASE1-ASE2}$) und die Mengenaufteilung bei jeweils 100 bar und 150 bar Kraftstoffdruck variiert. Motorische Untersuchungen haben gezeigt, dass im Wesentlichen zwei Strategien für die Reduzierung der Rußemissionen zielführend sind [90]: Unabhängig vom Kraftstoffdruck wirkt sich eine geringe Menge bei der späten Einspritzung positiv auf die Partikelemissionen aus. Hinsichtlich des Zeitpunkts der ersten Einspritzung liefern sowohl hoher Kraftstoffdruck und spätes $ASE1$ sowie geringer Raildruck und frühe Ersteinspritzung optimale Ergebnisse. Der Einfluss von p_{Rail} kehrt sich je nach $ASE1$ um.

Abbildung 7.15 stellt die Kraftstoffverteilung in Mittelwert und Variationskoeffizient für die Variation des Abstands der Einzeleinspritzungen für die beiden Einspritzdrücke gegenüber. Die Mengenaufteilung beträgt in allen Fällen 75 %/25 %, wobei der niedrigere Kraftstoffdruck jeweils eine um 50 % längere Ansteuerung des Injektors erfordert. Die erste Einspritzung wird ausgehend von einem Abstand von 30 °KW in zwei Schritten um jeweils 25 °KW nach „früh“ geschoben.

Für den geringen Abstand ist der Einfluss des Kraftstoffdrucks anhand der größeren Eindringtiefe bei 150 bar sowohl im Mittelwertbild als auch bei der relativen Standardabweichung deutlich zu erkennen. Geringe zyklische Schwankungen korrelieren recht gut mit niedrigeren λ -Werten. Außerhalb der Kraftstoffwolke mit $\lambda < 1$ werden die zyklischen Schwankungen größer. Mit einem $\Delta_{ASE1-ASE2}$ von 55 °KW wird das Luftverhältnis im beobachteten Messvolumen bereits deutlich magerer und homogener, wobei das über den gesamten Bildausschnitt gemittelte λ von 3 bei 150 bar Raildruck gegenüber dem fetteren Gemisch bei 100 bar mit $\lambda \approx 2$ vermuten lässt, dass sich der Kraftstoff zum Großteil in der nicht einsehbaren Kolbenmulde befindet. Darauf deutet ebenfalls die Verteilung der relativen Standardabweichung hin, deren Bereich geringer zyklischer Schwankungen bei 100 bar Kraftstoffdruck gegenüber der späten Ersteinspritzung deutlich weiter ausgedehnt ist, während für den hohen Raildruck die Zyklusschwankungen nahe der zentralen Zündkerze deutlich angestiegen sind. In diesem Fall lässt sich allerdings auf einem Kreisbogen in einem Abstand von 25 mm bis 30 mm die Ausbreitung der frühen Einspritzung anhand eines tendenziell geringeren Variationskoeffizienten erkennen. Wiederum korreliert die relative Standardabweichung mit dem λ -Wert. Der stabilisierende Trend des frühen $ASE1$ bestätigt sich bei einem ASE -Abstand von 80 °KW ebenso wie der offenbar signifikante Einfluss der Ansteuerdauer. Bei dem $ASE1$ von 130 °KW vZOT sind für beide Raildrücke die jeweils niedrigsten Zyklusschwankungen zu beobachten, wobei insbesondere für die lange Ansteuerdauer bei 100 bar nur im Randbereich des Bildausschnitts

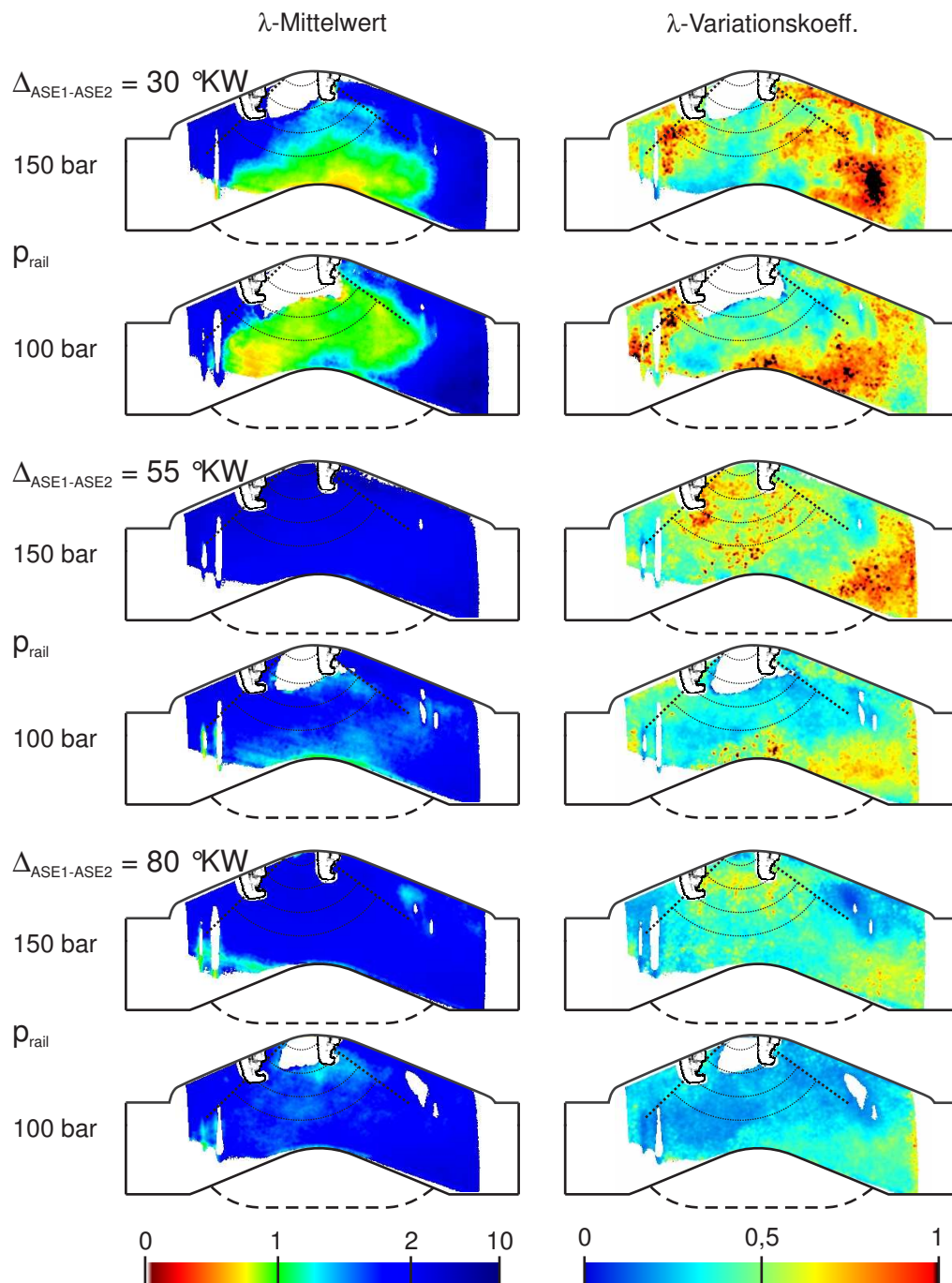


Abbildung 7.15: Variation des Abstands ASE1-ASE2 für unterschiedlichen Kraftstoffdruck bei 50 °KW vZOT, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6 \text{ bar}$ (geschleppt), Mengenaufteilung 75 %/25 %

relative Abweichungen von mehr als 0,5 ermittelt werden. Ansonsten zeichnet sich dieser Betriebspunkt einerseits durch eine homogene λ -Verteilung als auch gleichmäßig niedrige zyklische Schwankungen über einen weiten Bereich des Brennraums aus. Dieses Ergebnis wird durch die nahezu rußfreie Verbrennung in den motorischen Untersuchungen bestätigt [90]. Demnach ist der niedrige Kraftstoffdruck aufgrund der langen Einspritzdauer hinsichtlich einer effizienten Homogenisierung des Gemischs vorteilhaft.

Dass der niedrige Kraftstoffdruck sich jedoch auch nachteilig auf die Gemischbildung auswirken kann, offenbart sich zum späten Aufnahmezeitpunkt in Abbildung 7.16 im Anschluss an die Einspritzung der Zweitmenge. Die auf der rechten Seite gezeigte Verteilung der Tropfenwahrscheinlichkeit ergibt erwartungsgemäß für den höheren Raildruck von 150 bar eine bessere Tropfenzerstäubung, die von einer größeren Eindringtiefe des Sprays überlagert wird. Eine genaue Trennung dieser beiden Effekte kann nicht erfolgen, prinzipiell erhöht sich jedoch mit sinkendem Kraftstoffdruck der Tropfenanteil in der Nähe des Zündvolumens. Andererseits ist das Luftverhältnis für diesen Fall etwas geringer als bei einem p_{Rail} von 150 bar. Der Einfluss der ersten Einspritzung auf die Kraftstoffverteilung äußert sich zu diesem Zeitpunkt ausschließlich anhand eines geringfügig homogeneren Gemischs im Fall der frühen Einspritzung und des geringen Raildrucks, ansonsten sind die Unterschiede marginal.

Die Ergebnisse der Variation der Mengenaufteilung um den Betriebspunkt mit einem X_{ESM2} von 25 % aus Abbildung 7.15 zeigen die Abbildungen 7.17 und 7.18 für die späte bzw. frühe Ersteinspritzung jeweils zum Zeitpunkt des elektrischen ASE2 bei 50 °KW vZOT. Der Mengenanteil der Zylinderladung durch die zweite Einspritzung wird ausgehend von 33 % schrittweise auf 10 % bzw. 15 % bei einem Raildruck von 150 bar und 100 bar reduziert. Die mit größerer Menge und geringerem Einspritzdruck längere Ansteuerdauer lässt sich anhand der unterschiedlich ausgebildeten Strahlkontur des flüssigen Kraftstoffs erkennen, die mangels λ -Information in den Abbildungen weiß dargestellt ist. Für den kurzen Abstand zwischen Erst- und Zweiteinspritzung von 30 °KW spiegelt sich die unterschiedliche Kraftstoffmenge in der ersten Einspritzung deutlich in der Verteilung des Kraftstoffs wider. Es fällt auf, dass insbesondere für den niedrigeren Kraftstoffdruck, d.h. für die längere Ansteuerdauer, die größere Menge nicht nur zu einem höheren Kraftstoffanteil in der Gasphase führt, sondern gleichzeitig die Strahlcharakteristik bzw. die Kraftstoffausbreitung beeinflusst. Die Gemischwolke dringt mit zunehmender Kraftstoffmenge zwar weiter in den Brennraum ein, wird jedoch hinsichtlich der radialen Ausdehnung etwas kompakter. Bei einem Raildruck von 150 bar ist dieser Effekt weniger deutlich ausgeprägt, führt allerdings ebenfalls zu einer geringfügigen Einschnürung des

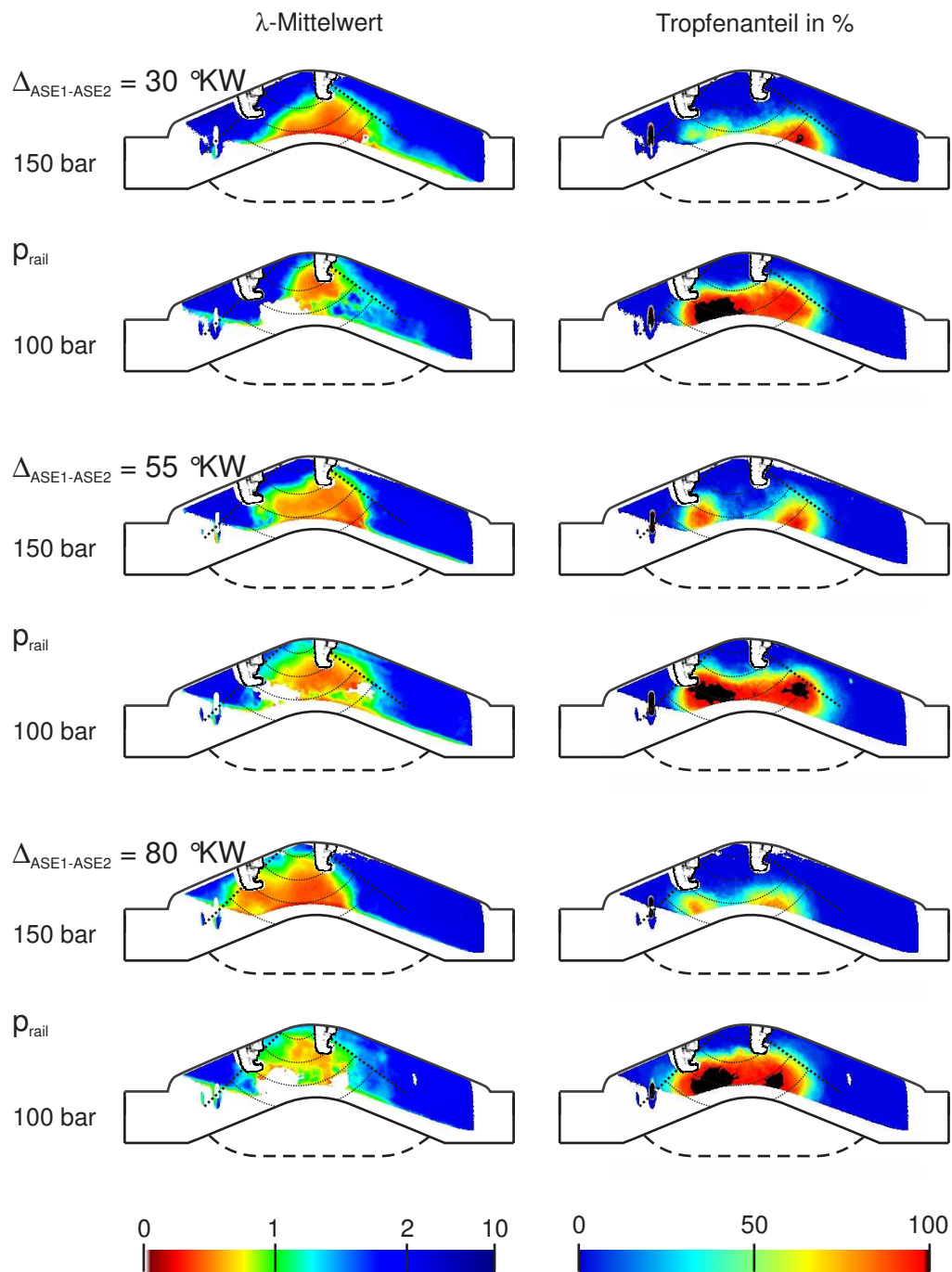


Abbildung 7.16: Variation des Abstands ASE1-ASE2 für unterschiedlichen Kraftstoffdruck bei 35 °KW vZOT, $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{mi} = 6 \text{ bar}$ (geschleppt), Mengenaufteilung 75 %/25 %

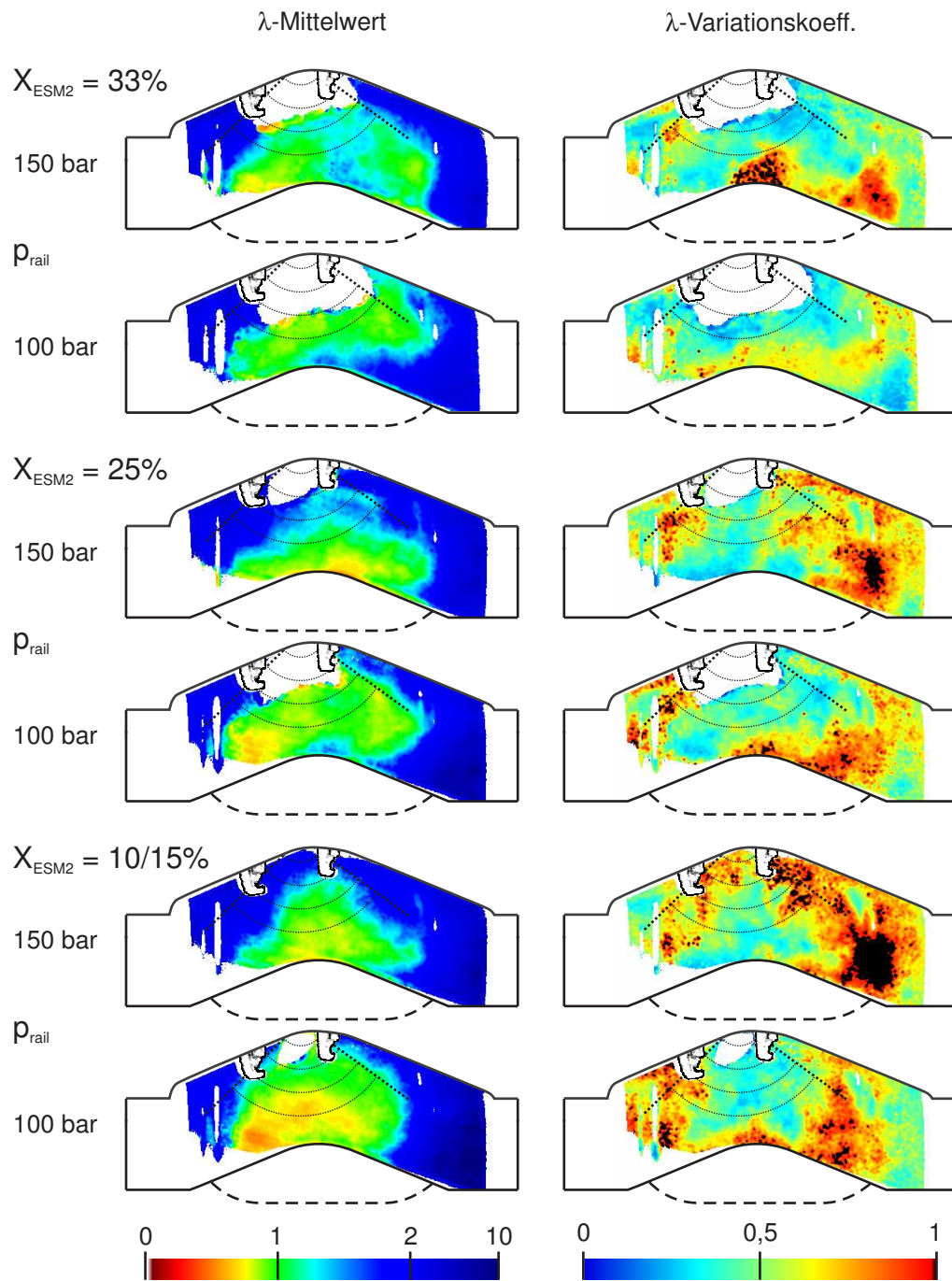


Abbildung 7.17: Variation von ESM2 für $\Delta_{\text{ASE1-ASE2}} = 30 \text{ °KW}$ bei 50 °KW vZOT ; $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6 \text{ bar}$ (geschleppt)

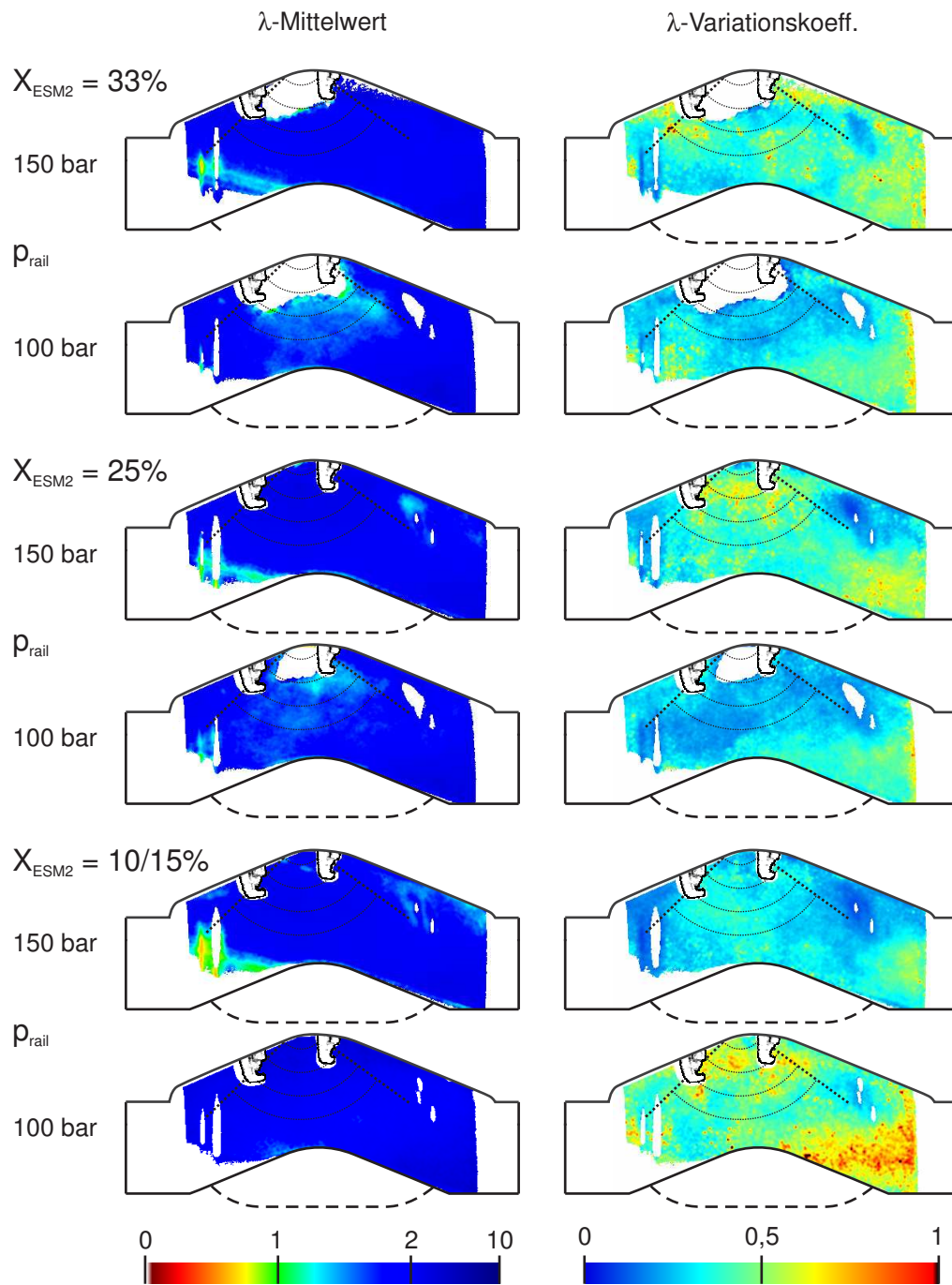


Abbildung 7.18: Variation von ESM2 für $\Delta_{\text{ASE1-ASE2}} = 80 \text{ °KW}$ bei 50 °KW vZOT ; $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6 \text{ bar}$ (geschleppt)

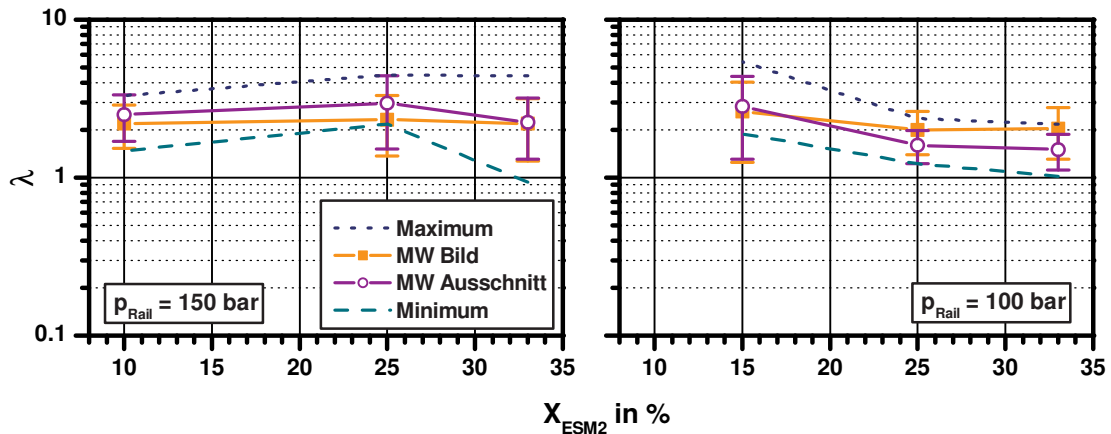


Abbildung 7.19: Luftverhältnis im Brennraum bei Variation des Mengenaufteilung

Strahlkegels. Der in Abschnitt 7.1 beobachtete stabilisierende Rezirkulationswirbel am Kegelrand des Sprays scheint bei langer Einspritzdauer und verändertem Einspritzdruck z.T. zu kollabieren und eine entlang der Symmetrieachse der Düse gerichtete Strömung zu unterstützen. Die zyklischen Schwankungen liegen in den Gebieten des stöchiometrischen und fetten Kraftstoff-Luft Gemischs mit weniger als 0,3 generell auf einem recht niedrigen Niveau. Diese Gebiete verschieben sich nahezu unabhängig von den Einspritzparametern mit zunehmender Eindringtiefe der Kraftstoffwolke weiter in den Brennraum.

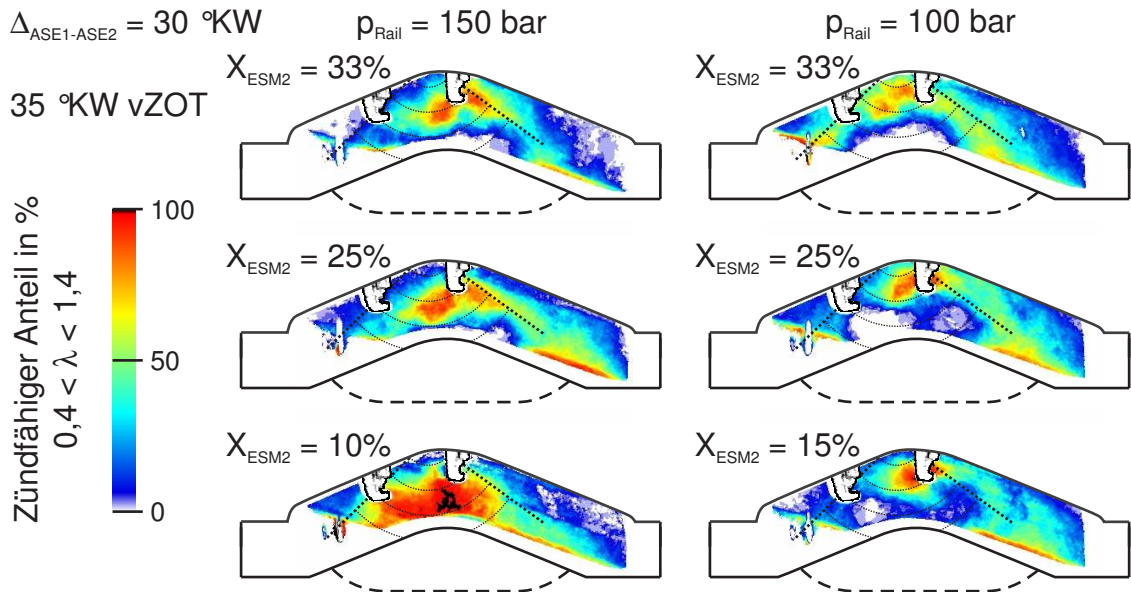
Die Korrelation zwischen Mittelwert und relativer Standardabweichung von λ verliert mit frühem Einspritzbeginn bei $ASE1$ und einem $\Delta_{ASE1-ASE2}$ von 80 °KW offenbar an Bedeutung, da die Kraftstoffverteilung nahezu vollständig homogenisiert ist und Unterschiede des gemittelten λ -Wertes einzig im Düsennahbereich zu beobachten sind. Hier hat die Einspritzung bei dem geringeren Einspritzdruck von 100 bar offenbar geringfügig fetteres Gemisch mit λ um 1,5 zur Folge, während das Gemisch im übrigen Brennraum mit einem Luftverhältnis zwischen zwei und drei generell etwas magerer ist. Dies geht auch aus der Statistik für ausgewählte Auswertefenster in Abbildung 7.19 hervor. Darin sind jeweils die gemittelten λ -Werte mit Minima und Maxima des elliptischen Auswertebereichs der Breite von 20 mm und der Höhe von 15 mm dargestellt, vgl. Abbildung 7.11(a). Ferner entsprechen die Graphen „MW Bild“ dem Mittelwert für den gesamten Bildausschnitt und die Kurven „MW Ausschnitt“ der Statistik aus dem elliptischen Fenster. Es zeigt sich, dass der über den gesamten Lichtschnitt gemittelte λ -Wert nahezu unabhängig von Einspritzdruck und Erstmenge etwa 2 beträgt, während sich für den Auswertebereich unterhalb der Zündkerze für einen Kraftstoffdruck von 150 bar eine Abweichung Richtung mageren Gemischs ergibt, die sich mit niedrigerem Einspritzdruck allerdings umkehrt, da hier

das niedrigste λ ermittelt wird. Während dieser Effekt zwar tendenziell mit dem höheren Impuls der Tropfen und größerer Eindringtiefe bei höherem Raildruck erklärt werden kann, vgl. Abbildung 7.17, spiegelt sich die größere Kraftstoffmenge im Brennraum mit sinkendem X_{ESM2} dagegen nicht in einem global fetteren Kraftstoff-Luft Gemisch wider. Es kann mangels Auflösung der zeitlichen Entwicklung der Kraftstoffverteilung nur vermutet werden, dass sich ein bestimmter Anteil des eingespritzten Kraftstoffs in den nicht einsehbaren Bereichen an der Zylinderwand und in der Kolbenmulde befindet. Die im Vergleich zum gesamten Brennraum eher mageren Bereiche nahe der Zündkerze bei hohem Einspritzdruck deuten daher auf etwas fetteres Gemisch in der Mulde hin.

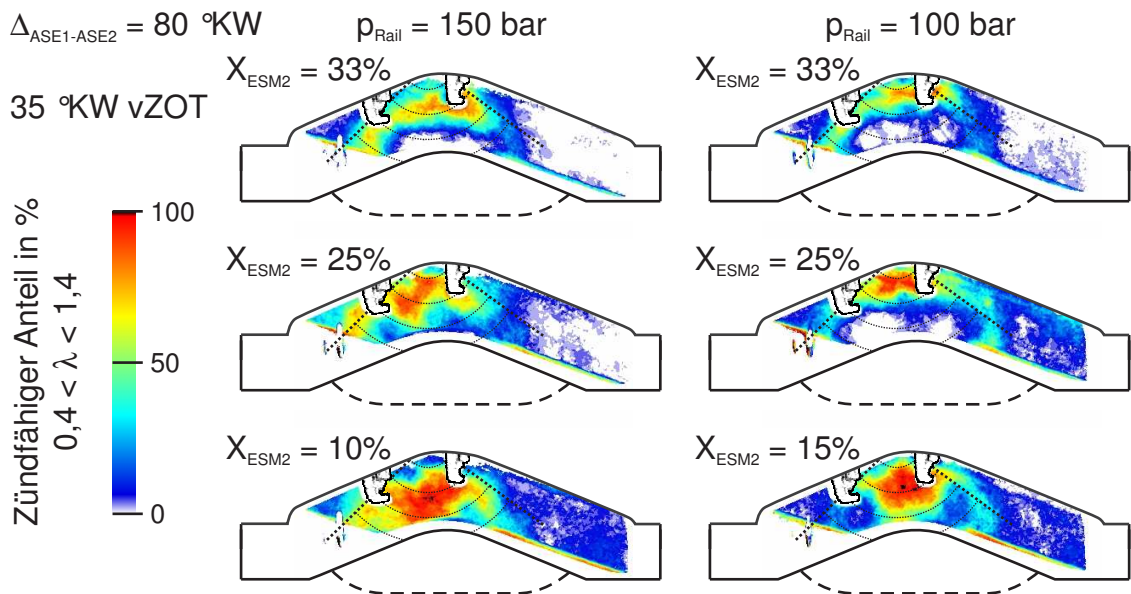
Wie aus der Verteilung des Variationskoeffizienten in Abbildung 7.18 hervorgeht, trägt offenbar die Homogenisierung des Gemischs bei größerer Einspritzdauer maßgeblich zur Reduzierung der zyklischen Schwankungen in der Gemischaufbereitung bei. Mit Ausnahme der 85 %/15 % Aufteilung, d.h. der großen Erstmenge bei 100 bar, dehnt sich das Gebiet geringer zyklischer Schwankungen mit zunehmender Ansteuerdauer des Injektors aus und führt bei einem p_{Rail} von 150 bar und der kleinsten Zweitmenge von 10 % der Gesamtlast bzw. bei 100 bar und 25 % zu den geringsten Schwankungen im Brennraum.

Während die Unterschiede zwischen früher und später Ersteinspritzung und den beiden Einspritzdrücken anhand der Verteilung des Luftverhältnisses in Abbildung 7.16 wenig ausgeprägt sind und einzig die höhere Tropfenwahrscheinlichkeit bei 100 bar Raildruck für eine verzögerte Gemischaufbereitung spricht, offenbart der Vergleich des Zündgemischanteils X_{ZG} signifikante Effekte dieser Einspritzparameter, wie in Abbildung 7.20 dargestellt. Bei einem $\Delta_{\text{ASE1-ASE2}}$ von 30 °KW und dem kleinsten Mengenanteil von 10 % bei 150 bar Raildruck erstreckt sich das Gebiet entflammbar Gemischs mit hohem Zündgemischanteil und teilweise maximalem X_{ZG} beginnend etwa 5 mm unterhalb des Brennraumdaches bis in die von den Quetschkanten des Kolbens verdeckte Kolbenmulde. Im vergleichbaren Betriebspunkt ist der Zündgemischanteil bei 100 bar Raildruck generell niedriger und das Gebiet reproduzierbarer Entflammbarkeit unabhängig von der Mengenaufteilung auf wenige Millimeter nahe der zentralen Zündkerze begrenzt. Ursache hierfür ist vor allem der hohe Tropfenanteil oberhalb der Kolbenmulde, wie Abbildung 7.16 für den Mengenanteil von 25 % zeigt. Gemäß dem Einfluss des Einspritzdrucks auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kraftstofftropfen ist zum Zeitpunkt 35 °KW vZOT die Zone entflammbar Gemischs bei 150 bar geringfügig weiter in den Brennraum eingedrungen.

Die geringe Verzögerung zwischen beiden Einspritzungen führt offenbar wegen der schlechteren Zerstäubung bei niedrigem Einspritzdruck zu einer massiven örtlichen Eingrenzung des Gebiets reproduzierbar entflammbar Gemischs. Durch die frühe Vor-



(a) $\Delta_{ASE1-ASE2} = 30 \text{ °KW}$



(b) $\Delta_{ASE1-ASE2} = 80 \text{ °KW}$

Abbildung 7.20: Verteilung zündfähigen Gemischs für verschiedene ESM2 bei 35 °KW vZOT; $n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6 \text{ bar}$ (geschleppt)

einspritzung in Abbildung 7.20(b) wird der Einfluss des Einspritzdrucks auf die lokale Entflammbarkeit weitgehend reduziert. Der Einspritzdruck wirkt sich zwar auch bei $\Delta_{ASE1-ASE2}$ von 80 °KW auf die Lage des Gebiets mit hohem Zündgemischanteil aus, jedoch wird die Entflammbarkeit des Gemischs nahezu unabhängig vom Raildruck maßgeblich durch die Menge der Zweiteinspritzung beeinflusst. In Richtung der Kolbenmulde verhindert offenbar die Kombination hohen Tropfenanteils mit lokal fettem Kraftstoff-Luft Gemisch unterhalb der Zündgrenzen, d.h. ein λ kleiner als 0,4, die zyklusstabile Bereitstellung eines entflammbaren Gemischs. Bei 100 bar ist dieser Effekt wegen der höheren Tropfenwahrscheinlichkeit erwartungsgemäß etwas stärker ausgeprägt, weshalb hier die größeren Gradienten des Zündgrenzenanteils beobachtet werden.

Ungeachtet der Probleme für die Abgasnachbehandlung bei geschichtetem Magerbetrieb eröffnet die Aufteilung der Einspritzungsmenge eine hohe Flexibilität der Ladungssteuerung, da Last und Homogenisierung des Kraftstoff-Luft Gemischs zeitlich von der Zündung und damit dem Verbrennungsschwerpunkt weitgehend entkoppelt werden können. Bei dem einfachsten Konzept der Ladungsaufteilung, der Doppeleinspritzung, bestimmt der Zeitpunkt der ersten Einspritzung sowohl die Last als auch den zum Zündzeitpunkt gewünschten Homogenisierungsgrad bzw. das in der Umgebung der Zündkerze herrschende lokale Luftverhältnis. Um sehr fette Bereiche oder Gebiete mit Flüssigkeitsanteil zu vermeiden, die erhöhte Rußemissionen zur Folge haben können, ist wegen der begrenzten Zeit zur Gemischaufbereitung bei dem strahlgeführten Brennverfahren eine möglichst geringe Zweitmenge zielführend. Hoher Einspritzdruck ist hinsichtlich effizienter Tropfenzerstäubung ebenfalls von Vorteil. Die im Vergleich zu einem niedrigeren Raildruck kürzere Einspritzdauer resultiert allerdings in erhöhten zyklischen Schwankungen des Luftverhältnisses. Eine relativ homogene Zylinderladung und eine gleichzeitig niedrige relative Standardabweichung werden in diesem Fall bei geringem Einspritzdruck erreicht.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flüssig- und erstmals auch der Gasphase im Einspritzstrahl der dieselmotorischen Direkteinspritzung kann unter atmosphärischen Randbedingungen sowie in Hochdruckumgebung mittels Laser Flow Tagging (LFT) ermittelt werden. Geringe Zerstäubung und hohe Flüssigkeitsdichte unmittelbar am Düsenaustritt stellen die besten Versuchsrandbedingungen für die Applikation des Messverfahrens hinsichtlich der Flüssigphasenmessung dar, während andere optische Verfahren wie PIV oder PDA hier scheitern. Verschmutzungssensitive Komponenten des Einspritzsystems sind durch den im Kraftstoff vollständig gelösten Tracer nicht beeinträchtigt.

Die Anwendung von LFT zur Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit in einem dichten Spray wird erstmalig unter motorischen Randbedingungen am Beispiel eines direkteinspritzenden Ottomotors demonstriert. LFT in der Gasphase basiert ebenfalls auf der Detektion eines phosphoreszierenden Tracers, der hierbei allerdings verdunstet und homogen in der Gasphase verteilt wird. Experimenteller Aufwand und Fehlerquellen durch unzureichendes Folgevermögen der nachgewiesenen Teilchen in der Gasphase werden durch die Verwendung eines molekularen, phosphoreszierenden Tracers umgangen. Nach einmaliger Laseranregung kann aufgrund des Eintrags der Gasphase in den Sprühstrahl die Verschiebung des lumineszierenden Tracers und somit die Gasphasengeschwindigkeit nachgewiesen werden. Durch Wahl geeigneter Tracer, in diesem Fall eine Lanthanid-Chelat Verbindung mit einem Europium-Ion für den Kraftstoff und Aceton als Marker in der Gasphase, wird in dieser Arbeit ferner die simultane Messung von Flüssig- und Gasphasengeschwindigkeit mittels Laser Flow Tagging demonstriert. Die Anregung beider Tracerkomponenten erfolgt mit demselben Laserpuls, während Tropfen und Gasphasenbewegung mit optischen Filtern separiert werden.

LFT in der Flüssigphase erweist sich als robust gegenüber Umgebungsparametern wie Sauerstoffkonzentration und Umgebungsdruck, während Lebensdauer der Phosphoreszenz und damit Genauigkeit des Verfahrens mit steigender Tropfentemperatur abnehmen. Ähnliches gilt für die Anwendung von LFT in der Gasphase, wobei jedoch das Verfahren aufgrund effektiven Sauerstoffquenchings der langlebigen Phosphoreszenz ausschließlich in

sauerstofffreier Atmosphäre eingesetzt werden kann. Ortsauflösung und Dynamik werden im Wesentlichen von dem Betrag der Geschwindigkeit und deren Gradient in Ausbreitungsrichtung sowie der Tropfendichte bestimmt. Die sehr hohe Tropfenzahldichte im Bereich des sekundären Tropfenzerfalls im Dieselspray reduziert bei effektiver Mehrfachstreuung die Ortsauflösung in Ausbreitungsrichtung und die Dynamik des Verfahrens, welche durch die untere Messschranke der nachweisbaren Geschwindigkeit festgelegt ist. Eine hohe Ortsverschiebung äußert sich bei diesem bildgebenden Verfahren tendenziell in einer Reduzierung des Messfehlers. Die Dynamik einer einzelnen Messung liegt für die Messungen im Dieselspray zwischen 10 und 15 mit einer Geschwindigkeit von 10 m/s als untere Nachweisgrenze. Die Geschwindigkeit am Düsenaustritt kann mit einem relativen Messfehler von weniger als 1 % ermittelt werden, während der minimale Messfehler für die Gasphasengeschwindigkeit auf der Sprayachse etwa 8 % beträgt.

Die im Dieselspray dominierende Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Sprayachse rechtfertigt die Annahme einer nahezu eindimensionalen Strömung der Flüssigphase. Der für die Auswertung der 1C/2D-Geschwindigkeitsverteilung implementierte Ansatz ermöglicht im Gegensatz zu vielen Korrelationsalgorithmen eine Abschätzung der Messgenauigkeit anhand der örtlichen Ausdehnung des Phosphoreszenzsignals. Da Diffusion innerhalb der Zeitskalen der Messung vernachlässigt werden kann, sind bei einer Linienverbreiterung zumindest qualitative Aussagen bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung möglich. Mit dem 1C/2D-Algorithmus kann die Geschwindigkeit der Kraftstofftropfen in einer Entfernung von weniger als 1 mm von der Düsen Spitze ermittelt werden. Dagegen führt der geringe Gaseintrag im Bereich des primären Strahlaufbruchs zu einem niedrigen Phosphoreszenzsignal in der Gasphase und damit erhöhtem Messfehler der Gasphasengeschwindigkeit. Deren Bestimmung ist daher erst ab einem Abstand von etwa 10 mm möglich. Durch die Überlagerung zweier oder mehrerer Linienbündel kann die zweidimensionale Bewegung der lumineszierenden Fluidelemente als optisches Gitter nachgewiesen werden, sowohl unter Umgebungs- als auch Hochdruckbedingungen. Diese spezielle Anwendung ist jedoch nur im breiteren Teil des Sprays sinnvoll und praktikabel. Im Dieselspray kann mit minimalem Abstand von 30 mm von der Düse bei mit motorischen Betriebspunkten vergleichbarer Gasdichte das 2C/2D-Strömungsfeld gemessen werden. Derlei Probleme treten bei LFT im Spray eines direkteinspritzenden Ottomotors nicht auf, wie am Beispiel eines optischen Motors mit strahlgeführtem Brennverfahren gezeigt wird.

Bei der Dieseleinspritzung beträgt die Tropfengeschwindigkeit unmittelbar am Düsenaustritt unter stationären Bedingungen etwa 90 % der maximalen Geschwindigkeit,

die bei reibungsfreier Strömung erreicht würde. Mit kleinerem Bohrungsdurchmesser wird der Stationärzustand am Düsenaustritt schneller erreicht, während die maximale Tropfengeschwindigkeit gleichzeitig abnimmt. Unmittelbar unterhalb der Düsen Spitze wird über den Querschnitt des Einspritzstrahls eine nahezu gleichförmige Tropfenbewegung ermittelt. Erst mit wachsender Entfernung von der Düse bildet sich ein annähernd parabolisches Geschwindigkeitsprofil aus. Bei großem Abstand von der Düsen Spitze nehmen Genauigkeit und radiale Geschwindigkeitsgradienten mit steigender Umgebungsdichte ab, ferner werden die Tropfen bei erhöhtem Impulsaustausch mit der Umgebung bereits innerhalb der ersten Millimeter in Ausbreitungsrichtung effektiv abgebremst. Die Moleküle in der Gasphase werden aus dem Ruhezustand entsprechend beschleunigt und erreichen bei hohem Umgebungsdruck nach einigen Millimetern nahezu die Geschwindigkeit der Flüssigphase. Die radiale Ausdehnung des Bereichs der von der Flüssigkeit beeinflussten Gasphase wächst der Aufweitung des flüssigen Einspritzstrahls gemäß mit zunehmendem Abstand von der Düse an, wobei das radiale Geschwindigkeitsprofil stets um etwa 50 % breiter als die Strahlkeule ist.

Neben der Bestimmung der Differenzgeschwindigkeit zwischen Flüssig- und Gasphase mittels LFT ist vor allem die Kenntnis der Tropfentemperatur in Bezug auf das Verdunstungsverhalten des Sprays eine wichtige Kenngröße. Wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, kann anhand der relativen Änderung der Emissionsbande bestimmter Lanthanid-Verbindungen die Tropfentemperatur mit hoher Genauigkeit ermittelt werden. Der Temperatureinfluss auf die Emission der Lanthanid-Chelat Komplexe ist aber bislang nicht spektral aufgelöst detektiert worden. Diesbezügliche Untersuchungen versprechen in Zukunft bei geringem experimentellen Mehraufwand gegenüber LFT zusätzlich die zeitlich aufgelöste Bestimmung der Temperaturverteilung im Spray.

Die Kraftstoffverteilung in einem optisch zugänglichen, direkteinspritzenden Ottomotor wird mittels der Planaren Laser-Induzierten Fluoreszenz (PLIF) untersucht.

3-Pentanon ist trotz nicht ganz idealen Verdunstungsverhaltens der geeignetste Tracer für die Bestimmung der Kraftstoffverteilung im Brennraum eines direkteinspritzenden Ottomotors mit strahlgeführtem Brennverfahren. Mittels homogener Kalibriermessungen kann das Luftverhältnis unter vereinfachenden Annahmen direkt ermittelt werden. Die simultane Detektion von Mie-Streulicht und Fluoreszenzsignal ermöglicht die Trennung der reinen Dampfphase in den Zweiphasengemischen. Geringe Beeinflussung der Fluoreszenzeigenschaften des Tracers durch Sauerstoffquenching und deren geringe Temperaturabhängigkeit bei Anregung mit einem XeCl-Excimer Laser führen zu einem Messfehler des Luftverhältnisses im Einzelbild von +18 % bis -15 %. Für eine genauere λ -Bestimmung

ist die Kenntnis der Gemischtemperatur erforderlich, die dieses einfache LIF-Verfahren nicht liefern kann. Denkbar ist beispielsweise die Kombination mit einer temperatursensitiven Tracerkomponente wie Toluol [54] oder die quasi-simultane Anregung bei anderer Wellenlänge, für die 3-Pentanon eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweist [59]. Eine sehr genaue gleichzeitige Kalibrierung entlang einer Linie oder eines größeren Volumens könnte auch durch eine simultane 1D-Raman-Messung erfolgen.

Die Auswertung von Einzelbildern liefert zunächst orts aufgelöst den Mittelwert und die relative Standardabweichung des Luftverhältnisses im Brennraum. Weitere Erkenntnisse können bei Einzelbildauswertung aus der Verteilung der Tropfenwahrscheinlichkeit und des sogenannten Zündgemischanteils gewonnen werden, der die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass für die gemessenen Zyklen das Kraftstoff-Luft Gemisch innerhalb der Zündgrenzen liegt. Ersteres gibt Aufschluss über die Güte der Kraftstoffzerstäubung und das Verdunstungsverhalten des Sprays, während Letzteres Aussagen hinsichtlich der zyklischen Schwankungen des Brennverfahrens erlaubt. Ein zeitlich stabiles Gemisch mit λ innerhalb der Zündgrenzen bedeutet sichere Entflammbarkeit und liefert wertvolle Informationen für die Brennverfahrensentwicklung im Hinblick auf die Positionierung der Zündkerze zur Reduzierung von Zündaussetzern.

Untersucht wird das Potenzial der vor allem für hohe Lasten attraktiven Strategie der Zweifacheinspritzung hinsichtlich einer gezielten Ladungssteuerung und zur Reduzierung von Partikelemissionen. Es zeigt sich, dass durch Wahl des Einspritzzeitpunkts der ersten Einspritzung sowohl das lokale Luftverhältnis als auch die Ausbreitung der Kraftstoffwolke gezielt beeinflusst werden können. Eine frühe Ersteinspritzung bei langer Einspritzdauer, d.h. tendenziell niedrigem Kraftstoffdruck, ist hinsichtlich homogener Gemischverteilung mit geringen zyklischen Schwankungen zielführend. Des Weiteren reicht in der Regel eine geringe Menge bei der zweiten Einspritzung aus, um sichere Entflammung zu gewährleisten. Durch Mehrfacheinspritzung ist es möglich, Zylinderladung und Zündzeitpunkt weitgehend zu entkoppeln. Trotz Betriebs im oberen Teillastbereich ist damit nahezu rußfreier Betrieb möglich.

LFT in der Flüssigphase und das beschriebene PLIF-Verfahren können prinzipiell in Zukunft mit geringem Aufwand kombiniert werden, da die Fluoreszenz in der Flüssigphase sowohl von 3-Pentanon und als auch einem LFT-Tracer für beide Verfahren nicht von Bedeutung ist. Die LIF von 3-Pentanon und das Phosphoreszenzsignal des Lanthanid-Chelat Komplexes können zeitlich voneinander getrennt detektiert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] ARANEO, L. ; TROPEA, C.: Optimisation of PDA measurements in a Diesel spray. In: *Spray '99*, 1999
- [2] AYMANN, R. *Persönliche Mitteilung*. Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen, RWTH-Aachen
- [3] BARKER, P. ; BISHOP, A. ; RUBINSZTEIN-DUNLOP, H.: Supersonic velocimetry in a shock tube using laser enhanced ionisation and planar laser induced fluorescence. In: *Applied Physics B* 64 (1997), S. 369–376
- [4] BARKER, P. ; THOMAS, A. ; RUBINSZTEIN-DUNLOP, H. ; LJUNGBERG, P.: Velocity measurements by flow tagging employing laser enhanced ionisation and laser induced fluorescence. In: *Spectrochimica Acta Part B* 50 (1995), September, Nr. 11, S. 1301–1310
- [5] BARRON, J. L. ; FLEET, D. J. ; BEAUCHEMIN, S. S.: Performance of optical flow techniques. In: *International Journal of Computer Vision* 12 (1994), Februar, Nr. 1, S. 43–77
- [6] BERCKMÜLLER, M. ; TAIT, N. P. ; GREENHALGH, D. A.: The Time History of the Mixture Formation Process in a Lean-Burn Stratified-Charge Engine. In: *SAE Technical Papers* (1996), Nr. 961929
- [7] CAI, W. ; POWELL, C. F. ; YUE, Y. ; NARAYANAN, S. ; WANG, J. ; TATE, M. W. ; RENZI, M. J. ; ERCAN, A. ; FONTES, E. ; GRUNER, S. M.: Quantitative analysis of highly transient fuel sprays by time-resolved x-radiography. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), Nr. 8, S. 1671–1673
- [8] CHAVES, H. ; KIRMSE, C. ; OBERMEIER, F.: Velocity Measurements of Dense Diesel Fuel Sprays in Dense Air. In: *Atomization and Sprays* 14 (2004), Nr. 6, S. 589–609
- [9] CHAVES, H. ; KNAPP, M. ; KUBITZEK, A. ; OBERMEIER, F.: High-speed flow measurements within an injection Nozzle. In: *Fifth International Conference on Laser Anemometry: Advances and Applications* Bd. 2052 The International Society for Optical Engineering, 1993, S. 265–272

- [10] CHEN, J. ; SELVIN, P. R.: Thiol-Reactive Luminescent Chelates of Terbium and Europium. In: *Bioconjugate Chemistry* 10 (1999), Nr. 2, S. 311–315
- [11] COPELAND, R. A. ; CROSLEY, D. R.: Radiative, collisional and dissociative processes in triplet acetone. In: *Chemical Physics Letters* 115 (1985), Nr. 4-5, S. 362–368
- [12] COUCH, G. G. ; JOHNSTON, K. W. ; OJHA, M.: Full-field flow visualization and velocity measurement with a photochromic grid method. In: *Measurement Science and Technology* 7 (1996), S. 1238–1246
- [13] CRONHJORT, A.: Droplet Velocities in a Sliced Diesel Spray. In: *17th Annual Conference on Liquid Atomization & Spray Systems* ILASS-Europe, 2001
- [14] CRUYNINGEN VAN, I. ; LOZANO, A. ; HANSON, R. K.: Quantitative imaging of concentration by planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 10 (1990), Nr. 1, S. 41–49
- [15] DAM, N. J. *Persönliche Mitteilung*. Institute for Molecules and Materials, Radboud University Nijmegen. 2005
- [16] DAM, N. J. ; KLEIN-DOUWEL, R. J. H. ; SIJTSEMA, N. M. ; TER MEULEN, J. J.: Nitric Oxide Flow Tagging in Unseeded Air. In: *Optics Letters* 26 (2001), Januar, Nr. 1, S. 36–38
- [17] DAUBERT, T. E. ; DANNER, R. P.: *Physical and thermodynamic properties of pure chemicals*. New York : Hemisphere Publ. Co., 1995
- [18] DAVY, M. ; WILLIAMS, P. ; HAN, D. ; STEEPER, R.: Evaporation characteristics of the 3-pentanone-isooctane binary system. In: *Experiments in Fluids* 35 (2003), Nr. 1, S. 92–99
- [19] DEMTRÖDER, W.: *Molekülphysik*. 1. Auflage. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2003
- [20] DINGEL, O. ; KAHRSTEDT, J. ; BEHNK, K. ; ZUELCH, S.: Measurement of 3-D In-Cylinder Flow Fields Using Doppler Global Velocimetry. In: *SAE Technical Paper Series* (2004), Nr. 2004-01-1409
- [21] DRACOS, Th. ; GRUEN, A.: Videogrammetric methods in velocimetry. In: *Applied Mechanics Reviews* 51 (1998), Juni, Nr. 6, S. 387–413
- [22] ECKBRETH, A. C.: *Combustion Science and Technology*. Bd. 3: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. 2. Auflage. Gordon and Breach Publishers, 1996

- [23] EIFLER, W.: *Untersuchungen zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahls im Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematographie*, Universität Kaiserslautern, Diss., 1990
- [24] EINECKE, S. ; SCHULZ, C. ; SICK, V.: Measurement of temperature, fuel concentration and equivalence ratio fields using tracer LIF in IC engine combustion. In: *Applied Physics B* 71 (2000), Nr. 5, S. 717–723
- [25] EMMENEGGER, F. ; SCHLAEPFER, C. W. ; STOECKLI-EVANS, H. ; PICCAND, M. ; PIEKARSKI, H.: Chelate Effect in the Gas Phase. The Complexes of $\text{Ni(2,2,6,6-tetramethyl-3,5-heptanedionate)}_2$ with Bidentate Ligands. In: *Inorganic Chemistry* 40 (2001), Nr. 16, S. 3884–3888
- [26] FIELDING, J. ; LONG, M. B. ; FIELDING, G. ; KOMIYAMA, M.: Systematic Errors in Optical-Flow Velocimetry for Turbulent Flows and Flames. In: *Applied Optics* 40 (2001), Februar, Nr. 6, S. 757–764
- [27] FINKE, H. J. ; GRÜNEFELD, G.: An Experimental Investigation of Extinction of Curved Laminar Hydrogen Diffusion Flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), Nr. 2, S. 2133–2140
- [28] FRIEDEN, D. ; SICK, V. ; GRONKI, J. ; SCHULZ, C.: Quantitative oxygen imaging in an engine. In: *Applied Physics B* 75 (2002), Nr. 1, S. 137–141
- [29] GENDRICH, C. P. ; KOOCHESFAHANI, M. M. ; NOCERA, D. G.: Molecular tagging velocimetry and other novel applications of a new phosphorescent supramolecule. In: *Experiments in Fluids* 23 (1997), Nr. 5, S. 361–372
- [30] GHOSH, S. ; HUNT, J. C. R.: Induced air velocity within droplet driven sprays. In: *Proceedings of the Royal Society London A* 444 (1994), S. 105–127
- [31] GINDELE, J.: *Untersuchung zur Ladungsbewegung und Gemischbildung im Ottomotor mit Direkteinspritzung*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 2001
- [32] Kap. rare earth elements In: GMELIN HANDBOOK OF INORGANIC AND ORGANOMETALLIC CHEMISTRY: *Terbium*. Bd. 39. 8. 1984, S. 227–231
- [33] GORNOWICZ, G. G.: *Continuous-Field Image-correlation Velocimetry and its Application to Unsteady Flow over an Airfoil*, California Institute of Technology, CA, Diplomarbeit, April 1997
- [34] GRAYBEAL, J. D.: *Molecular Spectroscopy*. 1. Auflage. McGraw-Hill, 1988

- [35] GRÜNEFELD, G. ; BARTELHEIMER, J. ; FINKE, H. J. ; KRÜGER, S.: Gas-Phase Velocity Field Measurements in Sprays Without Particle-Seeding. In: *Experiments in Fluids* 29 (2000), S. 238–246
- [36] GRÜNEFELD, G. ; FINKE, H. J. ; BARTELHEIMER, J. ; S., Krüger: Probing the Velocity Fields of Gas and Liquid Phase Simultaneously. In: *Experiments in Fluids* 26 (2000), S. 322–330
- [37] GROSSMANN, F. ; MONKHOUSE, P. B. ; RIDDER, M. ; SICK, V. ; WOLFRUM, J.: Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3-pentanone. In: *Applied Physics B* 62 (1996), Nr. 3, S. 249–253
- [38] GUDGIN DICKSON, E. F. ; POLLAK, A. ; DIAMANDIS, E. P.: Time-resolved detection of lanthanide luminescence for ultrasensitive bioanalytical assays. In: *Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology* 27 (1995), Oktober, Nr. 1, S. 3–19
- [39] HAN, D. ; STEEPER, R. R.: Examination of Iso-octane/Ketone Mixtures for Quantitative LIF Measurements in a DISI Engine. In: *SAE Technical Papers* (2002), Nr. 2002-01-0837
- [40] HARRISON, B. S.: *Photoluminescence and Electroluminescence of Near-Infrared Emitting Lanthanide Complexes in Conjugated Polymer Hosts*, University of Florida, Ph.D. thesis, 2003
- [41] HEICKLEN, J.: The Fluorescence and Phosphorescence of Biacetyl Vapor and Acetone Vapor. In: *Journal of the American Chemical Society* 81 (1959), Nr. 15, S. 3863–3866
- [42] HEICKLEN, J. ; NOYES JR., W. A.: The Photolysis and Fluorescence of Acetone and Acetone-Biacetyl Mixtures. In: *Journal of the American Chemical Society* 81 (1959), Nr. 15, S. 3858–3863
- [43] HEMMILÄ, I.: Luminescent lanthanide chelates - a way to more sensitive diagnostic methods. In: *Journal of Alloys and Compounds* 225 (1995), Nr. 1-2, S. 480–485
- [44] HENTSCHEL, W. ; HOMBURG, A. ; OHMSTEDE, G. ; MÜLLER, T. ; GRÜNEFELD, G.: Investigation of Spray Formation of DI Gasoline Hollow-Cone Injectors Inside a Pressure Chamber and a Glass Ring Engine By Multiple Optical Techniques. In: *SAE Technical Papers* (1999), Nr. 1999-01-3660
- [45] HEYWOOD, J. B. ; HOLMAN, J. P. (Hrsg.): *Internal Combustion Engine Fundamentals*. 1. McGraw-Hill Book Company, 1988

- [46] HILLER, B. ; BOOMAN, R. A. ; HASSA, C. ; HANSON, R. K.: Velocity visualisation in gas flows using laser-induced phosphorescence of biacetyl. In: *Review of Scientific Instruments* 55 (1984), Dezember, Nr. 12, S. 1964–1967
- [47] HORN, B. K. P. ; SCHUNCK, B. G.: Determining Optical Flow / Massachusetts Institute of Technology. 1980. – A.I. Memo No. 572
- [48] HU, H. ; KOOCHESFAHANI, M. M.: A novel method for instantaneous, quantitative measurement of molecular mixing in gaseous flows. In: *Experiments in Fluids* 33 (2002), Nr. 1, S. 202–209
- [49] HU, S. ; MOSBACHER, D. M. ; WEHRMEYER, J. A. ; PITZ, R. W.: Simultaneous Temperature, Species and Velocity Measurements via Combined Raman Spectroscopy and HTV. In: *40th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2004
- [50] ITOH, F. ; KYCHAKOFF, G. ; HANSON, R. K.: Flow Visualization in Low Pressure Chambers Using Laser-Induced Biacetyl Phosphorescence. In: *Journal of Vacuum Science and Technology B* 3 (1985), Nr. 6, S. 1600–1603
- [51] JIAN-BANG, L. ; QI, P. ; CHANG-SHENG, L. ; JIE-RONG, S.: Principles of flow field diagnostics by laser induced biacetyl phosphorescence. In: *Experiments in Fluids* 6 (1988), Nr. 8, S. 505–513
- [52] JOHANSSON, B. ; NEIJ, H. ; ALDÉN, M. ; JUHLIN, G.: Investigations of the Influence of Mixture Preparation on Cyclic Variations in a SI-Engine, Using Laser Induced Fluorescence. In: *SAE Technical Papers* (1995), Nr. 950108
- [53] KASKAN, W. E. ; DUNCAN, A. B. F.: Mean Lifetime of the Fluorescence of Acetone and Biacetyl Vapors. In: *The Journal of Chemical Physics* 18 (1950), Nr. 4, S. 427–431
- [54] KOBAN, W. ; KOCH, J. D. ; HANSON, R. K. ; SCHULZ, C.: Absorption and fluorescence of toluene vapor at elevated temperatures. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 6 (2004), S. 2940–2945
- [55] KOBAN, W. ; KOCH, J. D. ; SICK, V. ; WERMUTH, N. ; HANSON, R. K. ; SCHULZ, C.: Predicting LIF signal strength for toluene and 3-pentanone under engine-related temperature and pressure conditions. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 1545–1553
- [56] KOBAN, W. ; SCHORR, J. ; SCHULZ, C.: Oxygen-distribution imaging with a novel two-tracer laser-induced fluorescence technique. In: *Applied Physics B* 74 (2002), Nr. 1, S. 111–114

- [57] KOCH, J. D. ; HANSON, R. K.: Ketone photophysics for quantitative PLIF imaging. In: *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, 2001
- [58] KOCH, J. D. ; HANSON, R. K.: A Photophysics Model for 3-pentanone PLIF: Temperature, Pressure, and Excitation Wavelength Dependences. In: *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, NV, 2003
- [59] KOCH, J. D. ; HANSON, R. K.: Temperature and excitation wavelength dependencies of 3-pentanone absorption and fluorescence for PLIF applications. In: *Applied Physics B* 76 (2003), Nr. 3, S. 319–324
- [60] KOCH, J. D. ; HANSON, R. K. ; KOBAN, W. ; SCHULZ, C.: Rayleigh-calibrated fluorescence quantum yield measurements of acetone and 3-pentanone. In: *Applied Optics* 43 (2004), Nr. 31, S. 5901–5909
- [61] KOOCHESFAHANI, M. M. ; COHN, R. ; MACKINNON, C.: Simultaneous whole-field measurements of velocity and concentration fields using a combination of MTV and LIF. In: *Measurement Science and Technology* 11 (2000), Nr. 9, S. 1289–1300
- [62] KRÜGER, S.: *Laser Diagnostics in Two Phase Flows*. Faculty of Physics, University of Bielefeld, Diss., 2001
- [63] KRÜGER, S. ; GRÜNEFELD, G.: Stereoscopic flow-tagging velocimetry. In: *Applied Physics B* 69 (1999), Nr. 5-6, S. 509–512
- [64] KRÜGER, S. ; GRÜNEFELD, G.: Droplet velocity and acceleration measurements in dense sprays by laser flow tagging. In: *Applied Physics B* 71 (2000), Nr. 4, S. 611–615
- [65] KRÜGER, S. ; GRÜNEFELD, G.: Gas-phase velocity field measurements in dense sprays by laser-based flow tagging. In: *Applied Physics B* 70 (2000), Nr. 3, S. 463–466
- [66] KRÜGER, S. ; GRÜNEFELD, G.: Planar velocity measurements of the gas and the liquid phase in dense sprays by flow tagging. In: *10th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 2000
- [67] LAAN, VAN DER, W. P. N. ; TOLBOOM, R. A. L. ; DAM, N. J. ; TER MEULEN, J. J.: Molecular tagging velocimetry in the wake of an object in supersonic flow. In: *Experiments in Fluids* 34 (2003), Nr. 4, S. 531–533
- [68] LAMTURE, J. B. ; HONG ZHOU, Z. ; SURESH KUMAR, A. ; WENSEL, T. G.: Luminescence Properties of Terbium(III) Complexes with 4-Substituted Dipicolinic Acid Analogues. In: *Inorganic Chemistry* 34 (1995), Nr. 4, S. 864–869

- [69] LEFEBVRE, A. H. ; CHIGIER, N. (Hrsg.): *Atomization and Sprays*. Taylor & Francis, 1989
- [70] LEMPert, W. R. ; HARRIS, S.: Flow tagging velocimetry using caged dye photo-activated fluorophores. In: *Measurement Science and Technology* 11 (2000), Nr. 9, S. 1251–1258
- [71] LEMPert, W. R. ; JIANG, N. ; SETHURAM, S. ; SAMIMY, M.: Molecular tagging velocimetry measurements in supersonic micro nozzles. In: *Proceedings of 2001 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition* American Society of Mechanical Engineering, 2001
- [72] LINNE, M. A. ; PACIARONI, M. E. ; SEDARSKY, D. ; GORD, J. R. ; MEYER, T. R.: Ballistic Imaging of the Liquid Core for a Jet in Crossflow. In: *18th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* ILASS Americas, 2005
- [73] LIU, J. B. ; PAN, Q. ; LIU, C. S. ; SHI, J. R.: Principles of flow field diagnostics by laser induced biacetyl phosphorescence. In: *Experiments in Fluids* 6 (1988), Nr. 8, S. 505–513
- [74] LOWRY, H. S.: Velocity measurements using the laser-induced phosphorescence of biacetyl. In: *22nd AIAA Thermophysics Conference* American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1987
- [75] LOZANO, A. ; YIP, B. ; HANSON, R. K.: Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 13 (1992), Nr. 6, S. 369–376
- [76] MACPHEE, A. G. ; TATE, M. W. ; POWELL, C. F. ; YUE, Y. ; RENZI, M. J. ; ERCAN, A. ; NARAYANAN, S. ; FONTES, E. ; WALTHER, J. ; SCHALLER, J. ; GRUNER, S. M. ; WANG, J.: X-ray Imaging of Shock Waves Generated by High-Pressure Fuel Sprays. In: *Science* 295 (2002), Nr. 5558, S. 1261–1263
- [77] MAYNES, D. ; WEBB, A.: Velocity profile characterisation in sub-millimeter diameter tubes using molecular tagging velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 32 (2002), Nr. 1, S. 3–15
- [78] MESCHÉDE, D.: *Gerthsen Physik*. 22. Auflage. Springer, 2004
- [79] MILES, R. B. ; GRINSTEAD, J. ; KOHL, R. H. ; DISKIN, G.: The RELIEF flow tagging technique and its application in engine testing facilities and for helium-air mixing studies. In: *Measurement Science and Technology* 11 (2000), Nr. 9, S. 1272–1281
- [80] NEIJ, H. ; JOHANSSON, B. ; ALDÉN, M.: Development and demonstration of 2D-LIF for studies of mixture preparation in SI engines. In: *Combustion and Flame* 99 (1994), Nr. 2, S. 449–457

- [81] OKABE, H. ; NOYES JR., W. A.: The Relative Intensities of Fluorescence and Phosphorescence in Biacetyl Vapor. In: *Journal of the American Chemical Society* 79 (1957), Nr. 4, S. 801–806
- [82] OMRANE, A. ; JUHLIN, G. ; OSSLER, F. ; ALDÉN, M.: Temperature measurements of single droplets by use of laser-induced phosphorescence. In: *Applied Optics* 43 (2004), Nr. 17, S. 3523–3529
- [83] ORLEMANN, C. ; SCHULZ, C. ; WOLFRUM, J.: NO-flow tagging by photodissociation of NO₂. A new approach for measuring small-scale flow structures. In: *Chemical Physics Letters* 307 (1999), Nr. 1-2, S. 15–20
- [84] PARK, H. ; HUMMEL, R. L. ; OJHA, M.: A multi-stage nitrogen laser for the photochromic flow visualisation technique. In: *Measurement Science and Technology* 5 (1994), Nr. 9, S. 1139–1145
- [85] PARK, H. ; MOORE, J. A. ; TRASS, O. ; OJHA, M.: Laser photochromic velocimetry estimation of the vorticity and pressure Field - two-dimensional flow in a curved vessel. In: *Experiments in Fluids* 26 (1999), Nr. 1-2, S. 55–62
- [86] PAULS, C. ; WISSEL, S. ; GRÜNEFELD, G. ; DEPPE, J.: Velocity and Acceleration Measurements in Diesel Sprays using a High-Speed Multi-Frame Camera and Laser Flow Tagging. In: *18th Annual Conference on Liquid Atomization & Spray Systems*. Irvine, CA, 2005
- [87] PEYBERNÈS, N. ; MARCHAND, C. ; LE CALVÉ, S. ; MIRABEL, Ph.: Adsorption studies of acetone and 2,3-butanedione on ice surfaces between 193 and 223 K. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 6 (2004), S. 1277–1284
- [88] PIEGL, L. ; TILLER, W.: *The NURBS Book*. 2nd. Springer, 1997
- [89] PISCHINGER, S. ; GRÜNEFELD, G. ; KREBBER-HORTMANN, K. ; AYMANN, R. ; WISSEL, S.: Untersuchung des Potentials der Kombination von „Drosselfreier Laststeuerung“ mittels Elektromechanischer Ventilsteuerung mit Benzindirekteinspritzung / FVV. 2005 (801). – Abschlussbericht
- [90] PISCHINGER, S. ; GRÜNEFELD, G. ; KREBBER-HORTMANN, K. ; AYMANN, R. ; WISSEL, S.: Drosselfreie Laststeuerung mit BDE II / FVV. 2006 (837). – Abschlussbericht
- [91] PITZ, R. W. ; BROWN, T. M. ; NANDULA, S. P. ; SKAGGS, P. A. ; DEBARBER, P. A. ; BROWN, M. S. ; SEGALL, J.: Unseeded velocity measurement by ozone tagging velocimetry. In: *Optics Letters* 21 (1996), Nr. 10, S. 755–757

- [92] PITZ, R. W. ; WEHRMEYER, J. A. ; RIBAROV, L. A. ; OGUSS, D. ; BATLIWALA, F. ; DEBARBER, P. ; DEUSCH, S. ; DIMOTAKIS, P.: Unseeded molecular flow tagging in cold and hot flows using ozone and hydroxyl tagging velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 11 (2000), Nr. 9, S. 1259–1271
- [93] PONCE, A. ; WONG, P. A. ; WAY, J. J. ; NOCERA, D. G.: Intense phosphorescence triggered by alcohols upon formation of a cyclodextrin ternary complex. In: *Journal of Physical Chemistry* 97 (1993), Nr. 42, S. 11137–11142
- [94] POWELL, C. F. ; YUE, Y. ; CHEONG, S.-K. ; NARAYANAN, S. ; CUENCA, R. ; CIATTI, S. ; SHU, D. ; WANG, J.: Effects of Ambient Pressure on Fuel Sprays as Measured Using X-ray Absorption. In: *16th Annual Conference on Liquid Atomization & Spray Systems* ILASS-Americas, 2003
- [95] POWELL, C. F. ; YUE, Y. ; POOLA, R. ; WANG, J. ; LAI, M.-C. ; SCHALLER, J.: X-Ray Measurements of High Pressure Diesel Sprays. In: *SAE Technical Papers* (2001), Nr. 2001-01-0531
- [96] PRESS, W. H. ; FLANNERY, B. P. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T.: *Numerical Recipes in C*. 2nd. Cambridge University Press, 1988
- [97] PUST, O.: Direct Cross-Correlation compared with FFT-based Cross-Correlation. In: *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 2000
- [98] REICHELT, L.: *Aerodynamischer Tropfenzerfall bei dieselmotorischen Umgebungsbedingungen*, RWTH-Aachen, Diss., 2004
- [99] REITZ, R. D. ; BRACCO, F. V.: Mechanism of atomization of a liquid jet. In: *Physics of Fluids* 25 (1982), Nr. 10, S. 1730–1742
- [100] REITZ, R. D. ; DIWAKAR, R.: Structure of High-Pressure Fuel Sprays. In: *SAE Technical Papers* (1987), Nr. 870598
- [101] RIBAROV, L. A. ; WEHRMEYER, J. A. ; BATLIWALA, F. ; W., Pitz R.: Ozone Tagging Velocimetry Using Narrowband Excimer Lasers. In: *AIAA Journal* 37 (1999), Nr. 6, S. 708–714
- [102] RIBAROV, L. A. ; WEHRMEYER, J. A. ; HU, S. ; PITZ, R. W.: Multiline hydroxyl tagging velocimetry measurements in reacting and nonreacting experimental flows. In: *Experiments in Fluids* 37 (2004), Nr. 1, S. 65–74

- [103] RIBAROV, L. A. ; WEHRMEYER, J. A. ; PITZ, R. W.: Multiline hydroxyl tagging velocimetry in reacting and nonreacting experimental flows. In: *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. Indianapolis, Indiana, 2002
- [104] RIBAROV, L. A. ; WEHRMEYER, J. A. ; PITZ, R. W. ; YETTER, R.: Hydroxyl tagging velocimetry (HTV) in experimental air flows. In: *Applied Physics B* 74 (2002), Nr. 2, S. 175–183
- [105] ROEHLE, I. ; WILLER, C. E.: Extension of Doppler global velocimetry to periodic flows. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001), Nr. 4, S. 420–431
- [106] RUBINSZTEIN-DUNLOP, H. ; LITTLETON, B. ; BARKER, P. ; LJUNGBERG, P. ; MALMSTEN, Y.: Ionic strontium fluorescence as a method for flow tagging velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 30 (2001), Nr. 1, S. 36–42
- [107] SCHOCK, H. ; SHEN, Y. ; TIMM, E. ; STUECKEN, T. ; FEDEWA, A. ; KELLER, P.: The Measurement and Control of Cyclic Variations of Flow in a Piston Cylinder Assembly. In: *SAE Technical Paper Series* (2003), Nr. 2003-01-1357
- [108] SCHUGGER, C. *Persönliche Mitteilung*. Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik, RWTH-Aachen
- [109] SCHUGGER, C. ; MEINGAST, U. ; RENZ, U.: Time-resolved velocimetry measurements in the primary breakup zone of a high pressure Diesel injection nozzle. In: *16th Annual Conference on Liquid Atomization & Spray Systems* ILASS-Europe, 2000
- [110] SCHULZ, C. ; SICK, V.: Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 31 (2005), Nr. 1, S. 75–121
- [111] SIDEBOTTOM, H. W. ; BADCOCK, C. C. ; CALVERT, J. G. ; RABE, B. R. ; DAMON, E. K.: Lifetime studies of the biacetyl excited singlet and triplet states in the gas phase at 25°. In: *Journal of the American Chemical Society* 94 (1972), Nr. 1, S. 13–19
- [112] SIEBERS, D. L.: Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays. In: *SAE Technical Papers* (1998), Nr. 980809
- [113] SIJTSEMA, N. M. ; DAM, N. J. ; KLEIN-DOUWEL, R. J. H. ; MEULEN, J. J.: Molecular tagging velocimetry in unseeded air flows. In: *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. Reno, 2001

- [114] STAUDT, M. ; MEINGAST, U. ; RENZ, U.: Experimental Investigation of the Turbulent Flow Field of Vaporizing Diesel-sprays. In: *Proc. of the 2002 Fall Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division* Bd. 39 ASME, 2002, S. 289–297
- [115] STEEMERS, F. J. ; VERBOOM, W. ; REINHOUDT, D. N. ; TOL, E. B. d. ; VERHOEVEN, J. W.: New Sensitizer-Modified Calix[4]arenes Enabling Near-UV Excitation of Complexed Luminescent Lanthanide Ions. In: *Journal of the American Chemical Society* 117 (1995), Nr. 37, S. 9408–9414
- [116] STIER, B. ; KOOCHESFAHANI, M. M.: Molecular Tagging Velocimetry (MTV) measurements in gas phase flows. In: *Experiments in Fluids* 26 (1999), Nr. 4, S. 297–304
- [117] THOMSON, S. L. ; MAYNES, D.: Spatially Resolved Temperature Measurements in a Liquid Using Laser Induced Phosphorescence. In: *Journal of Fluids Engineering* 123 (2001), Nr. 2, S. 293–302
- [118] THURBER, M. C. ; GRISCH, F. ; HANSON, R. K.: Temperature imaging with single- and dual-wavelength acetone planar laser-induced fluorescence. In: *Optics Letters* 22 (1997), Nr. 4, S. 251–253
- [119] THURBER, M. C. ; GRISCH, F. ; KIRBY, B. J. ; VOTSMEIER, M. ; HANSON, R. K.: Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 21, S. 4963–4978
- [120] THURBER, M. C. ; HANSON, R. K.: Pressure and composition dependences of acetone laser-induced fluorescence with excitation at 248, 266, and 308 nm. In: *Applied Physics B* 69 (1999), Nr. 3, S. 229–240
- [121] THURBER, M. C. ; HANSON, R. K.: Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 30 (2001), Nr. 1, S. 93–101
- [122] TOKUMARU, P. T. ; DIMOTAKIS, P. E.: Image correlation velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 19 (1995), Nr. 1, S. 1–15
- [123] UNTERLECHNER, P. ; KNEER, R.: Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Einfluss zyklischer Schwankungen auf die Struktur motorischer Einspritzstrahlen. In: *Turbulenz in der Energietechnik*. Darmstadt, 2005
- [124] WARD, M. *Persönliche Mitteilung*. School of Chemistry, University of Bristol. September 2002

- [125] WEHRMEYER, J. A. ; RIBAROV, L. A. ; OGUSS, D. ; PITZ, R. W.: Flame Flow Tagging Velocimetry with 193-nm H₂O Photodissociation. In: *Applied Optics* 38 (1999), Nr. 33, S. 6912–6917
- [126] WERTS, M. H. V.: *Luminescent Lanthanide Complexes*, University of Amsterdam, Diss., 2000
- [127] WIESKE, P. ; GRÜNEFELD, G.: Messung der Kraftstoffverteilung in Flüssig- und Dampfphase mittels Laser Induzierter Exciplex Fluoreszenz (LIEF). In: *Turbulenz in der Energietechnik*. Darmstadt, 2005
- [128] WISSEL, S. ; GRÜNEFELD, G.: Erste 2D Geschwindigkeitsmessung mit LFT am Dieselspray. In: *Spray 2002*. Freiberg, November 2002
- [129] WISSEL, S. ; GRÜNEFELD, G.: Velocity Measurements by Laser Flow Tagging (LFT) in the Dense Region of Diesel Sprays. In: *Atomization and Sprays* 16 (2006), Nr. 5
- [130] YUE, Y. ; POWELL, C. F. ; POOLA, R. ; WANG, J. ; SCHALLER, J. K.: Quantitative Measurements of Diesel Fuel Spray Characteristics in the Near-Nozzle Region Using X-Ray Absorption. In: *Atomization and Sprays* 11 (2001), Nr. 4, S. 471–490
- [131] ZHAO, H. ; LADOMMATOS, N.: Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in IC engines. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 24 (1998), Nr. 4, S. 297–336

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name: Dipl.-Ing. Kurt Stephan Wissel

Geburtsdatum: 18. Juni 1975

Geburtsort: Köln

Wissenschaftlicher Werdegang

1994 Abitur, König-Karlmann-Gymnasium, Altötting

10/1994 - 08/1997 Maschinenbau Grundstudium, RWTH Aachen

08/1997 - 10/2000 Maschinenbau Hauptstudium (Energietechnik: Verbrennungsmotoren), RWTH Aachen

01/2000 - 10/2000 Diplomarbeit "Spray Development and Combustion in a Four-Valve Optical Direct-Injection Diesel Engine", Betreuung durch Prof. Dr. C. Arcoumanis am Imperial College, London, England und Prof. Dr.-Ing. S. Pischinger, RWTH Aachen

11/2000 - 09/2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen, RWTH Aachen, Leitung Prof. Dr.-Ing. S. Pischinger

10/2001 - 04/2006 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehr- und Forschungsgebiet Laser-Messverfahren in der Thermofluidodynamik, RWTH Aachen, Leitung Prof. Dr. rer. nat. G. Grünefeld

Göttingen, 7. März 2007