





Forschungsberichte aus dem  
Institut für Thermische Strömungsmaschinen  
Hrsg. o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Gregor Rottenkolber

**Ottomotoren im Kaltstart:  
Laseroptische Messverfahren zur  
Charakterisierung des Kraftstofftransports**

---

Band 14/2001



Universität Karlsruhe (TH)



# Ottomotoren im Kaltstart: Laseroptische Messverfahren zur Charakterisierung des Kraftstofftransports

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
von der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Gregor Rottenkolber  
aus Kempten

Tag der mündlichen Prüfung:

21. Juni 2001

Hauptreferent:

o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Korreferent:

o. Prof. Dr.-Ing. Ulrich Spicher



# Ottomotoren im Kaltstart: Laseroptische Messverfahren zur Charakterisierung des Kraftstofftransports

von

Dipl.-Ing. Gregor Rottenkolber

Karlsruhe 2001

## Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Maschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke und stationäre Gasturbinen wie auch Otto- und Dieselmotoren sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass ein Institut unserer Größe die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messverfahren und die Laboranlagen fachübergreifend zur Lösung der jeweiligen Problemstellungen einsetzt. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band der Veröffentlichungsreihe stellt Herr Rottenkolber in Fortführung früherer Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen experimentelle Untersuchungen der instationären Zweiphasenströmung in Ottomotoren vor - ein Thema, das auch für die Entwicklung neuer Gasturbinengenerationen von großer Aktualität ist. Die simultane Erfassung von Kraftstofftropfen und Luftströmung erfordert eine zielgerichtete Weiterentwicklung bestehender Standard-Messverfahren, die Herr Rottenkolber in seiner Arbeit konsequent durchführt. Hierfür nutzt er die Fluoreszenzeigenschaften gezielt ausgewählter Stoffe. Die erfolgreiche Anwendung der neuen Verfahren im kalten Motorbetrieb zeigt Wege zur Optimierung des Kaltstartverhaltens und zur Senkung der Emissionen auf.

## Vorwort des Autors

Im Kaltstart sind die Betriebsbedingungen für einen Ottomotor äußerst ungeeignet. Am Institut für Thermische Strömungsmaschinen trifft für einen Wissenschaftlichen Mitarbeiter das Gegenteil zu. Herr Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. S. Wittig hat für die Arbeit an einem wissenschaftlichen Thema die geeigneten Voraussetzungen geschaffen und erhält diese aufrecht. Für die Möglichkeit, sie nutzen zu dürfen, für das entgegengebrachte Vertrauen und für die Übernahme des Hauptreferats dieser Arbeit gilt ihm mein besonderer Dank.

Herrn Prof. Dr.-Ing. U. Spicher danke ich sehr herzlich für sein Interesse an der Arbeit und die Zeit, die er ihr als Korreferent gewidmet hat. Besonderen Dank schulde ich ihm und seinen Mitarbeitern aber auch für die langjährige, fruchtbare Zusammenarbeit im Rahmen der gemeinsamen Projekte.

Jederzeit konnte ich mich auf die vorbehaltlose fachliche, aber auch persönliche Unterstützung von Herrn Dr.-Ing. K. Dullenkopf verlassen. Dafür und für das Korrekturlesen des gesamten Manuskripts bin ich ihm außerordentlich dankbar.

Ein besonderer Dank richtet sich an Herrn Dipl.-Ing. B. Richter, der im Rahmen seiner Diplomarbeit den Grundstein für die Weiterentwicklungen der PIV-Technik gelegt hat. Für den stetigen Austausch von Gedanken und Ideen bei der Ergründung der Phänomene des Fluoreszenz-LDA-Verfahrens möchte ich Herrn Dipl.-Ing. R. Meier und Herrn Dipl.-Ing. O. Schäfer herzlich danken.

Des Weiteren möchte ich mich an dieser Stelle bei allen studentischen Mitarbeitern bedanken, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ebenso gilt mein Dank den Mitarbeitern der Mechanischen und der Elektro Werkstatt für die hervorragende Zusammenarbeit beim Aufbau des Motorprüfstands und den Technik-, Rechner- und Verwaltungsabteilungen, ohne deren Mithilfe die Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Nicht zuletzt danke ich meinem langjährigen Bürokollegen Herrn Dipl.-Ing. T. Geis für seine endlose Geduld, meinen Eltern, die mir immer den notwendigen Rückhalt gegeben haben, und meiner Frau Caro, deren vielfältige Unterstützung und motivierende Kraft beim Verfassen des Manuskripts nicht hoch genug einzuschätzen ist.

Karlsruhe, im Juli 2001

Gregor Rottenkolber





---

# Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	iv
Tabellen	viii
Symbole	ix
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Kenntnisstand und Zielsetzung</b>	<b>4</b>
2.1 Gemischbildung im Kaltstart von Ottomotoren . . . . .	4
2.1.1 Konzepte der äußeren und der inneren Gemischbildung . . . . .	5
2.1.1.1 Saugrohreinspritzung . . . . .	5
2.1.1.2 Direkteinspritzung . . . . .	6
2.1.2 Gemischbildungsmechanismen . . . . .	8
2.1.2.1 Primärzerstäubung . . . . .	9
2.1.2.2 Sekundärzerstäubung . . . . .	11
2.1.2.3 Verdunstung . . . . .	13
2.1.2.4 Transport . . . . .	14
2.1.3 Auswirkungen auf Verbrennung und Emissionen . . . . .	16
2.2 Zweiphasenmesstechnik . . . . .	19
2.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	20
2.2.1.1 Grundlagen . . . . .	20
2.2.1.2 Anwendung auf Zweiphasenströmungen . . . . .	28
2.2.2 Laser Doppler Anemometrie (LDA) . . . . .	32
2.2.2.1 Grundlagen . . . . .	32
2.2.2.2 Messungen mit LDA bzw. PDA in Zweiphasenströmungen	38
2.3 Zielsetzung der Arbeit . . . . .	40
<b>3 Messtechnik</b>	<b>42</b>
3.1 Fluoreszierendes Seeding . . . . .	42
3.1.1 Fluoreszierende Stoffe und ihre optischen Eigenschaften . . . . .	42
3.1.2 Physikalische Eigenschaften der Partikel . . . . .	46

3.2	Zweiphasen-PIV . . . . .	49
3.2.1	Versuchsgestaltung . . . . .	49
3.2.2	Phasentrennung . . . . .	53
3.2.2.1	Maskierungstechnik . . . . .	54
3.2.2.2	Methode zur Unterscheidung der Korrelationspeaks . . . . .	55
3.2.3	Monte-Carlo-Analyse . . . . .	58
3.2.3.1	Einflüsse auf die Peakform . . . . .	59
3.2.3.2	Grenzen der Detektierbarkeit zweier Phasen . . . . .	62
3.2.3.3	Vergleich mit Maskierungstechniken . . . . .	70
3.3	LDA mit fluoreszierenden Partikeln (FLDA) . . . . .	71
3.3.1	Physikalische Grundlagen des FLDA . . . . .	72
3.3.1.1	Doppler- und Interferenzstreifen-Modell . . . . .	72
3.3.1.2	Analogie zwischen Fluoreszenz und photoelektrischem Effekt . . . . .	74
3.3.1.3	Auswirkungen auf die Funktionsweise des FLDA . . . . .	76
3.3.2	Signalqualität und Genauigkeit . . . . .	78
3.4	Zweiphasen-PIV und FLDA im Vergleich . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Charakterisierung von Sprühstrahlen für die äußere Gemischbildung</b>	<b>83</b>
4.1	Atmosphärischer Prüfstand . . . . .	83
4.2	Visualisierung . . . . .	85
4.3	Zweiphasen-PIV . . . . .	89
4.3.1	Simultane Vermessung beider Phasen . . . . .	89
4.3.2	Sequenzielles Zweiphasen-PIV . . . . .	92
4.4	FLDA in Kombination mit PDA . . . . .	95
4.4.1	Experimentelle Anordnung . . . . .	96
4.4.2	Vergleichende Darstellung der Messergebnisse mit den Zweiphasen-PIV-Messungen . . . . .	97
4.5	Visualisierung, Zweiphasen-PIV und FLDA . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Äußere Gemischbildung im kalten Motorbetrieb</b>	<b>103</b>
5.1	Versuchsträger und Messtechnik . . . . .	103
5.1.1	Motorische und motornahe Versuchsaufbauten . . . . .	104
5.1.2	Messverfahren . . . . .	105
5.2	Gemischbildung im Saugrohr . . . . .	107

---

5.2.1	Kraftstoffausbreitung . . . . .	107
5.2.2	Kraftstoff/Luft Interaktion . . . . .	112
5.3	Vorgänge im Brennraum . . . . .	116
5.3.1	Kraftstoffausbreitung . . . . .	116
5.3.2	Verbrennung . . . . .	118
5.4	Emissionen . . . . .	120
<b>6</b>	<b>Charakterisierung von DI-Einspritzstrahlen bei erhöhten Umgebungsdrücken</b>	<b>123</b>
6.1	Versuchsaufbau . . . . .	123
6.2	Simultane Zweiphasen-PIV-Messungen . . . . .	125
6.3	Phasengemittelte Untersuchungen bei erhöhten Umgebungsdrücken . . . . .	128
6.3.1	Visualisierung . . . . .	129
6.3.2	Sequenzielles Zweiphasen-PIV . . . . .	131
6.4	Auswirkungen auf den realen Motorbetrieb . . . . .	137
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>139</b>
	<b>Literatur</b>	<b>143</b>

## Abbildungsverzeichnis

1.1	HC- und CO-Emission eines Fahrzeugs mit 4-Ventil-Ottomotor in der 1. Phase des FTP75 Zyklus (Endres et al., 1991) . . . . .	3
2.1	Äußere Gemischbildung (Vorlage: Mercedes Benz M111) . . . . .	6
2.2	Verfahren zur inneren Gemischbildung (Direkteinspritzung) a) strahlgeführt b) wandgeführt c) luftgeführt . . . . .	7
2.3	Gemischbildung bei Direkt- und Saugrohreinspritzung . . . . .	9
2.4	$NO_x$ , $CO$ und $HC$ Konzentrationen in Abhängigkeit von $\lambda$ (Heywood, 1988)	17
2.5	Zielsetzung für Entwicklung und Einsatz der Messtechnik . . . . .	19
2.6	Skizze zur Erläuterung der Grundprinzipien von PIV . . . . .	22
2.7	Korrelationsfeld aus zwei simulierten Einzelbildern . . . . .	24
2.8	Kraftstofftropfen und Seedingpartikel im Ansaugkanal eines MPI-Ottomotors a) ohne Fluoreszenz b) fluoreszierende Partikel und optische Filter . . . . .	30
2.9	Prinzipieller Aufbau eines Zweistrahl-Anemometers . . . . .	33
2.10	Funktionsprinzip des Zweistrahl-Anemometers nach dem Doppler-Modell .	34
2.11	Funktionsprinzip des Zweistrahl-Anemometers nach dem Interferenzstreifen-Modell . . . . .	35
3.1	Einsetzen der Fluoreszenz nach Anregung durch einen Laserpuls . . . . .	45
3.2	Tropfengrößenverteilung des Ethylenglykol-Nebels eines Laskin-Nozzle Zerstäubers . . . . .	48
3.3	Grundsätzliche Versuchsgestaltung für Zweiphasen-PIV . . . . .	50
3.4	Transmissionskurven unterschiedlicher optischer Filter und spektrale Intensität des Nd:YAG-Lasers bzw. der DCM-Fluoreszenzbande (Herstellerangaben) . . . . .	52
3.5	Verschiedene optische Filter zur Variation des Intensitätsverhältnisses von Kraftstofftropfen und Seedingpartikeln . . . . .	52
3.6	Kumulative Histogramme der Anzahl an Pixeln in Abhängigkeit des Grauwerts a) Einphasiges Bild b) Zweiphasiges Bild . . . . .	55
3.7	Randbereich des Sprühstrahls eines DI-Einspritzventils a) Korrelationsfeld b) Rohbild . . . . .	56
3.8	Ermittlung der Peakbreite . . . . .	57
3.9	Variation des Tropfendurchmessers (a) und seiner Verteilungsbreite (b) . .	60
3.10	Variation des Geschwindigkeitsgradienten a) Peakratio $R$ und Peakbreite $W$ b) Valid Detection Probability $VDP$ . . . . .	61

3.11	Variation Partikeldichte ( <b>a</b> ) und Helligkeit ( <b>b</b> ) . . . . .	62
3.12	Peakbreite und -höhe als Unterscheidungskriterium zur Peaktrennung am Beispiel $D_V = 3; N_V = 0, 2; I_V = 1$ . . . . .	64
3.13	Variation der Geschwindigkeitsdifferenz $\Delta U_{12}$ für $D_V = 3$ und $I_V = 1$ <b>a</b> ) Abweichung von der vorgegebenen Geschwindigkeit <b>b</b> ) Detektionswahrscheinlichkeit VDP . . . . .	64
3.14	Variation von Intensitäts- ( $I_V$ ) und Anzahlverhältnis ( $N_V$ ) bei $D_V = 3$ <b>a</b> ) VDP für $\Delta U_{12} \gg 2Pixel$ <b>b</b> ) VDP > 90% für $\Delta U_{12} \gg 2Pixel$ <b>c</b> ) VDP für $\Delta U_{12} = 2Pixel$ <b>d</b> ) VDP > 90% für $\Delta U_{12} = 2Pixel$ . . . . .	66
3.15	Maxima des VDP-Werts für $\Delta U_{12} = 2Pixel$ und $I_V = 1$ in Abhängigkeit des Durchmesser-Verhältnisses $D_V$ und des Anzahlverhältnisses $N_V$ . . . . .	67
3.16	<b>a</b> ) Maxima des VDP-Werts für $\Delta U_{12} = 2Pixel$ in Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses $I_V$ und des Dominanzparameters $D_V^2 \cdot N_V$ <b>b</b> ) VDP > 90%-Grenzlinien für $\Delta U_{12} = 2Pixel$ und $\Delta U_{12} \gg 2Pixel$ in Abhängigkeit des Helligkeitsverhältnisses $I_V$ und des Parameters $D_V^2 \cdot N_V$ .	67
3.17	VDP > 90%-Grenzlinien für $\Delta U_{12} = 6Pixel$ : Vergleich polydisperser Tropfen mit monodispersen, mit und ohne Geschwindigkeitsgradienten . . .	68
3.18	VDP > 90%-Grenzlinien für $\Delta U_{12} = 6Pixel$ : Vergleich von Maskierungstechniken mit der Peaktrennungsmethode . . . . .	70
3.19	Vergleich gemessener und nach der Photodetektor-Gleichung berechnete Antwortkurve des fluoreszierenden Farbstoffes Rhodamin 6G auf einen 150fs Laserpuls ( <b>a</b> ) Anstieg ( <b>b</b> ) Abfall . . . . .	75
3.20	Vergleich von zwei typischen, koinzident gemessenen LDA-Bursts ( <b>a</b> ) Mie-Streuung ( <b>b</b> ) Fluoreszenz (DCM) . . . . .	79
4.1	Atmosphärischer Prüfstand zur Sprühstrahlcharakterisierung - eingesetzte Messverfahren: Visualisierung, Zweiphasen-PIV, FLDA/PDA . . . . .	84
4.2	Methodik zur Ermittlung der globalen Sprayparameter Eindringtiefe, Kegelwinkel und Öffnungswinkel . . . . .	86
4.3	Zeitaufgelöste 2D-Visualisierung <b>a</b> ) Häufigkeitsverteilungen <b>b</b> ) Strahlparameter (Eindringtiefe, Öffnungs- und Kegelwinkel bzw. Gesamtwinkel) . . .	87
4.4	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Einspritzbeginns . . . . .	88
4.5	Simultane Aufnahme beider Phasen mit einem Korrelationsfeld aus dem Bereich der Strahlspitze . . . . .	91
4.6	Simultane aufgenommene Geschwindigkeitsfelder von Kraftstofftropfen und Luftströmung . . . . .	91
4.7	Häufigkeitsverteilungen und gemittelte Geschwindigkeitsfelder von Tropfen- und Luftströmung 0,5ms bis 1,5ms n.EB . . . . .	93

4.8	Axialgeschwindigkeiten (Mittelung über 50 Einzelmessungen) von Kraftstofftropfen und Luftströmung 2ms n.EB zusammen mit ihren RMS-Werten	94
4.9	Messtechnische Anordnung für das kombinierte FLDA/PDA-Verfahren	96
4.10	Sauterdurchmesser, Tropfen- und Luftgeschwindigkeiten für die drei Zeitintervalle 0,5 – 1,0ms, 1,0 – 1,5ms und 1,5 – 2,0ms n.EB	98
4.11	Vergleich von FPIV und FLDA anhand der Luftströmung 2ms bzw. zwischen 1,5ms und 2ms n.EB: Geschwindigkeitsfelder und RMS-Werte	100
4.12	Vergleich der mit FPIV und FLDA ermittelten axialen Geschwindigkeiten 16mm unterhalb der Einspritzventilöffnung	101
5.1	Modell des optisch zugänglichen Zylinderkopfs	105
5.2	Endoskopische Visualisierung der Kraftstoffausbreitung im Saugrohr des Vollmotors	106
5.3	Orientierung der Lichtschnittebenen am Modellprüfstand	106
5.4	Endoskopische Visualisierung (Phasenmittelung über 100 Einzelbilder) der Kraftstoffausbreitung im Ansaugkanal ( $N = 1500\text{min}^{-1}$ , $p_{mi} \approx 4\text{bar}$ )	108
5.5	2D-Visualisierung der Kraftstoffausbreitung im Ansaugkanal	110
5.6	Eindringtiefe <b>(a)</b> und Strahlgeschwindigkeit <b>(b)</b> des Kraftstoffsprays im Ansaugkanal	111
5.7	PIV-Rohbilder Kraftstofftropfen (1,5ms n.EB) und fluoreszierende Seedingpartikel <b>(a)</b> ohne optischen Filter <b>(b)</b> Fotofilter	113
5.8	Simultane Zweiphasen-PIV-Messungen der Kraftstofftropfen 1,5ms n.EB <b>(a, c, e)</b> und der Luftströmung <b>(b, d, f)</b> bei 3 Luftmassenströmen	114
5.9	Kraftstofftropfen- <b>(a)</b> bzw. Luftgeschwindigkeiten <b>(b)</b>	115
5.10	Kraftstoffverteilung im Zylinder	117
5.11	Vergleich der indizierten Mitteldrücke bei $N = 1500\text{min}^{-1}$	118
5.12	Flammenausbreitung und Kraftstoffmassenumsatz für die saugsynchrone Einspritzung bei $N = 1500\text{min}^{-1}$ und $p_{mi} \approx 4\text{bar}$	119
5.13	Gespeicherter Kraftstoffanteil und unverbrannte Kohlenwasserstoffe bei $N = 1500\text{min}^{-1}$ und $p_{mi} \approx 4\text{bar}$	121
6.1	Versuchsaufbau zur Vermessung eines DI-Sprays unter erhöhten Umgebungsdrücken	124
6.2	Geschwindigkeitsfelder 2ms nach Einspritzbeginn (Einspritzdruck: 50bar, Umgebungsdruck: ca. 1bar) <b>(a)</b> Spray (Maskierungstechnik) <b>(b)</b> Luft (Maskierungstechnik) <b>(c)</b> Spray (Peaktrennungsmethode) <b>(d)</b> Luft (Peaktrennungsmethode)	126

---

6.3	Vergleich der axialen Luftgeschwindigkeiten . . . . .	127
6.4	DI-Hohlkegelspray $2ms$ nach Einspritzbeginn bei $1bar$ , $2bar$ , $6bar$ und $11bar$ Umgebungsdruck . . . . .	129
6.5	Schematische Darstellung der Bestimmung des Strahlkegelwinkels $\beta^*$ . . . . .	130
6.6	Entwicklung des Strahlkegelwinkels <b>a)</b> Zeitaufgelöste Darstellung <b>b)</b> Druckabhängigkeit ( $2ms$ n.EB) . . . . .	130
6.7	Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei atmosphärischem Gegendruck $0,3ms$ bis $1,0ms$ n.EB ( $50bar$ Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen) . . . . .	132
6.8	Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei atmosphärischem Gegendruck $1,5ms$ bis $2,5ms$ n.EB ( $50bar$ Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen) . . . . .	133
6.9	Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei $11bar$ Gegendruck $0,3ms$ bis $1,0ms$ n.EB ( $50bar$ Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen) . . . . .	134
6.10	Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei $11bar$ Gegendruck $1,5ms$ bis $2,5ms$ n.EB ( $50bar$ Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen) . . . . .	135
6.11	Mechanismen der Tropfen/Luft Interaktion bei Erhöhung des Umgebungsdrucks . . . . .	136
6.12	Kraftstoff/Luft Verhältnis für zwei verschiedene Einspritzzeitpunkte in der Kompressionsphase . . . . .	138



## Tabellenverzeichnis

2.1	Möglichkeiten zur Messung mit PIV in Zweiphasenströmungen . . . . .	29
2.2	Möglichkeiten zur Messung mit LDA bzw. PDA in Zweiphasenströmungen	38
3.1	Eigenschaften verschiedener fluoreszierender Stoffe . . . . .	46
3.2	Anforderungen an fluoreszierenden Farbstoff, Trägersubstanz und Partikelgenerator . . . . .	48
3.3	Vergleich der Signalqualität verschiedener fluoreszierender Farbstoffe . . . .	79
5.1	Steuerzeiten des Mercedes M111 . . . . .	104
5.2	Ankunftszeiten der Strahlspitze am Einlassventil . . . . .	112

# Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
<i>Lateinische Symbole</i>		
$A_{21}$	–	Einsteinkoeffizient für die spontane Emission
$b$	m	Bildweite, maximale Sprühstrahlbreite
$B_{12}$	–	Einsteinkoeffizient für die Absorption
$B_{21}$	–	Einsteinkoeffizient für die induzierte Emission
$C_P$	$m^{-3}$	Partikelanzahl pro Messvolumen
$c$	m/s	Lichtgeschwindigkeit
$c$	$kg/m^3$	Konzentration
$D$	Pixel	Durchmesser eines Partikelbilds
$d$	$m^2$	Durchmesser
$E$	–	Elektrischer Feld-Vektor
$e$	–	Einheitsvektor
$F$	–	Fluoreszenzwahrscheinlichkeit
$f$	$s^{-1}$	Frequenz
$g$	m	Gegenstandsweite
$h$	Js	Planck'sches Wirkungsquantum
$I$	–	Intensität, Grauwert, Empfindlichkeit
$K$	–	Wellenzahl des Lichts
$k$	–	Konstante
$LOT$	°KW	Ladungswechsel-OT
$l$	m	Strahleindringtiefe
$N$	–	Anzahl, Drehzahl
$OT$	°	Oberer Totpunkt
$P$	–	Emissionswahrscheinlichkeit für ein Elektron
$p$	bar	Druck
$Q_{21}$	–	Quenckoeffizient
$QD$	–	Quelldichte
$R$	–	Korrelationsintensität, Peakratio
$s$	mm	Eindringtiefe des Sprühstrahls
$s$	Pixel	Verschiebungsvektor im Korrelationsfeld
$T$	K	Temperatur
$T$	s	Integrationszeit
$T_u$	–	Turbulenzgrad

$t$	s	Zeit
$u$	m/s	Geschwindigkeit eines Partikelbilds
$U$	m/s	Geschwindigkeit, Umdrehungen
$VDP$	%	Detektionswahrscheinlichkeit
$W$	Pixel	Peakbreite
$ZOT$	°	Zünd-OT

### Griechische Symbole

$\alpha$	°	Öffnungswinkel (Zweistrahлventile)
$\beta$	–	Kameravergrößerung
$\beta$	°	Kegelwinkel
$\beta^*$	°	Äquivalenter Strahlkegelwinkel
$\Gamma$	–	Eigenschaften eines Partikelbilds
$\varepsilon$	m <sup>2</sup> /kg	Extinktionskoeffizient
$\varepsilon_Z$	–	relativer, zufälliger Fehler
$\eta$	–	Wirkungsgrad, Quantenausbeute
$\lambda$	–	Luftverhältniszahl
$\lambda$	nm	Wellenlänge des Lichts
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	kinematische Viskosität
$\nu$	1/s	Lichtfrequenz
$\varphi$	–	LDA-Winkel
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\sigma$	–	Verteilungsbreite
$\tau$	s	Zeitkonstante eines Photoempfängers
$\tau$	–	Transmissionsgrad

### Indizes

$A$	Absorption
$B$	Bild
$D$	Doppler
$DI$	Direkteinspritzung
$E$	Emission, Eintritt
$F$	Fluid, Fluktuation, Fluoreszenz
$Fi$	Film
$Fl$	Filmleger

---

<i>G</i>	Gas
<i>I</i>	Interrogation Spot, Einspritzung
<i>mi</i>	indizierter Mitteldruck
<i>K</i>	Korrelation
<i>KW</i>	Kühlwasser
<i>L</i>	Laser
<i>M</i>	Messvolumen
<i>P</i>	Partikel
<i>PM</i>	Photomultiplier
<i>Tr</i>	Tropfen
<i>V</i>	Verschiebung, Verhältnis



# 1 Einleitung

Die Stabilisierung des Weltklimas und die Deckung des stetig anwachsenden Energiebedarfs der Bevölkerung werden in Zukunft zu den größten Herausforderungen für Wissenschaft und Technik zählen. Auch bei der dringend erforderlichen Reduktion toxischer Emissionen, die eine direkte Bedrohung der Gesundheit von Mensch und Natur darstellen, ist der Ingenieur gefordert.

Ein maßgeblicher Beitrag zur Bewältigung dieser Aufgaben muss im Bereich des Individualverkehrs geleistet werden. Das vorherrschende Antriebskonzept im PKW-Bereich ist aufgrund seiner Leistungsfähigkeit und seiner Wirtschaftlichkeit der Hubkolbenmotor. Dabei überwiegt der Bestand an ottomotorisch angetriebenen Fahrzeugen in Deutschland erheblich. Aus den Umweltaspekten ergeben sich somit für den Ottomotor, wie für alle anderen Verbrennungskraftmaschinen, zwei prinzipiell verschiedene Anforderungen. Die Schonung fossiler Ressourcen kann nur durch eine Senkung des Kraftstoffverbrauchs realisiert werden. Eng damit verknüpft ist die Reduktion der Kohlendioxid ( $CO_2$ ) Emissionen, welche in erster Linie für die Erwärmung der Atmosphäre verantwortlich sind. Aus diesen beiden Gesichtspunkten heraus ist somit eine Verbesserung des Wirkungsgrads ein globales Ziel für PKW-Antriebe. Gleichzeitig ist eine drastische Senkung der toxischen Emissionen, wie unverbrannte Kohlenwasserstoffe ( $HC$ ), Kohlenmonoxid ( $CO$ ) und Stickoxide ( $NO_x$ ), gefordert, um auch lokal und direkt Mensch und Umwelt zu schützen.

Schon anfangs des vorigen Jahrhunderts wurden von Wilhelm Maybach die globalen Probleme der endlichen Menge fossiler Energieträger erkannt:

*„Da aber heute und in Zukunft Brennstoffmangel herrscht und herrschen wird, wären Verbesserungen in Bezug auf geringeren Verbrauch wertvoller als schnelles Fahren“*

Auch die Toxizität der verschiedenen Abgaskomponenten war in dieser Zeit schon hinlänglich bekannt. Erst die *Ölkrise* anfangs der 70er Jahre und die Erkenntnis, dass Phänomene, wie *Saurer Regen* und *SMOG* in kausalem Zusammenhang mit den Emissionen von Verbrennungsmotoren stehen können, bewirkte ein Umdenken. Das Resultat einer dreißigjährigen Entwicklung sind heute Ottomotoren mit Saugrohreinzeleinspritzung (Multi Point Injection - MPI) und einem aufwändigen Motormanagement, die zur Verbesserung des Wirkungsgrads zum Teil mit Abgas-Turboladern oder mechanischen Ladern versehen sind. Durch die Verwendung eines  $\lambda$ -geregelten Katalysators können schon heute zukünftige Emissionsgrenzwerte (Euro IV, SULEV) eingehalten werden. Allerdings sind mit dem bestehenden Konzept im Hinblick auf eine weitere Steigerung des Wirkungsgrads keine einschneidenden Fortschritte mehr zu erwarten. Diese könnten mit neuen Konzepten, wie dem der Benzin-Direkteinspritzung (Direct Injection - DI), realisiert werden, da durch eine Entdrosselung der Ansaugluft die Teillastwirkungsgrade entscheidend verbessert werden könnten. Aber gerade die immer strenger werdenden Abgasbestimmungen konterkarieren momentan noch diese Entwicklung.

Die Abgasnorm EURO IV ist bereits gesetzlich verankert, und auch in Californien werden die Grenzwerte von ULEV (Ultra Low Emission Vehicle) auf SuperULEV (SULEV)

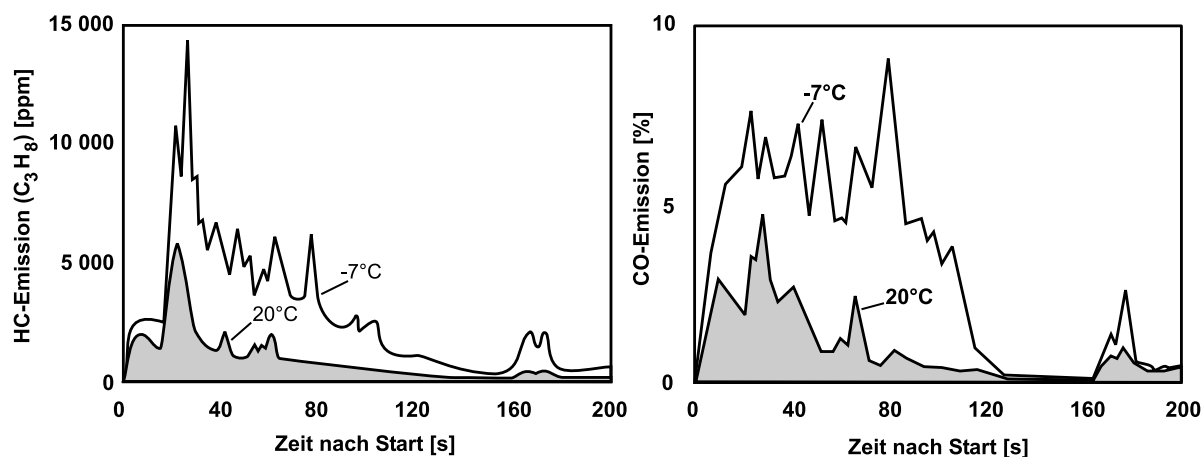
verschärft. Allerdings ist derzeit noch nicht absehbar, ob ein Ottomotor mit Direkteinspritzung diese Grenzwerte einhalten kann, da Katalysatoren für den Magerbetrieb mit der notwendigen Konvertierungsrate noch nicht bis zur Serienreife entwickelt sind. Problemverschärfend kommt hinzu, dass die Grenzwerte in Zukunft über eine Laufleistung von 100.000 km (EURO IV) bis 240.000 km (SULEV) durch *On-Board Diagnose* (OBD) garantiert werden müssen, was die derzeitige Katalysatortechnik ebenfalls noch nicht zu leisten vermag. Außerdem emittiert ein DI-Motor im Schichtladebetrieb im Vergleich zum MPI-Motor erheblich mehr Partikel. In jederlei Hinsicht ist deswegen eine Senkung der Rohemissionen durch eine Verbesserung der Gemischaufbereitung entscheidend für eine breite Serieneinführung von DI-Ottomotoren.

Auch für Fahrzeuge mit konventionellen Ottomotoren ist eine Absenkung der Rohemissionen von großem Interesse. Diese erreichen zwar schon heute Grenzwerte nach EURO IV, jedoch nur mit einem erheblichen Aufwand bei der Abgasnachbehandlung. Weniger Emissionen am Eintritt des Katalysators können hier Kosten reduzieren und eine größere Sicherheit bei der Langzeitstabilität von Katalysatoren gewährleisten. Außerdem wirken sich Maßnahmen zur Verbesserung der Abgasnachbehandlung, wie beispielsweise eine späte Zündung zur schnellen Katalysatoraufheizung im Kaltstart, in der Regel nachteilig auf Leistung und Kraftstoffverbrauch aus.

Die Kaltstartphase ist der schwierigste Betriebszustand für beide, konventionelle wie zukünftige Motorkonzepte. Die Gemischbildung ist in diesen Motorzuständen durch die verringerte Verdunstungsrate des Kraftstoffs behindert. Zusätzlich dazu konvertiert der Katalysator bis zum Erreichen seiner Betriebstemperatur das Abgas so unzureichend, dass die Kohlenwasserstoffe den Katalysator fast ungehindert passieren. So wurde beispielsweise für Ottomotoren mit äußerer Gemischbildung festgestellt, dass bei einem FTP75-Testzyklus ungefähr 70% der gesamten toxischen Emissionen in den ersten 60-80 Sekunden ausgestoßen werden (List et al., 1993). Zusätzlich verschärft wird die Situation, wenn der Start bei tiefen Temperaturen (in zukünftigen Abgasnormen mit einbezogen) durchgeführt wird. So ergaben beispielsweise Untersuchungen von Endres et al. (1991), dass bei einer Absenkung der Starttemperatur von  $20^{\circ}\text{C}$  auf  $-7^{\circ}\text{C}$  sowohl die HC- als auch die CO-Emission in den ersten zwei Minuten auf mehr als den doppelten Wert anstieg (**Abb. 1.1**).

Ein weiteres Indiz für die erschwerten Bedingungen im Kaltstart liefert die während der Verbrennung umgesetzte Kraftstoffmasse. Messungen von Shayler et al. (1992) und Kendelbacher (1994) zeigten, dass in den ersten Zyklen bei einer Starttemperatur von  $7^{\circ}\text{C}$  noch etwa 20% der eingespritzten Kraftstoffmasse umgesetzt wurden. Dieser Wert reduzierte sich bei einer Starttemperatur von  $-20^{\circ}\text{C}$  auf weniger als 10%.

Noch schwieriger als für den MPI-Motor gestaltet sich der Kaltstart für den direkteinspritzenden Ottomotor, da hier für die Gemischbildung wesentlich weniger Zeit zur Verfügung steht. Außerdem ist noch fraglich, wie der für eine optimale Zerstäubung notwendige Kraftstoffbetriebsdruck in der Startphase aufgebaut werden kann. So zeigt beispielsweise der Mitsubishi GDI, das weltweit erste Serienautomobil mit Benzin-Direkteinspritzung, in der Kaltstartphase gegenüber dem Motor mit Saugrohreinspritzung erheblich höhere HC-



**Abb. 1.1:** HC- und CO-Emission eines Fahrzeugs mit 4-Ventil-Ottomotor in der 1.Phase des FTP75 Zyklus (Endres et al., 1991)

Rohemissionen (Weimar et al., 1998). Aus diesem Grund gehen andere Motorenhersteller (z.B. Toyota) bei ihren direkteinspritzenden Ottomotoren zu einer Saugrohreinjection für die Startphase über.

Aus diesen Problemstellungen lässt sich eindeutig ableiten, dass die vordringlichsten Ziele in der derzeitigen Entwicklung von Ottomotoren die Verbesserung des Wirkungsgrads und die Reduzierung der Emissionen in den kalten Betriebszuständen sind. Für beide Ziele spielt die Gemischaufbereitung eine entscheidende Rolle. Bei der Direkteinspritzung liegt dabei die Problematik in der Realisierung einer definierten, räumlichen und zeitlichen Gemischverteilung im Brennraum (Schichtladung). Diese wird zusätzlich dadurch erschwert, dass für die Gemischaufbereitung nur sehr wenig Zeit zur Verfügung steht. Dadurch kommt dem Transport flüssiger Kraftstoffbestandteile durch die Interaktion mit der Luftströmung im Brennraum besondere Bedeutung zu. Auch bei der äußeren Gemischbildung steht insbesondere im Kaltstart die Wechselwirkung von Kraftstofftropfen mit der Ansaugluft im Vordergrund, da bedingt durch die niedrigen Temperaturen die Verdampfungsrate äußerst gering ist. Somit kann hier eine Verbesserung der Gemischaufbereitung vor allem durch eine exakte Charakterisierung der Transportvorgänge flüssiger Kraftstoffbestandteile unterstützt werden.

Die theoretische Berechnung der instationären Sprühstrahlausbreitung ist derzeit in einem realistischen Zeitrahmen noch nicht möglich, da sich viele komplexe Phänomene räumlich und zeitlich überlagern. Auch die messtechnische Erfassung der Interaktion von Kraftstofftropfen und Ansaugluft wurde bislang nur unzureichend realisiert. Neue optische Messverfahren sind gefordert, um die Luftströmung in Anwesenheit des Kraftstoffsprays exakt bestimmen zu können.



## 2 Kenntnisstand und Zielsetzung

### 2.1 Gemischbildung im Kaltstart von Ottomotoren

Seit einiger Zeit ist neben der Leistungssteigerung auch die Verbrauchsreduzierung bei verminderten Emissionen ein vordringliches Ziel bei der Entwicklung von Ottomotoren. Speziell in den Betriebspunkten Teillast und Leerlauf besitzen konventionelle Ottomotoren bei Vermeidung der Drosselverluste ein erhebliches Potenzial zur Verbesserung des Wirkungsgrads und damit zur Reduktion des spezifischen Kraftstoffverbrauchs. Ein Entwicklungsziel ist somit eine Verminderung dieser Drosselverluste in der Ladungswechselphase. Neue Motorkonzepte, wie die *vollvariable Ventilsteuerung* und die *Benzin-Direkteinspritzung (DI)* sind derzeit Gegenstand intensiver Forschungsarbeiten. Mit beiden Varianten ist prinzipiell eine Reduktion der Ladungswechsellarbeit möglich. Obwohl dem DI-Konzept ein weitaus höheres Potenzial zur Verbrauchsreduzierung zugeschrieben (15% – 18%) wird als der vollvariablen Ventilsteuerung (ca. 10%), werden beide Konzepte intensiv erforscht (Kollmann et al., 1998).

Neben der Optimierung des Wirkungsgrads muss aufgrund immer strenger werdender Abgasgrenzwerte auch eine Senkung der Schadstoffemissionen erreicht werden. Der Kaltstart stellt hierbei insbesondere für direkteinspritzende Verfahren, aber auch für konventionelle Motorkonzepte den schwierigsten Betriebszustand bezüglich des Emissionsniveaus dar. Hauptursache ist die geringe Konvertierungsrate des Katalysators bei diesen Bedingungen. Eine Verringerung der Abgasmenge kann deshalb in erster Linie durch eine Senkung der Rohemissionen erreicht werden. Somit wird deutlich, dass der Gemischbildung eine große Bedeutung zukommt. Diese wiederum wird bei kalten Umgebungsbedingungen aufgrund der unzureichenden Verdunstung der meisten Kraftstoffkomponenten von den Phänomenen der Zweiphasenströmung bestimmt. Durch den transienten Charakter der Zweiphasenströmung in Ottomotoren gestalten sich die Aufgabenstellungen für experimentelle Untersuchungen äußerst umfangreich und komplex.

Um diesen Sachverhalten Rechnung zu tragen, werden zunächst die Grundlagen der verschiedenen Motorkonzepte erläutert, soweit es für das Verständnis der Gemischbildungsproblematik im kalten Motorbetrieb notwendig ist. Diese wird nachfolgend detailliert anhand der einzelnen physikalischen Phänomene der Gemischbildung diskutiert. Dem Vergleich von Motorkonzepten mit äußerer und innerer Gemischaufbereitung kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Schließlich werden die Zusammenhänge von Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffentstehung dargestellt, da sie für das Verständnis des Gesamtsystems unerlässlich sind.

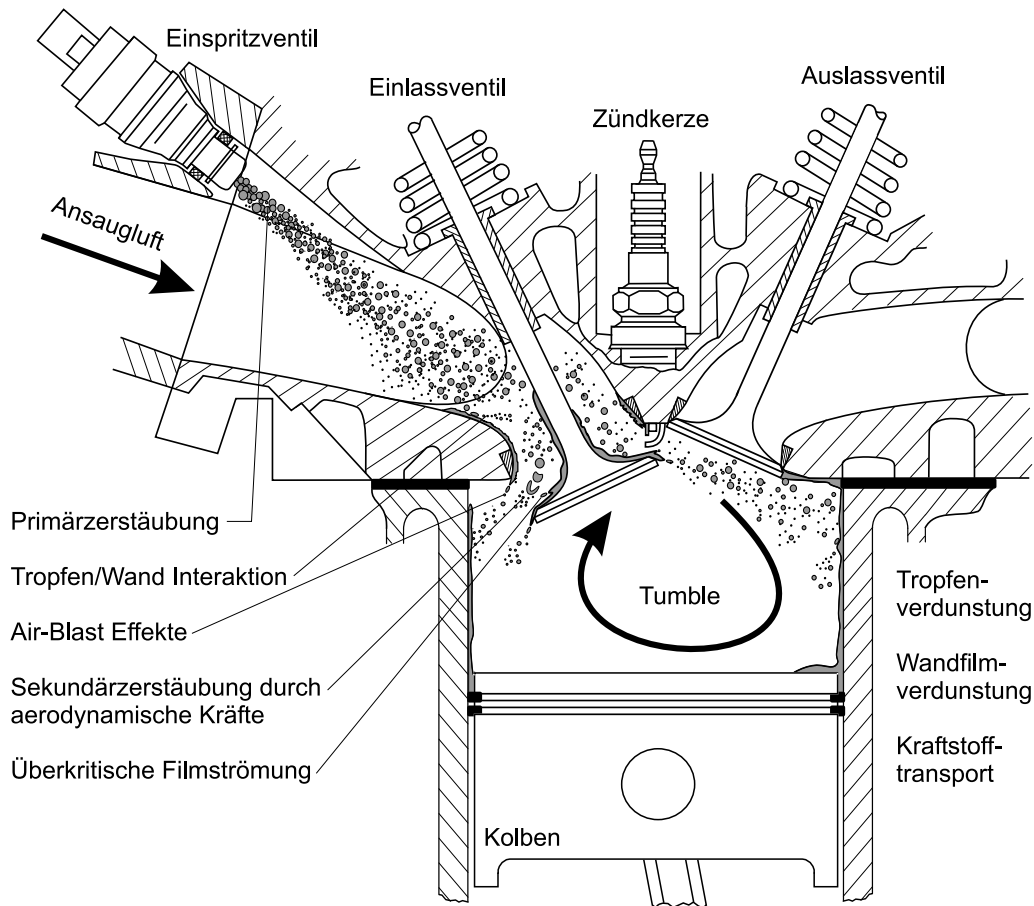
## 2.1.1 Konzepte der äußeren und der inneren Gemischbildung

### 2.1.1.1 Saugrohreinspritzung

Ottomotoren mit äußerer Gemischbildung sind seit Jahrzehnten Stand der Technik und demzufolge in einer großen Anzahl an Publikationen (siehe z.B. List et al. (1993) beschrieben. Nachdem bis zum Ende der 80er Jahre hauptsächlich kontinuierlich arbeitende Gemischbildungskonzepte, wie Vergaser oder mechanische Einspritzsysteme, eingesetzt wurden, ist heute die intermittierende Saugrohreinzeleinspritzung Serienstandard. Diese ging mit der Entwicklung des geregelten *Drei-Wege-Katalysators* einher, da sein Funktionsprinzip einen maßgeblichen Einfluss auf die Ziele der Gemischbildung hat. Für eine optimale Konvertierung im Drei-Wege-Katalysator ist eine Abgaszusammensetzung erforderlich, die aus der Verbrennung eines stöchiometrischen Kraftstoff/Luft Gemisches ( $\lambda = 1$ ) hervorgeht. Um das Gemisch außerdem rußfrei und mit einer hohen Leistungsdichte verbrennen zu können, müssen Ansaugluft und Brennstoff vor der Reaktion homogen vermischt zur Verfügung gestellt werden.

Die intermittierende, elektronisch geregelte Einspritztechnik besitzt dabei den großen Vorteil einer hohen Flexibilität der Kraftstoffdosierung. Damit kann erreicht werden, dass auch im Instationärbetrieb des Motors in jedem Arbeitsspiel ein annähernd stöchiometrisches Kraftstoff/Luft Gemisch hergestellt werden kann. Nachteile besitzt die Saugrohreinspritzung gegenüber Vergasertechniken allerdings aufgrund von Schwierigkeiten bei der Homogenisierung des Gemisches, insbesondere bei Kaltstart- und Warmlaufbetriebspunkten. So ist es beispielsweise unvermeidlich, dass Kraftstofftropfen auf kalte Einlassventile und Kanalwände auftreffen und einen Wandfilm ausbilden. Die Speicherwirkung dieses Wandfilms macht die Vorteile der intermittierenden Saugrohreinspritzung zum Teil wieder zunichte. Die einzelnen Probleme der Saugrohreinspritzung bei der Aufbereitung eines homogenen Kraftstoff/Luft Gemisches verdeutlicht **Abb. 2.1**.

Dabei stand lange Zeit die Optimierung der Einspritzventile im Vordergrund. Gemeinsam hatten alle Konzepte das Ziel, in einem größtmöglichen Betriebsbereich des Motors hohe Kraftstoffverdampfungsraten bei gleichzeitig geringer Kraftstoffspeicherung durch Wandfilmbildung zu erreichen. Entwicklungen, wie beispielsweise Mehrlochplattenventile mit einer Vielzahl von Bohrungen oder luftunterstützte Einspritzventile, versuchen durch eine extrem feine Zerstäubung des Kraftstoffs eine möglichst große Gesamtoberfläche zu erzeugen, um die Verdunstung zu fördern (vgl. Zhao et al. (1995a)). Aber auch herkömmliche *Pintle-Type*-Einspritzventile sind nach wie vor im Einsatz (Zhao et al., 1995b, Schünemann et al., 1997). Sie produzieren vergleichsweise große Tropfen mit einem hohen Anfangsimpuls, wodurch ein Großteil der Kraftstoffmasse in den Bereich des Einlassventils gelangt. Bevorzugt werden solche Einspritzventile mit der Strategie der Einspritzung auf das geschlossene Einlassventil (Vorlagerung) kombiniert, um dem Kraftstoff eine möglichst lange Zeit zur Verdampfung durch die heiße Ventiloberfläche zur Verfügung zu stellen. Zusätzlich können Nachzerstäubungseffekte im Ventilsplatt zur Verbesserung der Gemischbildung ausgenutzt werden.



**Abb. 2.1:** Äußere Gemischbildung (Vorlage: Mercedes Benz M111)

In Kaltstart- und Warmlaufbetriebspunkten stehen allerdings kaum heiße Oberflächen zur Verfügung, die zu einer effizienten Verdampfung des Kraftstoffs beitragen könnten. Daher kommt hier der Zerstäubung und dem Transport von flüssigem Kraftstoff besondere Bedeutung zu.

Im Detail werden die einzelnen Phänomene der Gemischbildung in Ottomotoren mit Saugrohreinspritzung in Abschnitt 2.1.2 dargestellt.

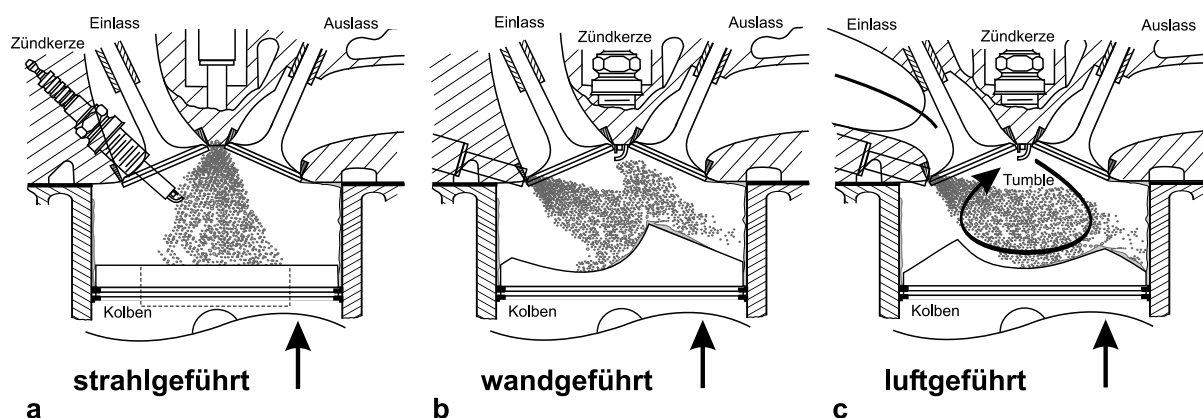
### 2.1.1.2 Direkteinspritzung

Konventionelle, drosselgesteuerte Ottomotoren haben gegenüber Dieselmotoren vor allem infolge erhöhter Ladungswechselerarbeit einen wesentlich geringeren Wirkungsgrad in der Teillast. Die Reduktion der Drosselverluste während der Ladungswechselphase stellt somit ein erhebliches Potenzial zur Verringerung des Verbrauchs und zur Schonung der natürlichen Ressourcen dar. Ottomotoren mit innerer Gemischbildung haben zum Ziel, ähnlich wie beim Dieselmotor, den Kraftstoff in die drosselfrei angesaugte Verbrennungsluft während der Kompressionsphase direkt in den Brennraum einzuspritzen. Damit können niedrige Lasten durch ein global mageres Gemisch eingestellt werden. Im Bereich der Zündkerze muss das Gemisch dabei allerdings ein zündfähiges Kraftstoff/Luft

Verhältnis  $\lambda$  aufweisen, was zwangsläufig eine so genannte *Ladungsschichtung* voraussetzt. Diese wohldefinierte Gemischverteilung zum Zeitpunkt der Zündung kann nur durch ein optimales Zusammenspiel von Kraftstoffspray und Luftströmung realisiert werden.

Aufgrund der global mageren Abgaszusammensetzung in der Teillast kann kein konventioneller Drei-Wege-Katalysator verwendet werden. Somit wurde die Entwicklung von neuen Abgasnachbehandlungskonzepten, wie kontinuierlich arbeitenden HC-SCR (Kohlenwasserstoff - selektive katalytische Reduktion) Katalysatoren oder diskontinuierlichen  $NO_x$  (Stickoxid) Speicherkatalysatoren, notwendig. Die Problematik der Abgasnachbehandlung bei magerem Motorbetrieb wird z.B. bei Schürz und Ellmer (1998) ausführlich erläutert.

Grundsätzlich wird die praktische Realisierung der Ladungsschichtung bei der Benzin-Direkteinspritzung in drei verschiedene Verfahren eingeteilt. Das strahl-, das wand- und das luftgeführte Verfahren sind in **Abb. 2.2** schematisch skizziert.



**Abb. 2.2:** Verfahren zur inneren Gemischbildung (Direkteinspritzung)

a) strahlgeführt b) wandgeführt c) luftgeführt

Das strahlgeführte Verfahren, das durch eine nahe räumlichen Anordnung von Einspritzventil und Zündkerze gekennzeichnet ist, besitzt ein großes Potenzial zur Ladungsschichtung. Sie erfolgt im zentralen Bereich des Brennraums, wodurch Wandwärmeverluste und Wandfilmbildung an den Brennraumwänden reduziert werden können. Einen weiteren Vorteil stellt die gute Homogenisierung durch die zentrale Kraftstoffzuführung bei früher Einspritzung in den Saughub dar. Nachteilig wirkt sich bei diesem Verfahren der starke Einfluss von Änderungen der Einspritzstrahlcharakteristik auf das Brennverhalten aus. Unterschiede in Einspritz- und Umgebungsdruck sowie den Strömungszuständen im Brennraum verändern den Strahlwinkel und damit die Kraftstoffverteilung deutlich (siehe auch Ren und Nally (1998)). Durch die feste räumliche Lage von Einspritzventil und Zündkerze können somit die Zündgrenzen leicht überschritten werden. Die Abstimmung des Kennfelds über weite Last- und Drehzahlbereiche wird dadurch stark erschwert. Ein zusätzliches Problem stellt die schnelle zeitliche Abfolge von Einspritzung und Zündung dar, wodurch eine vollständige Verdampfung des Kraftstoffs verhindert wird.

Die Folge sind erhöhte Ruß-Emissionen und eine verstärkte Verkokung von Einspritzventil und Zündkerze. Eine detaillierte Beschreibung des strahlgeführten Verfahrens findet sich z.B. bei Karl et al. (1997).

Beim wandgeführten Verfahren ist im Gegensatz zur strahlgeführten Technik das Einspritzventil weiter von der Zündkerze entfernt. Untersuchungen zum wandgeführten Verfahren wurden beispielsweise von Wirth et al. (1998) oder Töpfer et al. (2000) durchgeführt. Der Kraftstoff wird in die Richtung einer speziell geformten Kolbenmulde eingespritzt, wo er zum Teil nachzerstäubt und zum Teil durch die hohen Wandtemperaturen verdampft. Die Gemischaufbereitung kann dadurch und zusätzlich durch den größeren zeitlichen Abstand zwischen Einspritzbeginn und Zündung im Vergleich zum strahlgeführten Verfahren erheblich verbessert werden. Das Potenzial zur Ladungsschichtung verschlechtert sich allerdings aufgrund der Kraftstoffverteilung durch die turbulente Strömung im Brennraum. Ein damit verbundener Nachteil des Verfahrens ist die starke Tendenz zur Anlagerung von Kraftstoff an den Brennraumwänden, was mit einem Anstieg der HC-Rohemissionen verbunden ist.

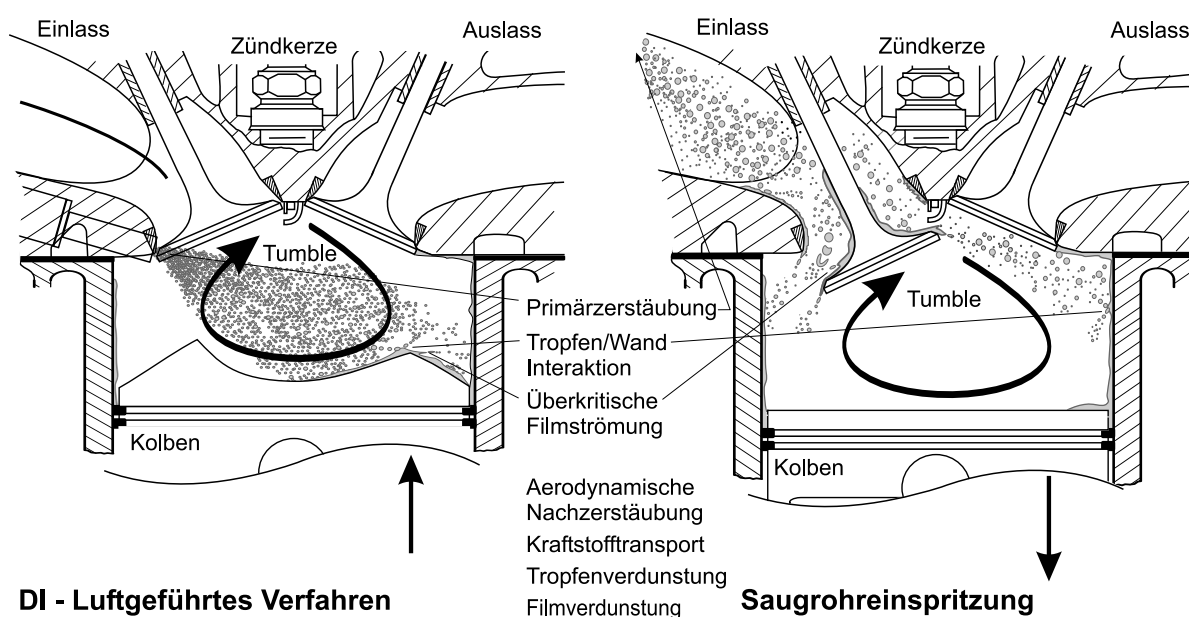
Das luftgeführte Verfahren stellt die dritte Strategie der inneren Gemischbildung dar. Die Anordnung von Einspritzventil und Zündkerze ist ähnlich wie beim wandgeführten Verfahren mit größtmöglichem Abstand ausgeführt. Lediglich die Kraftstoffführung in Richtung Zündkerze wird nicht mit Hilfe der Kolbenwand sondern durch eine gezielte Einlassströmung realisiert. Dadurch soll die Anlagerung von flüssigem Kraftstoff an den Brennraumwänden minimiert werden. Ähnlich wie beim wandgeführten Verfahren liegen die Probleme in der Güte der Ladungsschichtung und einer gleichzeitig guten Gemischbildung (siehe beispielsweise Grigo et al. (1997)).

Alle beschriebenen Verfahren haben gemeinsam das Ziel, im Bereich der Zündkerze zeitlich und räumlich exakt eine gewisse Menge an zündfähigem Gemisch bereitzustellen. Erschwerend hinzu kommt, dass diese definierte Gemischverteilung über einen weiten Last- und Drehzahlbereich realisiert werden muss. Dabei kommt der Sprühstrahlcharakteristik und der Interaktion des Kraftstoffsprays mit der Luftströmung im Brennraum für eine effiziente Ladungsschichtung und eine schadstoffarme Verbrennung die größte Bedeutung zu. Im Einzelnen werden die Gemischbildungsphänomene und ihre Auswirkungen auf Verbrennung und Emissionen in den folgenden Abschnitten erläutert.

### 2.1.2 Gemischbildungsmechanismen

Die Probleme der Gemischbildung sind in allen Verbrennungskraftmaschinen ähnlich gelagert, so dass eine große Übereinstimmungen der relevanten Phänomene bei der Kraftstoffaufbereitung in Ottomotoren und Gasturbinen besteht. Aus diesem Grund wird am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) seit Jahren intensiv an der Analyse und der Verbesserung derartiger Systeme gearbeitet. Dies wird durch eine Vielzahl von Veröffentlichungen (siehe z.B. Wittig et al. (1994), Elsäßer et al. (1994), Wittig et al. (1996), Maier et al. (1998), Samenfink et al. (1998)) und Dissertationen (siehe z.B. Himmelsbach (1992), Hallmann (1994), Samenfink (1997), Elsäßer (1998)) deutlich.

In Ottomotoren, sowohl mit äußerer als auch mit innerer Gemischbildung, stellen sich die zahlreichen Phänomene der Aufbereitung des Kraftstoff/Luft Gemisches als äußerst komplex dar, da sie sich zeitlich und räumlich stark überlagern. **Abb. 2.3** zeigt die verschiedenen Phänomene der Gemischaufbereitung bei einem direkteinspritzenden Ottomotor (hier am Beispiel eines luftgeführten Verfahrens) und einem Motor mit konventioneller Saugrohreinspritzung. Trotz der stark unterschiedlichen Bedingungen für die Gemischaufbereitung (Umgebungs- und Einspritzdruck, Temperatur, etc.) sind die auftretenden physikalischen Effekte bei beiden Motorkonzepten vergleichbar, lediglich ihre quantitative Ausprägung und Bedeutung unterscheidet sich zum Teil deutlich.



**Abb. 2.3:** Gemischbildung bei Direkt- und Saugrohreinspritzung

Inhaltlich können die Einzelphänomene unter folgenden Oberbegriffen zusammengefasst werden:

- Primärzerstäubung
- Sekundärzerstäubung
- Verdunstung
- Transport

Im Folgenden werden diese Effekte kurz erläutert und ihre Bedeutung für saugrohr- und direkteinspritzende Motorkonzepte diskutiert.

### 2.1.2.1 Primärzerstäubung

Die Zerstäubung von flüssigen Brennstoffen zur Erzeugung eines zündfähigen Kraftstoff-Luft-Gemisches kommt außer in Ottomotoren auch in vielen anderen technischen Anwendungen, wie zum Beispiel in Gasturbinen, Dieselmotoren oder technischen Brennern

zum Einsatz. Die grundlegenden Mechanismen der Zerstäubung von Flüssigkeiten sind seit langer Zeit Gegenstand intensiver Forschung (siehe z.B. Ohnesorge (1936), McCarthy und Malloy (1974), Reitz und Bracco (1986), Lefebvre (1992)). Auch am ITS wurden in den vergangenen Jahren grundlegende Arbeiten zur Brennstoffzerstäubung durchgeführt (siehe z.B. Sattelmayer (1985), Aigner (1986), Maier (2000)).

Grundsätzlich wird zwischen einer reinen Druckzerstäubung in annähernd ruhende Umgebung und einer von der Gasströmung forcierten Zerstäubung unterschieden. In Ottomotoren findet die Primärzerstäubung hauptsächlich nach dem ersteren Mechanismus durch das Einspritzventil statt. Allerdings ist je nach Betriebspunkt die Ansaugluft zum Zeitpunkt der Einspritzung mehr oder weniger in Bewegung, was bei der Betrachtung des Strahlaufbruchs berücksichtigt werden muss. Im Bereich der Gasturbinen wird vorwiegend die luftgestützte Zerstäubung eingesetzt. Allerdings konnte dieses Zerstäubungsprinzip, das sich durch die Erzeugung kleiner Tropfen auszeichnet, auch erfolgreich in Ottomotoren eingesetzt werden. Für die Saugrohreinspritzung wurden bereits luftunterstützte Einspritzventile für den Serieneinsatz entwickelt. Grundlegende Untersuchungen zum Einsatz dieser Zerstäuber in Ottomotoren wurden z.B. von Maier et al. (1998) am ITS durchgeführt. Ein weiteres Phänomen der luftunterstützten Zerstäubung kann bei der äußeren Gemischbildung im Ventilsplatt kurz nach dem Öffnen des Einlassventils auftreten. Gerade in der Startphase bei tiefen Temperaturen, in der kaum Kraftstoff verdampft, lagert sich ein großer Teil des eingespritzten Kraftstoffs am Einlassventil und an den Wänden des Einlasskanals ab. Die Gemischbildung findet deswegen insbesondere bei Einspritzung auf das geschlossene Einlassventil (Vorlagerung) durch Zerstäubung des Kraftstofffilms an den Abrisskanten von Ventil und Ventilsitz statt. Umfangreiche Untersuchungen zu turbulenten Luft/Flüssigkeitsfilmströmungen in Spalten geringer Höhe wurden am ITS beispielsweise von Kim (1976), Sattelmayer (1985), Aigner (1986) durchgeführt.

Für den Vorgang der Druckzerstäubung in ruhende Umgebung konnten schon von Ohnesorge (1936) vier grundsätzlich verschiedene Zerteilungsvorgänge unterschieden werden. Allgemeingültiger wurden diese vier Zerfallregimes von Chigier und Reitz (1996) wie folgt formuliert:

- Zertropfen (Rayleigh-Zerfall)
- Zerwellen (erster Ordnung)
- Zerwellen (zweiter Ordnung)
- Zerstäuben (turbulenter Strahlzerfall)

Zahlreiche Bestrebungen wurden unternommen, allgemeingültige Kriterien zur Abgrenzung dieser Bereiche in Bezug auf die Umgebungsbedingungen zu finden (z.B. Ranz (1956), Lefebvre (1992), Walzel (1990)). So ist neben Kennzahlen, wie die Reynolds- ( $Re$ ) oder die Ohnesorgezahl ( $On$ ) auch die dimensionslose Weberzahl  $We$  (siehe Gleichung 2.1) in der Lage die Bedingungen des Strahlzerfalls zu charakterisieren. Sie setzt die zerstörenden aerodynamischen Kräfte zur stabilisierenden Oberflächenspannung ins Verhältnis und berücksichtigt dabei die Dichte des umgebenden Gases  $\rho_G$ , die Oberflächenspannung  $\sigma_F$  und die Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit  $u_F$  sowie den Durchmesser des Strahls

am Düsenaustritt  $D_F$ .

$$We = \frac{\rho_G \cdot D_F \cdot u_F^2}{\sigma_F} \quad (2.1)$$

Die ersten beiden Regimes (Rayleigh-Zerfall und Zerwellen erster Ordnung) beschreiben den Zerfall für kleine Weberzahlen ( $We < 13$ ). Hier ist das Anwachsen kleiner Störungen auf der Strahloberfläche aufgrund von Interaktionsprozessen der Flüssigkeit mit dem umgebenden Gas für den Strahlaufbruch verantwortlich. Für die ottomotorische Einspritzung sind diese Strahlzerfall-Regimes allerdings nicht relevant.

Für höhere Weberzahlen ( $13 < We < 40,3$ ) wird der Bereich des Zerwellens zweiter Ordnung erreicht. Hier wird der Strahlaufbruch mit einem instabilen Anwachsen der Welligkeit der gesamten Strahloberfläche begründet. Allerdings spielen dabei schon Düseninterne Vorgänge, wie z.B. Kavitationsphänomene, für die Zerfallslänge des Strahls eine entscheidende Rolle (Hiroyasu et al., 1991), die in der Weberzahl nicht berücksichtigt werden können. Der Strahlzerfall bei konventionellen Einspritzventilen für die äußere Gemischbildung kann nach diesem Mechanismus erfolgen.

Für hohe Einspritzdrücke, wie bei der Benzin-Direkteinspritzung (bis zu 150bar) oder der Diesel-Direkteinspritzung (bis zu 2000bar), sind die Austrittsgeschwindigkeiten des Kraftstoffstrahls so hoch, dass ein vollständig turbulenter Strahlzerfall vorliegt ( $We \gg 100$ ). Die Zerfallslängen sind in diesem Regime extrem kurz, und die erzeugten Tropfen sehr klein. Allerdings kommt den düseninternen Vorgängen hier eine noch entscheidendere Bedeutung zu als beim Zerwellen.

Die luftunterstützte Zerstäubung ist im Gegensatz zu Gasturbinen bei der ottomotorischen Gemischbildung von untergeordneter Bedeutung, wengleich sowohl bei innerer (Stocker et al., 1998) als auch bei äußerer Gemischbildung (Maier et al., 1998) zahlreiche Untersuchungen zu diesem Zerstäubungskonzept durchgeführt wurden.

Wie bei der reinen Druckzerstäubung in ruhende Luft kann auch bei der Zerstäubung mit Hilfe einer starken Luftströmung eine Weberzahl definiert werden, wobei hier die Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und Luft  $u_{rel}$  charakteristisch ist.

Analog zur Zerstäubung ohne Luftunterstützung können wieder einzelne Regimes unterschieden werden, für die bestimmte Weberzahl-Bereiche charakteristisch sind. So ist der Bereich für den Rayleigh-Zerfall  $We < 25$ , für das Zerwellen  $25 < We < 75$  und für das Zerstäuben  $100 < We < 500$ .

Zerstäubungsmodelle, wie das TAB-Modell, sind in umfangreichen numerischen Codes (z.B. KIVA-Code) seit langer Zeit integriert (O'Rourke und Amsden, 1987).

### 2.1.2.2 Sekundärzerstäubung

Der Primärzerstäubung am Einspritzventil schließen sich bei beiden ottomotorischen Gemischbildungskonzepten zusätzliche Zerstäubungsphänomene an, die unter dem Oberbegriff Sekundärzerstäubung zusammengefasst werden. Effekte, wie die Nachzerstäubung



von Kraftstofftropfen aufgrund aerodynamischer Kräfte, die Interaktion von Kraftstofftropfen mit Wänden und die so genannte *überkritische Filmströmung*, bei der Tropfen aus dem Wandfilm herausgerissen werden, können die Qualität der Gemischbildung maßgeblich beeinflussen (Schadel und Hanratty, 1989, Wittig et al., 1994, Samenfink et al., 1997).

Für die Nachzerstäubung von Kraftstofftropfen durch aerodynamische Kräfte kann wie bei der Primärzerstäubung die Weberzahl zur Beschreibung der Umgebungsbedingungen herangezogen werden. Der einzige Unterschied besteht darin, dass für die charakteristische Länge der Tropfendurchmesser  $D_{Tr}$  eingesetzt werden muss.

$$We = \frac{\rho_G \cdot D_{Tr} \cdot u_{rel}^2}{\sigma_F} \quad (2.2)$$

Mit ihrer Hilfe können die Zerfallskriterien formuliert werden. Grundsätzlich finden die verschiedenen Aufbruchvorgänge, wie Blasen-, Keulen- oder Scheibenzerrfall (Samenfink et al., 1994) so lange statt, bis die Tropfengröße dem Stabilitätskriterium der Kräftebilanz, die durch die Weberzahl gegeben ist, genügt. Die Bedingung für einen Tropfenzerrfall wird von der kritischen Weberzahl  $We_{krit}$  festgelegt, wobei für ottomotorische Kraftstoffe gilt  $We_{krit} \approx 12$ .

Prinzipiell kann der Effekt der Tropfenzerrstäubung durch aerodynamische Kräfte bei beiden Gemischbildungskonzepten auftreten. Bei der Saugrohreinspritzung findet aerodynamische Nachzerstäubung verstärkt bei saugsynchroner Einspritzung, hohen Drehzahlen und großer Last statt, da unter diesen Bedingungen die Relativgeschwindigkeit und die Gasdichte am größten sind. Da die Primärtropfen bei konventionellen Einspritzventilen relativ groß sind, kann dieser Effekt positiv zur Gemischbildung beitragen. In Teillast-Betriebspunkten ist die aerodynamische Nachzerstäubung durch geringe Relativgeschwindigkeiten und eine niedrige Gasdichte limitiert. Im Gegensatz dazu werden beim DI-Motor niedrige Lastpunkte durch Einspritzung spät in der Kompressionsphase realisiert. Die daraus resultierende hohe Gasdichte fördert die Nachzerstäubung. Zusätzlich dazu ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Luft bei der Direkteinspritzung konstant hoch. Die Austrittsgeschwindigkeit der Tropfen beträgt aufgrund der hohen Einspritzdrücke ein Vielfaches der Tropfengeschwindigkeit bei der Saugrohreinspritzung.

Der Effekt der Nachzerstäubung von Tropfen durch aerodynamische Kräfte wurde experimentell weitgehend untersucht (Pilch und Erdman, 1987, Hsiang und Faeth, 1992). Es wurden Korrelationen ermittelt, die den Zeitpunkt des Zerstörungsbegins, die Zerstörungszeit, den Zerstörungsweg, die Zerstörungsprodukte und deren Geschwindigkeiten beinhalten. Eine numerische Beschreibung wurde von Hallmann (1994) entwickelt, die durch umfangreiche Untersuchungen ergänzt und verifiziert wurde (Samenfink et al., 1994, Wittig et al., 1996, Samenfink et al., 1997).

Ein weiteres Phänomen der Sekundärzerstäubung ist die Interaktion von Kraftstofftropfen mit der trockenen Wand oder mit einem bereits bestehenden Wandfilm. Die große Bedeutung dieses Phänomens für die Gemischbildung im Saugrohr konnte beispielsweise von

Wittig et al. (1996) aufgezeigt werden. Auch bei der Direkteinspritzung ist das Auftreffen von Kraftstofftropfen auf die Kolbenmulde und die Zylinderwände unvermeidbar.

Unter motortypischen Bedingungen bilden auf die Wand auftreffende Tropfen einen Flüssigkeitsfilm aus, der durch seine Speicherwirkung das Instationärverhalten des Motors verschlechtert. Speziell beim direkteinspritzenden Ottomotor führen Kraftstoffablagerungen im Brennraum zu erhöhten Kohlenwasserstoff (HC) Emissionen (Cole et al., 1998). Bei erhöhten Auftreffimpulsen der Tropfen können zusätzlich zur im Wandfilm abgeschiedenen Kraftstoffmasse auch Sekundärtropfen in die Gasströmung zurückgeworfen werden. Diese Destruktion von Tropfen an der Wand wirkt sich auf die Gemischbildung positiv aus, da die Tropfen wesentlich kleiner sind als die auftreffenden Originaltropfen (Mundo et al., 1995, Wittig et al., 1996, Samenfink et al., 1997). Die Tropfengrößenverteilung der teilweise zurückgeworfenen Tropfenmasse hängt dabei von zahlreichen Parametern wie dem Impuls der auftreffenden Tropfen, ihrer Geschwindigkeit, dem Auftreffwinkel, der Dicke und der Welligkeit des Wandfilms am Auftreffpunkt und den Stoffeigenschaften der Tropfen- und der Wandfilmflüssigkeit ab. Als Ergebnisgrößen definierte Samenfink et al. (1998) zunächst den Abscheidegrad der Tropfen an der Wand sowie die Zusammensetzung der Sekundärtropfen aus Originaltropfen und Filmflüssigkeit. Weiterhin wurden die Abflugeigenschaften der Sekundärtropfen durch je zwei unabhängige Verteilungsparameter (Mittelwert und Verteilungsbreite) für die Größen Tropfendurchmesser, Abfluggeschwindigkeit und -winkel festgelegt. Zwischen allen Einfluß- und Ergebnisgrößen konnte ein eindeutiger Zusammenhang hergestellt werden. Die daraus resultierenden Korrelationen stellen die Basis für ein komplexes Tropfen-Wand-Interaktionsmodell dar, das jüngst erfolgreich am ITS in numerischen Codes zur Simulation der Zweiphasenströmung in Gasturbinenbrennkammern zum Einsatz kam (Schmehl et al., 1999).

Weiterhin können Wandfilme beim Ansaugvorgang durch hohe Schubspannungen einen temporär instabilen Zustand erreichen. Bei dieser so genannten *überkritischen Filmströmung* werden an den Wellenkämmen des Films Tropfen abgerissen. Detaillierte Untersuchungen der überkritischen Filmströmung wurden von Himmelsbach (1992) und Elsäßer et al. (1994) durchgeführt. Aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten der Ansaugluft ist dieses Phänomen im Kaltstart sowohl für die äußere als auch für die innere Gemischbildung von untergeordneter Bedeutung.

### 2.1.2.3 Verdunstung

Die Verdunstung des flüssig zugeführten Kraftstoffs hat in den meisten Verbrennungskraftmaschinen einen maßgeblichen Anteil an der Gemischbildung. Nur durch eine komplette Verdunstung des Kraftstoffs bis zum Beginn der Entflammung kann die gewünschte vorge-mischte Verbrennungsreaktion erreicht werden. Die wichtigsten Parameter sind dabei die Temperaturen von Ansaugluft, Kraftstoff und Saugrohr- bzw. Brennraumwänden sowie die Verweilzeit des Kraftstoffs im oder auf dem Weg zum Brennraum. Auch die insgesamt erzeugten Grenzflächen zwischen Kraftstoff und Luft sowie ihre Relativgeschwindigkeit haben entscheidenden Einfluss auf das Verdunstungsverhalten des Kraftstoffs. Die besten

Voraussetzungen für eine vorgemischte Verbrennung besitzt die äußere Gemischbildung bei Vorlagerung und warmem Motorbetrieb. Unter kalten Betriebsbedingungen dagegen finden sich große Anteile von flüssigem Kraftstoff im Brennraum, die bis zur Zündung nicht verdampft werden können (Spicher et al., 2000b). Bei der Direkteinspritzung kann durch frühe Einspritzung in den Saughub eine vollständige Verdampfung des Kraftstoffs erreicht werden. Bei Ladungsschichtung allerdings entspricht der Verbrennungsablauf des direkteinspritzenden Ottomotors nur zum Teil einer vorgemischten Reaktion, wie Untersuchungen von Fraidl et al. (1996) und Kech et al. (1999) zeigen. Grundsätzlich liegen daneben immer Bereiche diffusionskontrollierter Verbrennung flüssiger Kraftstoffanteile vor.

Die theoretische Erfassung von verdunstenden Sprühstrahlen gestaltet sich aus zweierlei Gründen äußerst komplex: Zum einen sind reale Kraftstoffe Mehrkomponentensysteme, die sich aus einer Vielzahl verschiedener Stoffe mit unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften zusammensetzen, zum anderen bestehen zwischen den Einflussgrößen wechselseitige Abhängigkeiten. So bestimmt beispielsweise die Flüchtigkeit des Kraftstoffs auch die Interaktion von Tropfen und Gasphase, da der vom Tropfen abdampfende Kraftstoff einen entscheidenden Einfluss auf seinen Strömungswiderstand hat.

Insbesondere am Institut für Thermische Strömungsmaschinen wurden deshalb umfangreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt, um eine korrekte Simulation der Gemischbildungsvorgänge in Gasturbinenbrennkammern zu erreichen (Wittig et al., 1988, Stengele et al., 1997, Prommersberger et al., 1999). Die Berechnung der Ausbreitung und Verdunstung von Kraftstofftropfen in einer stationären Gasströmung unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Gasphase mit der Tropfen- und Filmströmung ist demnach möglich. Auch wenn die Bedingungen für die Verdunstung (Temperaturen, Drücke, etc.) in Gasturbinenbrennkammern und Diesel- bzw. Ottomotoren nahezu identisch sind, können die Vorgänge aufgrund der stark instationären Bedingungen in Hubkolbenmaschinen derzeit numerisch noch nicht so detailliert beschrieben werden.

#### 2.1.2.4 Transport

Der Transport von flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff spielt in Ottomotoren eine entscheidende Rolle, da bei allen Motorkonzepten eine räumliche und zeitliche Trennung von Kraftstoffeinspritzung und Zündung vorliegt. Diese ist für die Saugrohreinspritzung bei Vorlagerung maximal und für die Direkteinspritzung nach dem strahlgeführten Verfahren bei Ladungsschichtung minimal. Demzufolge sind die Transportvorgänge für die verschiedenen Verfahren und Betriebspunkte auch unterschiedlich, die Bedeutung des Kraftstofftransports für die Gemischbildung dagegen ist ähnlich.

Im kalten Motorbetrieb wird der größte Anteil der Kraftstoffmasse in flüssiger Form transportiert. Dabei werden einige Kraftstofftropfen, wie in Abschnitt 2.1.2.2 erläutert, als Film auf den kalten Saugrohr-, Kolben- oder Zylinderwänden abgeschieden. In diesen Filmen werden zum Teil erhebliche Mengen an Kraftstoff schubspannungsgetrieben transportiert. Auf dem Gebiet der Strömung schubspannungsgetriebener Wandfilme in Ver-

brennungskraftmaschinen wurde gerade am Institut für Thermische Strömungsmaschinen intensive Forschungsarbeit geleistet. Jüngst konnten von Elsäßer (1998) sogar filminterne Geschwindigkeitsinformationen experimentell ermittelt werden, wodurch auch die theoretische Modellierung des Filmtransports verbessert werden konnte (Roßkamp et al., 1998).

Der größte Teil der Kraftstoffmasse wird allerdings in Form von Tropfen befördert. Die Interaktion von Kraftstofftropfen und Ansaugluft bzw. Zylinderinnenströmung ist deshalb in den Betriebszuständen Kaltstart und Warmlauf für die Gemischbildung als maßgeblich einzuschätzen.

In der numerischen Simulation kann die Tropfenbewegung in einer Gasströmung entweder in einem mitbewegten Lagrange'schen oder einem ortsfesten Euler'schen Bezugssystem beschrieben werden. Die kontinuierliche Gasphase wird meistens nach der Euler'schen Methode berechnet.

Nach der Lagrange'schen Betrachtungsweise lässt sich das Bewegungsverhalten eines einzelnen Flüssigkeitstropfens in einer Gasströmung zusammen mit seiner Aufheizung und Verdunstung aus Bilanzen für Impuls, Masse und Enthalpie ableiten. Charakteristische Unterschiede zwischen den Bewegungsabläufen verschiedener Tropfen lassen sich bei dieser Betrachtung schon durch die Aufstellung einer einfachen Kräftebilanz erkennen. Dieses Kräftegleichgewicht kann für einen einzelnen Tropfen aus Trägheit und Erdbeschleunigung (volumenproportional) sowie Widerstandskraft (oberflächenproportional) formuliert werden. So ist die Flugbahn eines großen Tropfens aufgrund der dominierenden Trägheitskräfte im Wesentlichen von seiner Anfangsgeschwindigkeit geprägt. Kleinere Tropfen dagegen passen sich aufgrund der überwiegenden Widerstandskräfte schnell an die Geschwindigkeit der Gasströmung an (Schmehl et al., 1999). Die reale Sprühstrahlausbreitung muss dann durch eine Überlagerung der Flugbahnen vieler einzelner Tropfen berechnet werden, um durch anschließende Mittelung ein statistisch gesichertes Ergebnis zu erhalten. Die Auflösung, die mit der Lagrange'schen Methode erreicht werden kann ist nahezu beliebig, da sie nicht an feste Gitterpunkte gebunden ist.

Seit einiger Zeit gehen Bestrebungen dahin, sowohl die Gas- als auch die Tropfenströmung nach der Euler'schen Methode zu beschreiben (Noll, 1992, Klose et al., 2000). Die Sprühstrahltröpfchen werden dabei genauso wie die umgebende Gasphase als Kontinuum betrachtet. Die Impulstransportgleichungen der dispergierten Phase können somit auf die gleiche Form der allgemeinen Transportgleichungen für die kontinuierliche Phase zurückgeführt werden. Dies ermöglicht eine direkte Kopplung und eine gleichzeitige Berechnung der beiden Phasen. Sollen allerdings reale polydisperse Sprühstrahlen berechnet werden, muss das Spray in möglichst viele Tropfenklassen gleichen Durchmessers eingeteilt werden. Je genauer das reale Spray angenähert werden soll, desto größer wird der Rechenaufwand, da für jede Tropfenfraktion ein Satz Transportgleichungen gelöst werden muss. Das räumliche Auflösungsvermögen dieser Methode hängt direkt davon ab, wie fein das Rechengitter gewählt wird.

Ausführliche Gegenüberstellungen der Vor- und Nachteile beider Berechnungsverfahren für Zweiphasenströmungen sind in zahlreichen Veröffentlichungen am ITS dargestellt

(Klausmann, 1989, Noll, 1992, Kneer, 1993, Burger et al., 2001). Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Euler'sche Betrachtungsweise das globale Sprühstahlverhalten und die Rückwirkung auf die Gasphase besser wiedergibt. Die Lagrange'sche Vorgehensweise liefert dagegen eine detailliertere Beschreibung der Tropfenbewegung, die allerdings mit einem größeren Rechenaufwand verbunden ist. Im Hinblick auf die numerische Berechnung einer instationären Zweiphasenströmung, wie sie in Ottomotoren auftritt, ist die Verwendung von gleichen numerischen Lösungstechniken für beide Phasen anzustreben. Der große Vorteil dieser Vorgehensweise besteht darin, dass beide Phasen gleichzeitig berechnet und Kopplungseffekte vermindert werden können. Bestehende Verfahren für instationäre Zweiphasenströmungen, wie der KIVA-Code (O'Rourke und Amsden, 1987), rechnen deshalb sowohl für die Tropfen- als auch für die Gasphase im Lagrange'schen Bezugssystem.

Um die bestehenden numerischen Verfahren auf die Kraftstoffausbreitung in Ottomotoren zuverlässig anwenden zu können, muss allerdings noch erhebliche Entwicklungsarbeit geleistet werden. Der experimentellen Charakterisierung ottomotorischer Zweiphasenströmungen kommt deshalb eine umso größere Bedeutung zu.

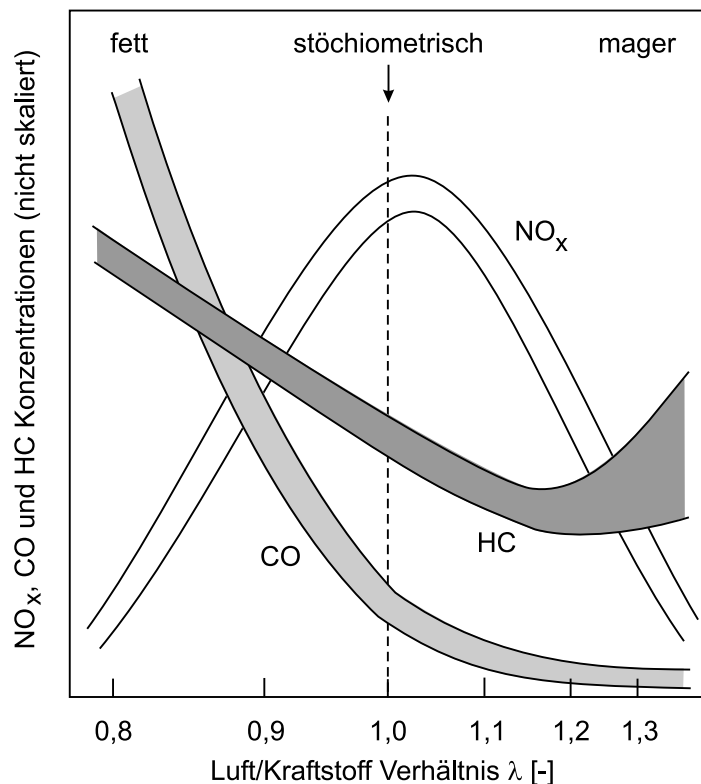
Die Auswirkungen der Transportvorgänge auf die Qualität der Verbrennung und die Zusammensetzung und Menge der Emissionen wird im Folgenden ausführlich erläutert.

### 2.1.3 Auswirkungen auf Verbrennung und Emissionen

Um die zuvor erläuterten Phänomene der Gemischbildung gezielt beeinflussen zu können, müssen die Auswirkungen der einzelnen Mechanismen auf die Güte der Verbrennung und die damit verbundenen Abgasemissionen verstanden werden. Diese werden in diesem Abschnitt für den kalten Motorbetrieb diskutiert.

Die wichtigsten Schadstoffkomponenten im Abgas bei der ottomotorischen Verbrennung sind Kohlenmonoxid ( $CO$ ), Stickoxide ( $NO_x$ ) und unverbrannte Kohlenwasserstoffe ( $HC$ ). Dabei besteht, wie **Abb. 2.4** zeigt, eine gravierende Abhängigkeit der Schadstoffkonzentrationen vom Luft/Kraftstoff Verhältnis  $\lambda$ . Konventionelle Ottomotoren mit äußerer Gemischbildung werden in der Regel bei  $\lambda = 1$  betrieben. In den Betriebspunkten Kaltstart und Warmlauf ist die Verdampfung des Kraftstoffs jedoch stark eingeschränkt. Um auch hier einen stabilen Motorlauf zu garantieren, muss daher erheblich mehr Kraftstoff eingespritzt werden, als für eine stöchiometrische Verbrennung notwendig wäre. Das Resultat ist eine unvollständige Verbrennung, die stark erhöhte Rohemissionen von Kohlenmonoxid und der unterschiedlichen Arten unverbrannter Kohlenwasserstoffe nach sich zieht (siehe **Abb. 2.4**). Erschwerend hinzu kommt, dass aufgrund der niedrigen Temperaturen wenig Nachoxidation im Abgastrakt zu erwarten ist, und auch die Konvertierungsrate des Katalysators gering ist. Stickoxidemissionen spielen dagegen im kalten Betrieb eine eher untergeordnete Rolle, da die  $NO$ -Bildung sehr hohe Verbrennungstemperaturen ( $> 1800K$ ) erfordert (Warnatz und Maas, 1992).

Damit eine Entflammung überhaupt erfolgen kann, müssen bestimmte Voraussetzun-



**Abb. 2.4:**  $\text{NO}_x$ , CO und HC Konzentrationen in Abhängigkeit von  $\lambda$  (Heywood, 1988)

gen für den Bereich der Zündquelle zum Zündzeitpunkt gegeben sein. Dabei sollte der Zündzeitpunkt so gewählt werden, dass sich eine für den thermischen Wirkungsgrad optimale Schwerpunktlage der Verbrennung ergibt ( $6^\circ - 10^\circ$  nach ZOT). Für die Entflammung entscheidend ist zunächst, dass das Kraftstoff/Luft Verhältnis in einem zündfähigen Bereich liegt, wobei gleichzeitig die Entflammungstemperatur lokal überschritten werden muss. Außerdem sind die Zündung und die anschließende Flammenausbreitung stark von den Strömungsbedingungen im Bereich der Zündkerze abhängig. Für die Ausbreitung der Flamme ist weiterhin entscheidend, dass die Wärmeabfuhr an die Umgebung geringer als die Wärmezufuhr durch die exotherme Verbrennungsreaktion ist.

Ist bei kalten Betriebsbedingungen die Wärmeabfuhr durch die kalten Brennraumwände und in Spalten, wie dem Feuerstegbereich, zu hoch, erlischt die Flamme in diesen Bereichen, obwohl ausreichend Frischladung vorhanden ist. Dieses so genannte *Wall-Quenching* kann einen erheblichen Beitrag zur Emission unverbrannter Kohlenwasserstoffe leisten (Heywood, 1988, Spicher und Sterlepper, 1993). Quenching tritt auch bei stark überstöchiometrischen Kraftstoff/Luft Verhältnissen (*Bulk-Quenching*) auf, die vorwiegend bei Ladungsschichtung und hohen Abgasrückführaten vorkommen (Spicher et al., 1985).

Die Diffusion von Kraftstoff in den Ölfilm der Zylinderoberfläche verstärkt sich ebenfalls bei tiefen Temperaturen. Zusätzlich ist der Ölfilm im Kaltstart wesentlich dicker als in betriebswarmen Motorzuständen (Hu und Ladommatos, 1995). Eine Absorption von Kraftstoff kann insbesondere bei der inneren Gemischbildung in den Ablagerungen im Brennraum stattfinden. Untersuchungen von Cheng et al. (1993) ergaben einen Anteil

von ca. 10% dieser Quelle an den gesamten HC-Emissionen.

Insbesondere in den kalten Betriebszuständen ist die Hauptursache für die Bildung unverbrannter Kohlenwasserstoffe bei beiden Gemischbildungskonzepten die Anwesenheit großer Mengen flüssigen Kraftstoffs zum Zeitpunkt der Zündung. Eine teilweise diffusionskontrollierte Verbrennung und Kraftstoffanlagerungen auf den Brennraumwänden sind die Folge. Teile des Kraftstoffs werden erst in der Expansionsphase verdampft, und auch Zündaussetzer können auftreten (Shin et al., 1994). Eng mit den HC-Emissionen verknüpft ist in diesem Bereich auch die Rußbildung, da diese bevorzugt bei einer direkten Wechselwirkung von Flamme und flüssigem Kraftstoff auftritt (Bockhorn, 1994, Kellerer, 1998).

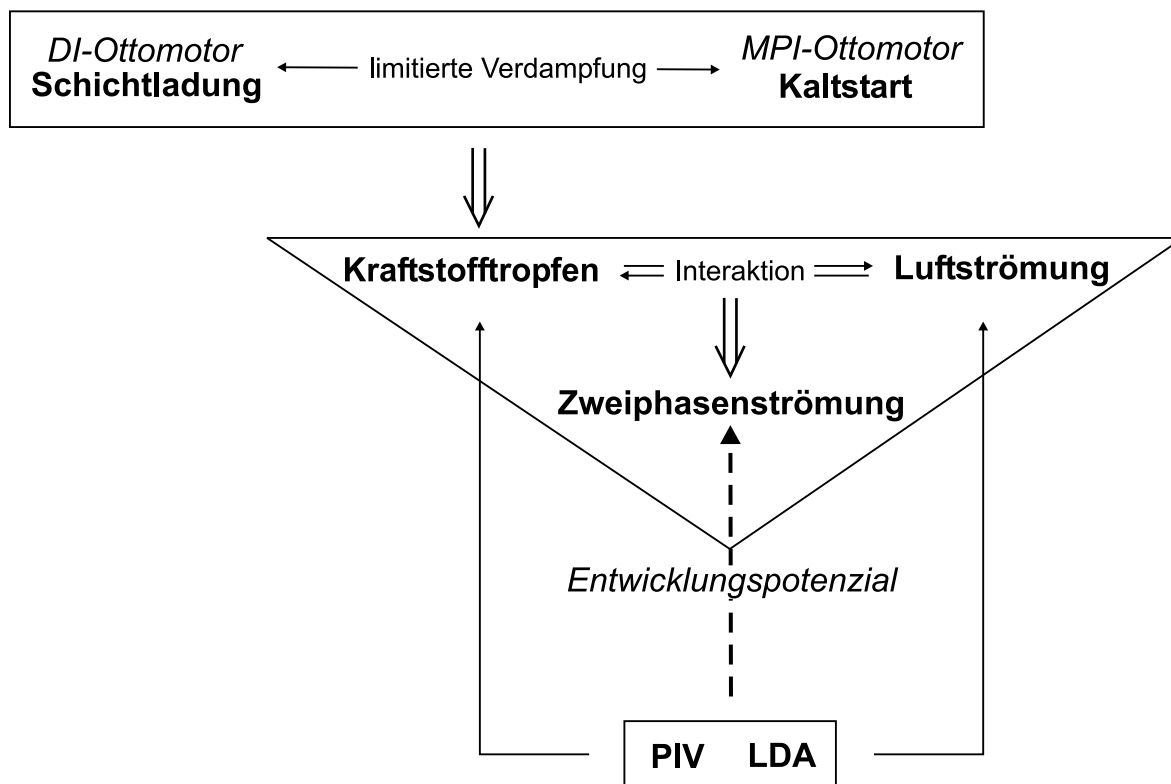
Untersuchungen von Li et al. (1999) verdeutlichten, dass vor allem Wandanlagerungen im Bereich des Auslassventils ein hohes HC-Niveau verursachen. Höchste HC-Emissionen resultieren dabei aus Kraftstoffanteilen mit niedrigem Siedepunkt, da diese erst in der Expansions- und Ausschleppphase hohe Verdampfungsraten erreichen. Insbesondere bei der inneren Gemischbildung macht sich der direkte Kontakt des flüssigen Kraftstoffs mit den Brennraumwänden negativ bemerkbar.

Aus allen dargestellten Quellen für die Emission von Schadstoffen in kalten Betriebszuständen wird deutlich, dass den Gemischbildungsmechanismen Zerstäubung und Transport durch die Reduktion der Kraftstoffverdampfung sehr große Bedeutung zukommt. Dies trifft insbesondere auch für direkteinspritzende Ottomotoren zu, bei denen eine Verbesserung der Teillastwirkungsgrade durch die Strategie der Schichtladung erreicht werden soll. Entscheidend ist in beiden Fällen die Interaktion flüssiger Kraftstofftropfen mit der Ansaugluft bzw. der Zylinderinnenströmung. Die globalen Zusammenhänge sind in **Abb. 2.5** schematisch skizziert.

So könnte beispielsweise bei Motoren mit äußerer Gemischbildung die Wandfilmbildung an kalten Oberflächen von Saugrohr und Brennraum durch eine gerichtete Einspritzung in Verbindung mit einer gezielten Ansaug- und Brennraumströmung verringert werden. Für direkteinspritzende Konzepte im Schichtladebetrieb ist aufgrund der kurzen Zeit zwischen Einspritzung und Zündung primär die Güte der Zerstäubung entscheidend. Allerdings kann auch hier nur durch eine gezielte Strömungsführung im Brennraum die Bildung von Wandfilmen verhindert und eine wohl definierte Ladungsschichtung erreicht werden.

Der Charakterisierung der Zweiphasenströmung in Ottomotoren kommt somit im kalten Betrieb eine entscheidende Bedeutung zu. Die numerische Berechnung dieser stark instationären Zweiphasenströmung ist mit vertretbarem zeitlichen Aufwand derzeit allerdings noch nicht möglich. Umso wichtiger ist die korrekte experimentelle Erfassung der Transportvorgänge von flüssigem Kraftstoff.

Zur quantitativen Erfassung von Strömungsgeschwindigkeiten haben sich in den letzten Jahren die beiden laseroptischen und damit berührungslos arbeitenden Messmethoden Particle Image Velocimetry (PIV) und Laser Doppler Anemometrie (LDA) durchgesetzt. Diese sind in ihren Standardausführungen grundsätzlich in der Lage, die Tropfenströmung in Ottomotoren zu erfassen. Auch die Ansaugluft bzw. die Strömung im Inneren des



**Abb. 2.5:** Zielsetzung für Entwicklung und Einsatz der Messtechnik

Brennraums wird mit diesen Messtechniken bereits erfolgreich vermessen. Ziel der Arbeit ist es, die Gasphase auch dann noch charakterisieren zu können, wenn gleichzeitig flüssiger Kraftstoff eingespritzt wird. Im folgenden Abschnitt werden deshalb die Messverfahren PIV und LDV kurz vorgestellt und auf ihr Potenzial zur simultanen Erfassung von flüssiger und gasförmiger Phase untersucht.

## 2.2 Zweiphasenmesstechnik

Wie in Kapitel 2.1 verdeutlicht wurde, ist das Phänomen der Interaktion von Kraftstofftropfen und Luft maßgeblich an der Gemischbildung in Ottomotoren beteiligt. Diese Art der Wechselwirkung beeinflusst neben der Primär- und Sekundärzerstäubung hauptsächlich den Kraftstofftransport, der im Kaltstart eines Ottomotors einer der entscheidenden Vorgänge ist. Zweiphasenströmungen treten allerdings auch in vielen anderen technischen Anwendungen der unterschiedlichsten Fachbereiche auf, wobei in nahezu allen Fällen die Kenntnis der Wechselwirkungen zwischen den Phasen für das physikalische Verständnis unerlässlich ist. Die maßgeblichen, den Interaktionsprozess charakterisierenden Größen sind die Geschwindigkeiten der kontinuierlichen Phase sowie die Größen und die Geschwindigkeiten der Partikel, Blasen oder Tropfen der dispergierten Phase. Ziel einer Messtechnik muss es sein, diese Größen möglichst berührungslos, simultan und zu einem Zeitpunkt zu erfassen, wobei je nach Problemstellung den einzelnen Bedingungen unterschiedliche



Wertigkeit zukommt.

Sowohl die Particle Image Velocimetry (PIV) als auch die Laser bzw. Phasen Doppler Anemometrie (LDA bzw. PDA) besitzen grundsätzlich das Potenzial diese Bedingungen zu erfüllen. Die kommerziellen Standard-Systeme sind für Messungen in Zweiphasenströmung allerdings nur eingeschränkt anwendbar.

In den folgenden beiden Abschnitten werden zunächst die physikalischen Grundlagen von PIV und LDA erläutert, soweit sie zum Verständnis der in Kapitel 3 beschriebenen Messtechniken erforderlich sind. Darauf aufbauend folgt eine Diskussion der Möglichkeiten und Grenzen zur Erweiterung der beiden Techniken für die Messung in Zweiphasenströmungen.

## 2.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

### 2.2.1.1 Grundlagen

Die Grundlagen dieser Messtechnik sind ausführlich in der Literatur z.B. bei Lourenco und Krothapalli (1988), Adrian (1991), Willert und Gharib (1993), Hinsch (1993), Grant (1997) und Westerweel (1997) beschrieben. Deswegen werden hier nur die für das Verständnis der Zweiphasenproblematik relevanten Prinzipien erläutert. Besondere Aufmerksamkeit wird den möglichen Fehlerquellen zukommen.

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist eine optische und damit berührungslos arbeitende Messtechnik, die eine instantane Erfassung zweidimensionaler Geschwindigkeitsfelder erlaubt. Sie kann als Erweiterung der 2D-Strömungsvisualisierung angesehen werden, bei der in der Regel ein so genannter "Laser-Lichtschnitt" in ein strömendes Medium eingebracht wird. Prinzipiell können alle Arten der Lichtstreuung - elastisch oder inelastisch - für die Visualisierung herangezogen werden, sofern sie lichtstark genug sind, um von der verwendeten Kamera detektiert zu werden. Für die *Particle Image Velocimetry* werden allerdings ausschließlich in der Strömung mitgeführte Feststoffpartikel, Tropfen oder Blasen genutzt. Es entstehen Phasengrenzschichten, an denen Licht gestreut wird, das von einer Kamera aufgezeichnet werden kann. Auch fluoreszierende Partikel können für PIV verwendet werden (siehe z.B. Hassan et al. (1992)). Der Unterschied zur reinen Visualisierung, die meist qualitativen Charakter hat, besteht darin, dass anstatt einer einmaligen Belichtung zwei Bilder aufgenommen werden oder eine Doppelbelichtung vorgenommen wird. Bei bekanntem zeitlichen Abstand der Bilder und gegebener Kameravergrößerung können den Partikeln, die auf beiden Aufnahmen identifizierbar sind, Geschwindigkeitsvektoren zugewiesen werden.

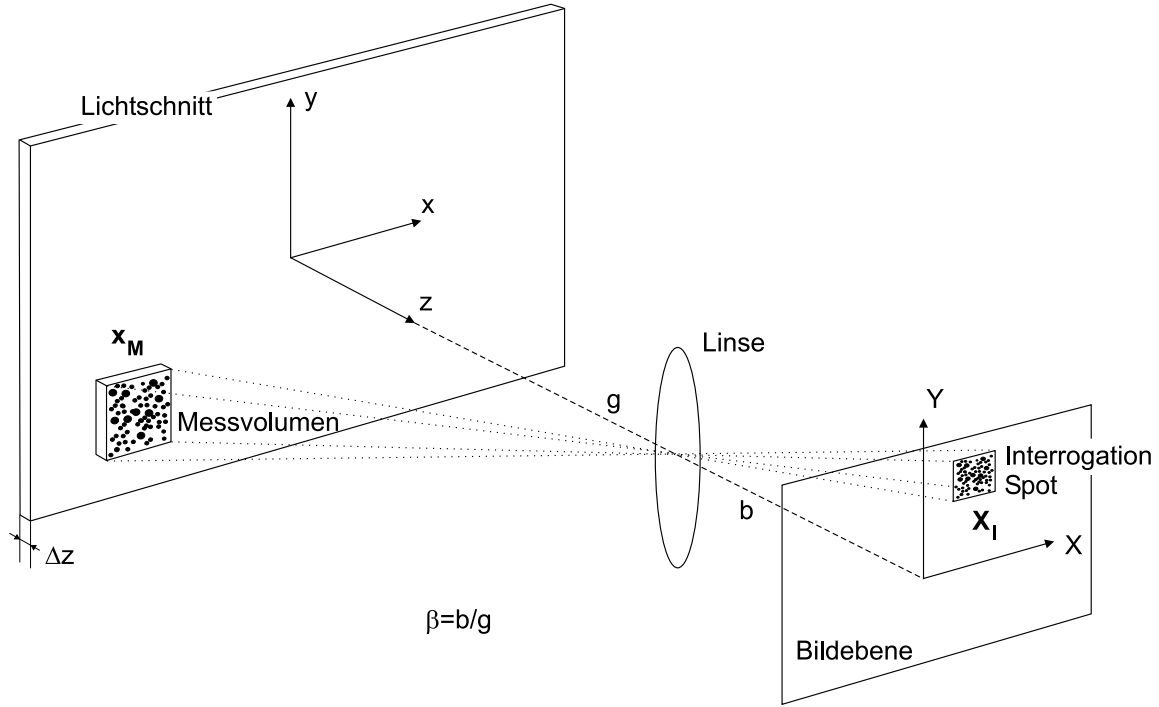
Historisch ist PIV aus der so genannten *Speckle Metrology* entstanden (Goodman, 1975, Meynart, 1983, Adrian, 1984, Collicott, 1993), die ursprünglich zur Bestimmung der Bewegung fester Körper angewandt wurde. Das physikalische Grundprinzip der *Speckle Metrology* besteht darin, dass eine mit kohärentem Licht angestrahlte raue Oberfläche auf dem Photodetektor Interferenzmuster (*Speckles*) erzeugt. Diese Strukturen folgen der Oberfläche, wodurch sich bei mehrfacher Belichtung die Geschwindigkeit des Körpers ermitteln

lässt. Bei der Vermessung von Fluiden ergeben sich grundsätzlich unterschiedliche Problemstellungen. So dient ein Laser-Lichtschnitt mit einer gewissen Breite als Lichtquelle, das Streulicht wird von in der Strömung mitgeführten Partikel erzeugt. Diese *Seedingpartikel* sind typischerweise klein ( $0,1\mu\text{m} < d_P < 10\mu\text{m}$ ), damit sie der Strömung ideal folgen können. Um Interferenzmuster zu erzeugen, muss die Partikeldichte so hoch sein, dass im ganzen Messbereich gleichmäßig viele Partikelbilder überlappen. Hierzu ist eine enorm hohe Partikeldichte notwendig, wodurch das Verhalten der Strömung verändert werden kann. Außerdem wirkt sich auch eine schwache Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Lichtschnitt (*Out-of-Plane*) schon negativ auf die Bildung der Speckles aus (Grant, 1997). Wird die Partikeldichte reduziert bis die Partikelbilder nicht mehr überlappen, können diskrete Partikel auf den Bildern identifiziert werden. Damit wurde anfangs der 80er Jahre der entscheidende Schritt zu PIV vollzogen. Eine weitere Absenkung der Partikeldichte führt zur Particle Tracking Velocimetry (PTV). Bei dieser Technik werden einzelne Partikelpaare aufgrund von Form und Helligkeit zugeordnet. Näheres zu PTV kann z.B. bei Adamczyk und Rimai (1988), Hassan und Blanchat (1991), Wernet (1993) oder Neußer et al. (1995) nachgelesen werden.

Von den drei beschriebenen Methoden ist PIV die im Moment am weitesten verbreitete. Ein PIV-System, das dem derzeitigen Stand der Technik entspricht, besteht aus einem Doppelpuls-Laser, einer *Double Shutter* Kamera und einem Kreuzkorrelator (Hardware oder Software). Der Laser kann zwei kurze (10-40ns) Laserblitze mit beliebigem zeitlichen Abstand erzeugen, welche zwei separate Bilder belichten. Die Auswertung der Bilder erfolgt mit Hilfe der Kreuzkorrelation, die im Vergleich zur Autokorrelation eines doppelbelichteten Einzelbilds erhebliche Vorteile bietet. Der Hauptvorteil liegt in der Richtungseindeutigkeit der Geschwindigkeitsvektoren, die bei der Autokorrelation a priori nicht gegeben ist. Des Weiteren reagiert die Kreuzkorrelation unempfindlicher auf Bilder mit geringem Kontrast. Dies ist in technischen Anwendungen von großer Bedeutung, da Falschlichtquellen (Umgebungslicht, Reflexionen etc.) oft nicht eliminiert werden können. Speziell bei der Vermessung der Luftströmung in motorisch relevanten Zweiphasenströmungen dominiert das Streulicht der Kraftstofftropfen gegenüber dem der Seedingpartikel meist stark. Hier müssen auch Bilder mit geringem Kontrast noch korrekt ausgewertet werden können. Ausführlich ist ein Vergleich zwischen Kreuz- und Autokorrelation bei Keane und Adrian (1992) dargestellt.

Mit Hilfe von **Abb. 2.6** werden die optischen Grundprinzipien des derzeitigen Standard-PIV-Verfahrens erläutert. Dabei werden folgende Annahmen und Vereinfachungen getroffen: Die Abbildung des untersuchten Strömungsfelds wird in so genannte *Interrogation Spots* unterteilt. Die Lichtschnittdicke  $\Delta z$  ist über das gesamte Beobachtungsfeld konstant, wobei der erste Lichtschnitt identisch mit dem zweiten ist und exakt dieselbe Lage im Strömungsfeld besitzt. Weiterhin sind auch die Interrogation Spots des ersten und zweiten Bildes an der gleichen Position und von derselben Größe.

Eine der wichtigsten Größen ist die Partikeldichte im Messvolumen, die so genannte *Quell-*



**Abb. 2.6:** Skizze zur Erläuterung der Grundprinzipien von PIV

dichte  $QD$ . Sie wird nach Adrian (1984) wie folgt definiert.

$$QD = C_P \cdot \Delta z \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{d_B^2}{\beta^2} \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $C_P$  die mittlere Partikelanzahl pro Messvolumen,  $d_B$  der Durchmesser des Partikelbildes unter Berücksichtigung von Beugungseffekten und  $\beta$  die Kameravergrößerung. Diese ergibt sich aus dem Verhältnis von Bildweite  $b$  zu Gegenstandsweite  $g$ .  $QD$  stellt somit die auf dem Bild sichtbare Anzahl an Partikeln bzw. die Anzahl der Lichtquellen pro Messvolumen dar. Erzeugen zwei Partikel aus dem Messvolumen keine zwei Partikelbilder, so liegen sie entweder "hintereinander" im Lichtschnitt oder sie werden durch Beugungseffekte verbreitert. Die Quelldichte kann somit auch als mittlere Anzahl überlappender Partikel im Interrogation Spot verstanden werden und stellt damit die entscheidende Größe zur Abgrenzung von PIV ( $QD < 1$ ) zu den beiden verwandten Messtechniken Speckle Metrology ( $QD \gg 1$ ) und PTV ( $QD \ll 1$ ) dar.

Mit PIV wird also die durchschnittliche Geschwindigkeit aller sichtbaren Partikel im Messvolumen der Strömung  $\bar{\mathbf{u}}(u, v, w)$  ermittelt. Die Position eines Partikelbildes innerhalb eines Interrogation Spots  $\mathbf{X}(X, Y)$  steht mit der Lage des Partikels im Messvolumen  $\mathbf{x}(x, y, z)$  nach Gleichung (2.4) in Bezug (Keane und Adrian, 1990).

$$\mathbf{X}(X, Y) = \frac{b}{g - z}(x \cdot \mathbf{e}_x + y \cdot \mathbf{e}_y) \quad (2.4)$$

Damit ergibt sich für die lokale Verschiebung der Partikelbilder  $d\mathbf{X}(dX, dY)$  in der Bildebene folgender Zusammenhang mit der Geschwindigkeit eines Partikels in der Strömung

$\mathbf{u}(u, v, w)$ .

$$d\mathbf{X}(dX, dY) = \beta \cdot (u \cdot \mathbf{e}_x + v \cdot \mathbf{e}_y) \cdot \Delta t + \beta \cdot \frac{\mathbf{x}}{g - z} \cdot (w \cdot \Delta t) \quad (2.5)$$

Erfolgt die Aufnahme des Bildes senkrecht zum Lichtschnitt, d.h. Bildebene und Lichtschnittebene sind parallel, und gilt gleichzeitig, dass die Bildfläche gegenüber der Gegenstandsweite sehr klein ist ( $|\mathbf{X}| \ll 1$ ), ergibt sich die Partikelbildverschiebung  $d\mathbf{X}$  nach Gleichung (2.6).

$$d\mathbf{X}(dX, dY) = \beta(dx \cdot \mathbf{e}_x + dy \cdot \mathbf{e}_y) \quad (2.6)$$

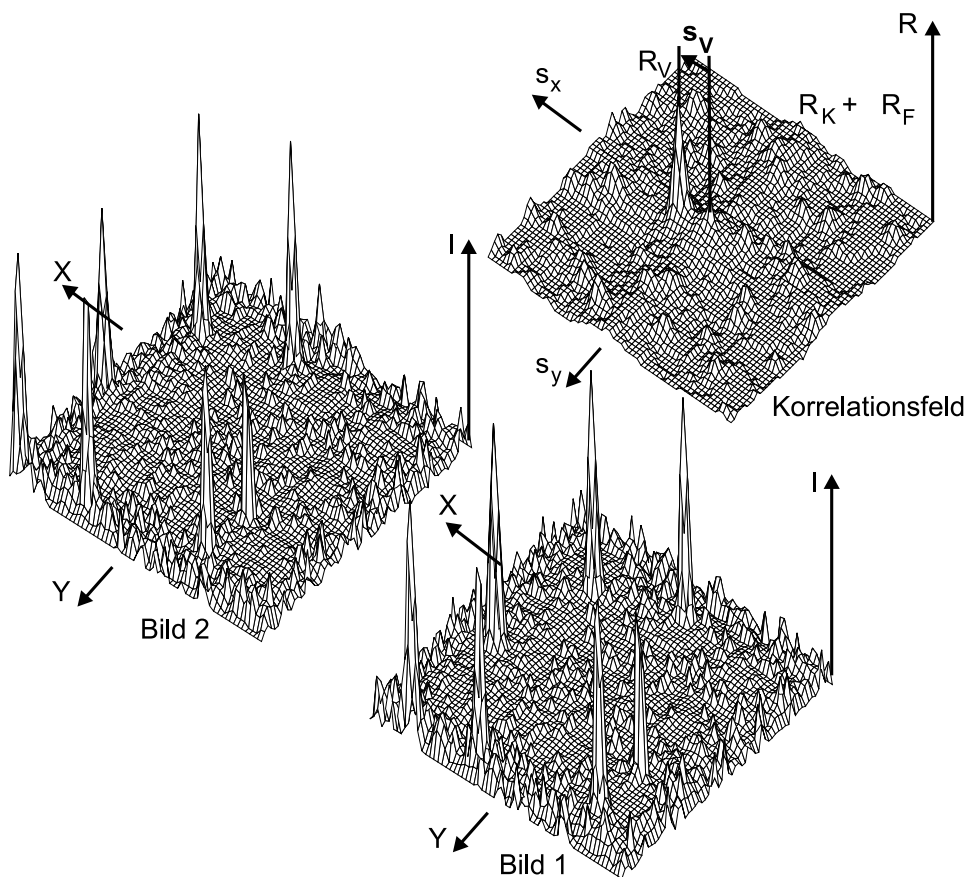
Damit kann für ein Messvolumen an der Position  $\mathbf{x}_M$  in der Strömung die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_M)$  bei Kenntnis des zeitlichen Abstands der beiden Belichtungen  $\Delta t$  wie folgt berechnet werden (Gleichung (2.7)).

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_M) = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\Delta \mathbf{X}(\mathbf{X}_I)}{\Delta t} \quad (2.7)$$

Steht die Kamera nicht im rechten Winkel zur Lichtschnittebene und ist die Lichtschnittdicke im Vergleich zum Partikeldurchmesser groß, ist die z-Komponente der Strömungsgeschwindigkeit nicht mehr vernachlässigbar. Sie kann allerdings bei Verwendung von zwei, schiefwinklig angeordneten Kameras ermittelt werden (*stereoskopisches PIV*, siehe z.B. Prasad und Adrian (1993)).

Die schnelle und genaue Bestimmung der Partikelbildverschiebung  $\Delta \mathbf{X}$  war Anlass für die Entwicklung mannigfaltiger Auswertemethoden. Während bei PTV noch diskrete Partikelpaare identifiziert werden, aus deren Schwerpunktslage der Verschiebungsvektor bestimmt werden kann (s.o.), müssen bei PIV die zweidimensionalen Intensitätsfunktionen der Interrogation Spots miteinander in Beziehung gebracht werden. Die bevorzugten Methoden zur Analyse dieser Funktionen basieren auf Korrelationstechniken. Die heute fast ausschließlich eingesetzte Methode ist die numerische Korrelation digitalisierter Bilder. Die ersten PIV-Auswertungen basierten allerdings, noch von der Speckle Metrology geprägt, auf einer Kombination aus optischer und numerischer Korrelation. Bei dieser "Hybridmethode" werden zunächst durch optische Fourier-Transformation so genannte *Young's Fringes* Muster erzeugt, welche digitalisiert und numerisch ausgewertet werden können (Dudderar und Simpkins, 1977). Auf dieser Methode aufbauend wurde eine komplett optische Korrelationstechnik entwickelt, die der ersten optischen Fourier-Analyse eine zweite optische Fourier-Transformation folgen lässt. Vorteil dieser Technik ist eine Auswertung in Echtzeit, die von der Kameraauflösung unabhängig ist (Coupland und Halliwell (1988) und Jacobsen und Buchhave (1990)). Alle drei Methoden gleichen sich grundsätzlich, allerdings werden aufgrund der Existenz echtzeitfähiger numerischer Auswerteverfahren mittlerweile fast ausschließlich elektronische Hardware- oder Software-Korrelatoren eingesetzt. Dabei hat sich in jüngster Zeit die Kreuzkorrelation durchgesetzt, die im Vergleich zur Autokorrelation erhebliche Vorteile bietet (s.o.) und durch die Entwicklung schneller Double Shutter Kameras ( $\Delta t < 1\mu s$ ) realisierbar wurde. Für die Motorenentwicklung steht damit ein Messsystem zur Verfügung, das in jedem Motorzyklus ein zweidimensionales Strömungsfeld der Ansaug-, Brennraum- oder auch Abgasströmung liefert.

Die Korrelation setzt die beiden Partikelbilder (Kreuzkorrelation) miteinander in Bezug. Diese Partikelbilder können mit einer Intensitätsfunktion  $I(\mathbf{X})$  beschrieben werden. Somit bestimmt die Kreuzkorrelation die Ähnlichkeit der beiden Funktionen  $I_1$  und  $I_2$ . **Abb. 2.7** verdeutlicht diese Beziehung anhand eines Interrogation Spots, der mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation erzeugt wurde. Die Monte Carlo Simulation wird häufig zur Erzeugung synthetischer Partikelbilder herangezogen, um grundlegender Phänomene der PIV-Messtechnik besser untersuchen zu können (z.B. Keane und Adrian (1992), Westerweel (1997)). Der Grauwert  $I$  der Bilder spiegelt die von den Partikeln gestreute Lichtintensität wider,  $R$  steht für die Korrelationsintensität, die sich aus drei verschiedenen Anteilen zusammensetzt.  $R_K$  ist der Anteil, der durch die Faltung der mittleren Intensitätswerte der Bilder zustande kommt.  $R_V$  ist der durch die tatsächliche Verschiebung entstehende Wert und  $R_F$  ist der Anteil der zufälligen Fluktuationen (Rauschen).



**Abb. 2.7:** Korrelationsfeld aus zwei simulierten Einzelbildern

Mathematisch wird die Kreuzkorrelation durch eine zweidimensionale, räumliche Faltung der Intensitätsfunktionen  $I_1$  und  $I_2$  angenähert (siehe Gleichung (2.8)),  $\mathbf{s}$  ist dabei die Verschiebung im Korrelationsfeld.

$$R(\mathbf{s}) = \int I_1(\mathbf{X}) \cdot I_2(\mathbf{X} + \mathbf{s}) d\mathbf{X} \quad (2.8)$$

Zur Berechnung des Korrelationsfeldes werden  $I_1$  und  $I_2$  zunächst einer zweidimensionalen Fourier-Transformation unterzogen (Gleichung (2.9)). Für eine Geschwindigkeitsoptimie-

rung der Algorithmen werden allerdings in der Regel 2D-FFTs (Fast Fourier Transformation) eingesetzt.

$$I_F(f_X, f_Y) = \iint I(X) \cdot e^{2\pi \cdot j \cdot (f_X \cdot X + f_Y \cdot Y)} dX dY \quad (2.9)$$

In Kurzform lässt sich obige Fourier-Transformation wie folgt schreiben:

$$I_F(\mathbf{f}_X) \Leftrightarrow I(\mathbf{X}) \quad (2.10)$$

Das Korrelationstheorem (siehe Gleichung (2.11)) erlaubt eine Korrelation im Frequenzraum durch Multiplikation der Fourier-Transformierten Funktion  $I_{F,1}$  mit der komplex konjugierten Funktion  $I_{F,2}^*$ . Durch eine anschließende inverse Fourier-Transformation dieses Produkts ergibt sich die Korrelationsfunktion  $R$ .

$$R = \text{Corr}(I_1, I_2) \Leftrightarrow I_{F,1}(\mathbf{f}_X) I_{F,2}(\mathbf{f}_X)^* \quad (2.11)$$

Mit der Berechnung des Korrelationsfeldes kann durch Ermittlung der Schwerpunktslage (*Centroid*) des Verschiebungspeaks  $R_V$  die über den gesamten Interrogation Spot gemittelte Partikelbildverschiebung  $\Delta \mathbf{X}$  bestimmt werden (Keane und Adrian, 1992).

$$\mathbf{s}_V = \frac{\int \mathbf{s} \cdot R_V(\mathbf{s}) d\mathbf{s}}{\int R_V(\mathbf{s}) d\mathbf{s}} \quad (2.12)$$

Mit Gleichung (2.7) kann damit dann die mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{\mathbf{u}}$  im Messvolumen abgeschätzt werden. Die Genauigkeit der Bestimmung des Verschiebungspeaks kann allerdings durch den Einsatz verschiedener Fit-Funktionen verbessert werden (Lourenco und Krothapalli, 1995).

Allgemein hängt die Genauigkeit einer PIV-Messung von einer Vielzahl verschiedener Parameter ab. Im Folgenden werden die wichtigsten Fehlerquellen im Hinblick auf die kontinuierliche Phase, sowie grundsätzliche Maßnahmen zu ihrer Vermeidung kurz vorgestellt. Eine Fehlerbetrachtung für die Messung in Zweiphasenströmungen wird darauf aufbauend in Kapitel 3 vorgestellt. Die Fehler können grundsätzlich in zufällige Fehler bei der Bildaufnahme und bei der Korrelation, systematische Fehler aufgrund der Algorithmen zur Peakbestimmung, und Unsicherheiten aufgrund der Strömungseigenschaften und des Partikelfolgeverhaltens eingeteilt werden. Zu den Einflussfaktoren zählen Partikeldichte und -größe, zeitlicher Abstand der Belichtungen, Bildauflösung und Größe des Interrogation Spots.

Zufällige Fehler entstehen bei PIV z.B. durch nicht-sphärische Seedingpartikel mit einer ungleichmäßigen Größenverteilung, lokale Unterschiede in der Helligkeit und der Breite des Lichtschnitts und elektronisches Rauschen beim Auslesen des CCD-Arrays. Des Weiteren wird der tatsächliche Verschiebungsvektor durch zufällige Korrelation von falschen Partikelpaaren negativ beeinflusst. Dieser Verlust an zusammengehörigen Paaren entsteht durch Partikel, die sich in x,y-Richtung (*In-Plane*) oder z-Richtung (*Out-of-Plane*) zwischen der ersten und der zweiten Belichtung aus dem Messvolumen heraus bewegen (*Loss-of-Pairs*). Nach Keane und Adrian (1990, 1991, 1992) sollte bei der Autokorrelation doppelbelichteter Bilder die Anzahl an validierbaren Partikelbildpaaren  $N_P > 15$  sein,

bei Mehrfachbelichtungen kann die Anzahl auf  $N_P > 5$  sinken. Bei der Kreuzkorrelation zweier einzelbelichteter Bilder sollte  $N_P > 7$  sein. Allerdings ist ein großer Vorteil der Kreuz- gegenüber der Autokorrelation darin begründet, dass bei der Kreuzkorrelation das Loss-of-Pairs durch Verschieben des Interrogation Spots in x,y-Richtung und Parallelverschiebung des zweiten Lichtschnitts in z-Richtung stark reduziert werden kann. Eine weitere Maßnahme, den Verlust von Partikelpaaren zu verhindern, ist die Verkleinerung des Belichtungsabstandes  $\Delta t$ . Während eine Reduktion von  $\Delta t$  auch das Out-of-Plane Loss-of-Pairs vermindert, so kann durch eine Vergrößerung des Interrogation Spots nur das In-Plane Loss-of-Pairs beeinflusst werden.

Nach Prasad et al. (1992) wirken sich diese zufälligen Fehler umso stärker aus, je größer der Durchmesser der Partikelbilder  $d_B$  im Verhältnis zu dem der Pixel  $d_{pix}$  ist. Gleichung 2.13 beschreibt den zufälligen Fehler  $\varepsilon_Z$ . Darin beinhaltet der Faktor  $k$  die Summe aller oben genannten zufälligen Fehlerquellen.

$$\varepsilon_Z = k \cdot \frac{d_B}{d_{pix}} \cdot \frac{1}{|\Delta \mathbf{X}|} \quad (2.13)$$

Während mit sinkendem  $d_B/d_{pix}$  der zufällige Fehler geringer wird, steigt der systematische Fehler an, was nach Prasad et al. (1992) zu einem optimalen Durchmesser Verhältnis von  $d_B/d_{pix} \approx 2$  führt.

Weiterhin beeinflusst die verwendete Methode der Peakbestimmung den systematischen Fehler. Wie erwähnt, kann die Genauigkeit der Peakbestimmung durch die Centroid-Methode (siehe Gleichung (2.12)) durch Verwendung verschiedener Fit-Funktionen gesteigert werden. Lourenco und Krothapalli (1995) haben gezeigt, dass speziell für geringe  $\Delta \mathbf{X}$  ein parabolischer Fit oder ein Gauß-Fit in Verbindung mit dem so genannten *zero-padding* den systematischen Fehler deutlich verringern kann.

Auch das Folgeverhalten der Seedingpartikel und die Eigenschaften der Strömung können den systematischen Fehler maßgeblich beeinflussen. Die Messmethode PIV beruht auf der Annahme, dass die lokale Euler'sche Strömungsgeschwindigkeit durch die Lagrange'sche Bewegung von Seedingpartikeln angenähert werden kann. Diese Annahme ist nur dann gültig, wenn einerseits die Seedingpartikel der Strömung ideal folgen können, und sich andererseits die Strömung zwischen den beiden Belichtungen geradlinig und stationär bewegt. Zur Bewegung von sphärischen Partikeln in Fluiden wurden schon früh von Basset (1888) Untersuchungen durchgeführt. Die daraus resultierende Bewegungsgleichung wurde von Hinze (1975) auf eine instationäre Bewegung von sphärischen Partikeln relativ zu strömenden Fluiden erweitert. Weitere Voraussetzungen für die Gültigkeit dieser Gleichung sind eine kollisionsfreie Partikelbewegung, eine homogene, zeitlich nicht variierende Turbulenz und Partikel, die kleiner sind als das turbulente Längenmaß. Melting (1997) vereinfachte diese Gleichung für die Bewegung von Feststoffpartikeln oder Flüssigkeitstropfen in Gasströmungen, der häufigsten Anwendung für PIV, aufgrund des großen Dichteverhältnisses  $\rho_P/\rho_F$  zu:

$$\frac{\pi \cdot d_P^3}{6} \cdot \rho_P \cdot \frac{d\mathbf{u}_P}{dt} = -3\pi \cdot \rho_F \cdot \nu_F \cdot d_P \cdot (\mathbf{u}_F - \mathbf{u}_P) \quad (2.14)$$

Als Kriterium für das Folgeverhalten kann nach Hjermfelt und Mockros (1965) das Verhältnis der Geschwindigkeitsamplituden  $\eta$  von Partikeln  $\overline{u_P^2}$  und Fluid  $\overline{u_F^2}$  herangezogen werden,  $\eta = 1$  bedeutet dabei ein ideales Folgeverhalten. Aus Melling (1997) kann damit folgende, einfache Abschätzung des Folgeverhaltens von Partikeln in turbulenten Strömungen abgeleitet werden.

$$\eta = \left( 1 + \left( \frac{\rho_P}{\rho_F} \cdot \frac{\pi \cdot f \cdot d_P^2}{9\nu_F} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2.15)$$

Mit Gleichung (2.15) kann nun für eine zu erwartende Turbulenzfrequenz  $f_T$ , Dichte  $\rho_F$  und kinematische Viskosität  $\nu_F$  des Fluids ein geeignetes Seeding der Dichte  $\rho_P$  mit einem maximal zulässigen Partikeldurchmesser  $d_P$  ausgewählt werden. Unter der Annahme ein  $\eta > 0,99$  wäre noch "ideal", ist für eine Luftströmung bei Umgebungsbedingungen und einer moderaten, maximalen Frequenz von  $f_T = 1 \text{ kHz}$  beispielsweise ein Olivenöl-Nebel mit einem maximalen Tropfendurchmesser von  $d_P \approx 2,7 \mu\text{m}$  geeignet. Dabei wurde für  $\rho_F = 1,18 \text{ kg/m}^3$ ,  $\nu_F = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  und  $\rho_P = 970 \text{ kg/m}^3$  angenommen.

Während die Fehler aufgrund eines mangelhaften Folgeverhaltens durch eine geeignete Wahl von Seeding-Material und Partikelgröße weitgehend minimiert werden können, sind die Fehler aufgrund von räumlichen oder zeitlichen Geschwindigkeitsgradienten durch das Messprinzip an sich gegeben und können nie vollständig eliminiert werden.

Boillot und Prasad (1996) untersuchten den Fehler durch eine beschleunigte Strömung, der nur durch eine Verkleinerung des zeitlichen Abstands der beiden Belichtungen  $\Delta t$  reduziert werden kann. Gleichzeitig steigt allerdings bei konstantem *Loss-of-Pairs* der zufällige Fehler (siehe Gleichung (2.13)). Unter Vernachlässigung räumlicher Geschwindigkeitsgradienten ergibt sich ein optimales  $\Delta t$  nach Gleichung (2.16).

$$\Delta t_{opt} = \sqrt{\frac{2k \cdot d_B}{\beta \cdot |d\mathbf{u}/dt|}} \quad (2.16)$$

Fehler durch räumliche Geschwindigkeitsgradienten können ebenfalls durch Verkleinern von  $\Delta t$ , aber auch durch Reduzieren der Spotgröße  $d_I$  minimiert werden. Nach Keane und Adrian (1992) sollten  $\Delta t$  und  $d_I$  so gewählt werden, dass sie die Bedingungen von Gleichung (2.17) erfüllen. Diese Bedingungen stellen obere Grenzen dar, bei dem der zufällige Fehler noch tolerierbar ist. Mit sinkendem  $\Delta t$  steigt auch der systematische Fehler bei der Lokalisierung des Verschiebungspeaks, da sich die Peaks durch räumliche Geschwindigkeitsgradienten stark verbreitern.

$$\beta \cdot \frac{\delta \mathbf{u}}{\delta \mathbf{x}} \cdot \frac{d_I}{2d_P} \cdot \Delta t < 1 \quad (2.17)$$

Bei der Wahl der Spotgröße  $d_I$  muss zusätzlich darauf geachtet werden, dass die geforderte minimale Anzahl an validierbaren Partikelbildpaaren im Interrogation Spot ( $N_P > 7$ ) nicht unterschritten wird. Schließlich sollte nach Keane und Adrian (1990) eine Partikelbildverschiebung von mindestens einem Partikelbilddurchmesser  $d_B$  eingehalten werden.



Die restlichen Parameter können dann so gewählt werden, dass möglichst wenig Loss-of-Pairs auftritt.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die PIV-Messtechnik für Einphasenströmungen seit langem erfolgreich eingesetzt wird, was aus einer großen Zahl an Publikationen hervorgeht (z.B. Raffel et al. (1998)). Weiterhin sind seit einiger Zeit Standard-PIV-Systeme kommerziell erhältlich, die zur weiten Verbreitung der Messtechnik beitragen. Die einfache Integrierbarkeit neuer Techniken in ein Standard-PIV-System ist deshalb ein wichtiges Kriterium bei der Entwicklung von Zweiphasen-PIV-Methoden.

### 2.2.1.2 Anwendung auf Zweiphasenströmungen

Während im vorherigen Abschnitt die Grundlagen der Particle Image Velocimetry erläutert wurden, werden im Folgenden die Möglichkeiten diskutiert, PIV für Messungen in Zweiphasenströmungen zu erweitern. Weiterhin werden die bisher in der Literatur vorhandenen Ansätze dargestellt und ausgewählte Anwendungsbeispiele beschrieben.

**Tab. 2.1** zeigt eine Aufstellung der Methoden zur Bildaufnahme und zur Phasentrennung. Die kursiv gekennzeichneten Methoden (grau hinterlegt) wurden im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt, da sie für ottomotorisch relevante Sprühstrahlen am besten geeignet sind und darüber hinaus in kommerziell erhältliche Systeme integriert werden können. Ausführlich werden diese Methoden in Kapitel 3 erläutert.

Die Techniken sind in **Tab. 2.1** zunächst nach der Art der Bilderfassung gegliedert. Dabei besteht der grundsätzliche Unterschied darin, ob die Phasen simultan oder nacheinander (sequenziell) vermessen werden.

Der Hauptvorteil der sequenziellen Messung ist eine exakte Phasentrennung. Die Geschwindigkeiten der dispergierten Phase können durch den Einsatz eines Standard-PIV-Aufbaus ermittelt werden. Dabei wird die kontinuierliche Phase nicht mit Seedingpartikeln versetzt. In einer zweiten Messung wird das Fluid mit fluoreszierenden Partikeln markiert, wobei mit Hilfe eines optischen Filters das elastische Mie-Streulicht vollständig eliminiert wird (FPIV). Damit kann die Trennung zwischen dispergierter und kontinuierlicher Phase mit einfachen Mitteln exakt vollzogen werden. Zwingende Voraussetzung für diese Vorgehensweise ist allerdings ein streng stationärer oder periodischer Anwendungsfall, bei dem sich die Versuchsbedingungen zwischen den beiden Messungen nicht verändern dürfen. Die eigentliche Interaktion zwischen den beiden Phasen kann aber auch unter idealen Voraussetzungen nicht beobachtet werden, da die zeitliche Zuordnung der einzelnen Vorgänge nicht möglich ist. Die Interaktionsphänomene können lediglich durch eine statistische Betrachtung der Ergebnisse bewertet werden. Die sequenzielle Messmethode wurde in dieser Arbeit angewandt und findet in Kapitel 3 nähere Betrachtung.

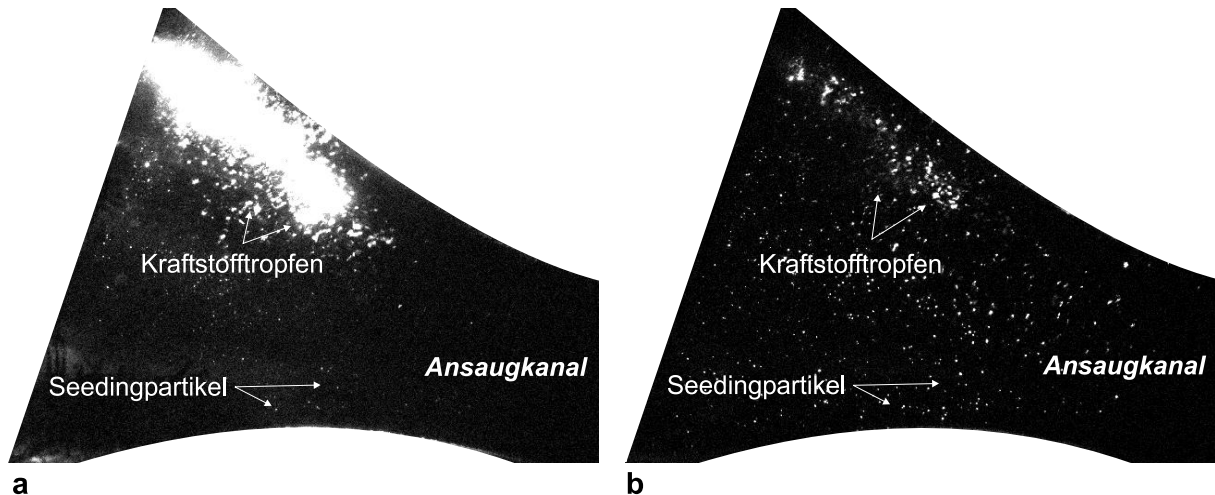
Die tatsächliche Beobachtung der Interaktion von dispergierter und kontinuierlicher Phase ist allerdings nur durch eine simultane Detektion möglich. Prinzipielle Unterscheidungsmerkmale der einzelnen Techniken sind die Aufnahmetechnik, die Art des verwendeten Streulichts und die Methode zur Phasentrennung.

<b>Simultane Detektion</b>		
<b>Bildaufnahme</b>	<b>Verwendetes Streulicht</b>	<b>Phasentrennung</b>
<i>Eine S/W-Kamera</i>	disp. Phase: Mie-Streulicht kont. Phase: Mie-Streulicht	PIV/PTV
	<i>disp. Phase: abgeschwächtes Mie-Streulicht kont. Phase: Fluoreszenzlicht</i>	Maskierung
		<i>Peaktrennung</i>
Eine Farbkamera	disp. Phase: Fluoreszenzlicht kont. Phase: Mie-Streulicht	Farbtrennung
Zwei S/W-Kameras	disp. Phase: Mie-Streulicht kont. Phase: Fluoreszenzlicht	Bildsubtraktion
<b>Sequenzielle Detektion</b>		
<i>Eine S/W-Kamera</i>	<i>disp. Phase: Mie-Streulicht kont. Phase: Fluoreszenzlicht</i>	—

**Tab. 2.1:** Möglichkeiten zur Messung mit PIV in Zweiphasenströmungen

Eine der nächstliegenden Methoden ist die gleichzeitige Aufnahme von konventionellem, nicht-fluoreszierendem Seeding und dispergierter Phase mit einer Schwarz/Weiss(S/W)-Kamera. Dabei müssen die Intensitäten des Mie-Streulichts von Seedingpartikeln und dispergierten Teilchen allerdings in einem ähnlichen Bereich liegen, damit beide Phasen auf den Bildern gut zu erkennen sind und der Dynamikbereich der Kamera nicht überschritten wird. Auch jegliche Art von Reflexionen können die Partikelbilder des Seedings so stark überstrahlen, dass keine Geschwindigkeitsauswertung mehr möglich ist. Im Falle der Zweiphasenströmung in Ottomotoren treten oben genannte Effekte verstärkt auf. Dies verdeutlicht **Abb. 2.8a** eindrucksvoll am Beispiel der Zweiphasenströmung im Ansaugkanal eines MPI-Ottomotors (vgl. Kapitel 5). Deswegen wurden in dieser Arbeit, wie **Abb. 2.8b** zeigt, mit Hilfe einer geeigneten Kombination aus fluoreszierendem Seeding und optischen Filtern die Signalintensitäten der beiden Phasen so angepasst, dass sie innerhalb des Dynamikbereichs der Kamera lagen (siehe Abschnitt 5.2.2).

Sind beide Phasen gut auf den Bildern zu erkennen, muss eine geeignete Methode gefunden werden, die Phasen zu trennen. Eine Möglichkeit besteht darin, zwei verschiedene Auswertelgorithmen (PIV für die kontinuierliche und PTV für dispergierte Phase) zu verwenden (siehe z.B. Liu und Adrian (1993), Oakley et al. (1995)). PTV identifiziert Partikel nach Helligkeit und Gestalt, und bestimmt die Verschiebung des Schwerpunktes, während PIV ein Ensemble von vielen Partikeln korreliert. Somit kann diese Methode



**Abb. 2.8:** Kraftstofftropfen und Seedingpartikel im Ansaugkanal eines MPI-Ottomotors  
 a) ohne Fluoreszenz b) fluoreszierende Partikel und optische Filter

nur unter der Voraussetzung eingesetzt werden, dass die Zahl der dispergierten Teilchen im Vergleich zu den Seedingpartikeln sehr klein ist. Außerdem müssen die dispergierten Teilchen wesentlich größer als das Seeding sein. Durch diese Einschränkungen ist eine PIV/PTV-Kombination für ottomotorische Kraftstoffsprays nur begrenzt anwendbar.

Eine weitere Möglichkeit der Phasentrennung stellt die Maskierungstechnik dar. Sie bedient sich ebenfalls der unterschiedlichen Eigenschaften der Phasen auf dem Originalbild und wird deshalb meistens in Kombination mit PTV eingesetzt. Zur Identifikation der dispergierten Phase können oft die integralen Größen Umfang oder Helligkeit des Partikelbilds verwendet werden (Jacobsen et al., 1996, Gui und Merzkirch, 1997). Reichen diese Kriterien nicht aus, kann die diskrete Intensitätsverteilung über das Partikelbild zur Unterscheidung herangezogen werden (Kiger, 1998). Nachdem die jeweilige Phase identifiziert worden ist, werden die zugehörigen Pixel extrahiert und zu einem Bild mit konstantem Grauwert addiert. Mit den so gewonnenen Bildern kann eine Standard-PIV-Auswertung durchgeführt werden, bzw. bei einer sehr geringen Partikeldichte ein Standard-PTV Algorithmus eingesetzt werden. Zur Extraktion der Phasen sind allerdings aufwändige Bildbearbeitungsroutinen notwendig, die den Auswertungsprozess stark verlangsamen.

Sind auf den Originalbildern keine signifikanten Unterschiede zwischen den Partikelbildern der kontinuierlichen und der dispergierten Phase erkennbar, kann versucht werden, unterschiedliche Strömungseigenschaften der Phasen mit auszunutzen. Speziell räumliche Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsfeld verbreitern den Korrelationspeak (siehe Abschnitt 2.2.1.1). Neben den Strömungseigenschaften bilden sich weiterhin die meisten Eigenschaften des Partikelbilds im Korrelationsfeld ab. Somit kann auch über die Eigenschaften der Korrelationspeaks eine Phasentrennung vorgenommen werden. Die Entwicklung dieser Technik ist wesentlicher Aspekt dieser Arbeit und wird in Kapitel 3 ausführlich dargestellt.

Beim Einsatz fluoreszierender Tracer liegt es nahe, die verschiedenen Lichtwellenlängen von Mie-Streuung und Fluoreszenz mit einer Farbkamera aufzuzeichnen (Sridhar et al., 1991, Towers et al., 1998b,a). Problematisch ist dabei, dass die mit dem Farbstoff versetzten Partikel nicht nur inelastisch, sondern auch elastisch Licht streuen. Da die Mie-Streuung im Vergleich zur Fluoreszenz um Größenordnungen intensiver ist, wird bei kleinen Partikeln gleicher Größe nur das elastische Streulicht detektiert. Allerdings ist die Fluoreszenz ein masseproportionales Signal, während die Mie-Streuung proportional zur Oberfläche des Teilchens ist. Somit verbessert sich das Intensitätsverhältnis mit zunehmender Größe des Partikels. Begünstigend kommt hinzu, dass die Mie-Streuung unter dem für PIV gebräuchlichen Detektionswinkel von  $90^\circ$  ein Minimum besitzt (Van de Hulst, 1981), wohingegen das Fluoreszenzlicht in alle Raumrichtungen gleich intensiv ist (Levine, 1975). Ein Grenzdurchmesser, ab dem das Fluoreszenzlicht dem Mie-Streulicht überwiegt, kann aufgrund der Abhängigkeit der Lichtintensitäten von Fluid-, Tracer- und Trägermaterial nicht allgemeingültig angegeben werden. Bei dieser Technik sollte ausschließlich die Phase mit den größeren Partikeln durch einen fluoreszierenden Tracer markiert werden.

Anstatt einer Farbkamera können auch zwei Schwarz/Weiß-Kameras verwendet werden. Dabei zeichnet die eine Kamera das Mie-Streulicht, die andere das Fluoreszenzlicht auf (Hilgers et al., 1995, Towers et al., 1998b). Um sicher zu gehen, dass von den Kameras exakt der gleiche Bildausschnitt fokussiert wird, können die Bilder mit einer Strahlteilerplatte auf die beiden Kameras aufgeteilt werden. Dabei wird die Kamera, die nur das Fluoreszenzlicht detektieren soll, mit einem optischen Filter versehen. Die andere Kamera nimmt das Mie-Streulicht beider Phasen auf. Anschließend können durch Subtraktion die Partikelbilder der einen Phase entfernt werden. Je nach Anwendungsfall kann es bei dieser Methode günstiger sein die eine oder die andere Phase zu markieren. In vielen Fällen wird es allerdings vorteilhafter sein die Seedingpartikel zu markieren, da das Mie-Streulicht der meist wesentlich größeren dispergierten Teilchen das der Seedingpartikel oft stark überstrahlt.

Die oben vorgestellten Techniken kamen bislang fast ausschließlich in Blasenströmungen zum Einsatz, Suspensionen (Hilgers et al., 1995) oder Feststoff-Luft-Strömungen (Jacobsen et al., 1996) bilden die Ausnahme. Dabei unterscheiden sich die Eigenschaften einer Blasenströmung stark von denen eines Kraftstoffsprays. Während Blasen meist Durchmesser von einigen Millimetern besitzen, sind Kraftstofftropfen selten größer als  $500\mu\text{m}$ . Hinzu kommt, dass Kraftstoffsprays polydispersen Charakter besitzen, wodurch große Teile der Tropfen sich im Bereich der Größe der Seedingpartikel befinden. Diese dürfen einen Durchmesser von wenigen Mikrometern nicht übersteigen, um ein gutes Folgeverhalten in der Gasströmung zu gewährleisten (siehe 2.2.1.1). Weiterhin sind Sprays in der Regel wesentlich dichter als Blasenströmungen.

Daraus ergeben sich für die Anwendung von PIV in Blasenströmungen einige Vorteile: Aufgrund der starken Unterschiede in Größe und Gestalt zwischen den Blasen und dem Seeding können Maskierungstechniken erfolgreich angewendet werden. Außerdem kann wegen des geringen Dichteunterschieds zwischen Fluid und Seedingpartikel die Par-

tikelgröße in einem weiteren Bereich variiert werden ohne das Folgverhalten zu beeinträchtigen. Damit kann das Intensitätsverhältnis so angepasst werden, dass beide Phasen ohne fluoreszierende Tracer auf dem Bild gut erkennbar sind (z.B. Gui und Merzkirch (1997)). Soll die Umströmung der Blasen nahe an der Blasenoberfläche ermittelt werden, wird in der Regel dennoch fluoreszierendes Seeding eingesetzt, um Reflexionen von der Blasenoberfläche zu vermeiden (z.B. Hassan und Blanchat (1991)). Form und Gestalt der Blase werden dabei oft gleichzeitig mit einer zweiten Kamera aufgezeichnet (Fujiwara et al., 1998, Dias und Riethmüller, 1998). Aufgrund der geringen Dichte der Blasen wird zur Auswertung der Blasengeschwindigkeit fast ausschließlich das Particle Tracking Verfahren herangezogen.

Ein Nachteil für die Messung in Blasenströmungen gegenüber der Untersuchung von Kraftstoffsprays ergibt sich aus der Problemstellung. Bei der Blasensäule steht oft die Umströmung der Blase und die daraus resultierende Formänderung im Vordergrund. Die Erfassung dieses transienten Phänomens ist nur durch eine simultane Detektion beider Phasen zu erreichen (z.B. Kiger und Pan (1999)). Zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten in stationären Blasenströmungen (Westerweel et al., 1996) sind selten Gegenstand der Forschung. In motorischen Sprays dagegen ist neben dem Einzelphänomen der direkten Wechselwirkung auch der zyklische Mittelwert der Geschwindigkeiten beider Phasen und seine Schwankungsbreite von besonderem Interesse. Stoßrichtung der Arbeit muss folglich die Entwicklung der simultanen Zweiphasen-PIV-Technik zur Untersuchung transienter Phänomene und der sequenziellen Messmethode für stationäre oder periodische Vorgänge mit konstanten Randbedingungen sein.

## 2.2.2 Laser Doppler Anemometrie (LDA)

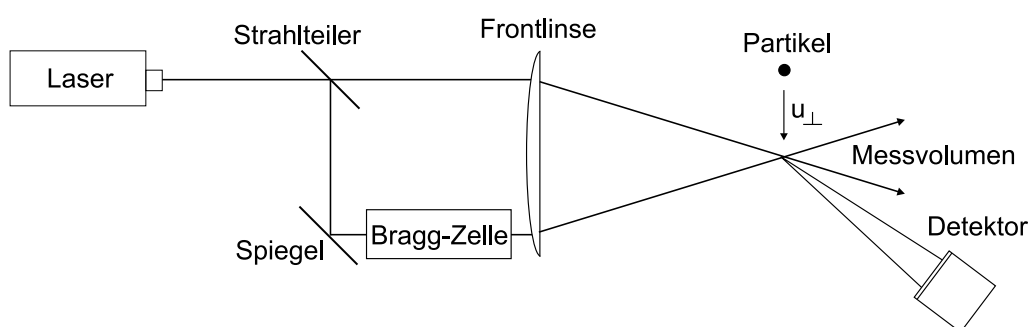
### 2.2.2.1 Grundlagen

Die Laser Doppler Anemometrie (LDA) ist eine in der Strömungsmesstechnik seit langer Zeit etablierte Messmethode, die wie PIV in der Lage ist berührungslos und damit rückwirkungsfrei Geschwindigkeiten zu ermitteln. Zur Charakterisierung einer Zweiphasenströmung ist neben den Geschwindigkeiten von dispergierter und kontinuierlicher Phase allerdings auch die Größe der Partikel entscheidend. Diese kann mit Hilfe der Phasen Doppler Anemometrie (PDA), einer Erweiterung des LDA-Prinzips (Durst und Zare', 1975), als zusätzliche Größe ermittelt werden. LDA anstelle von PIV zur Bestimmung der Gasphase heranzuziehen bringt daher den wesentlichen Vorteil mit sich, dass die LDA-Technik einfacher in einem PDA-System integriert werden kann.

Die physikalischen Phänomene, die der Laser Doppler Anemometrie zugrunde liegen, und entsprechende Vergleiche mit der PIV Methode sind bereits in zahlreichen Publikationen beschrieben (z.B. Wiedemann (1984), Durst et al. (1987), Ruck (1990), McCluskey et al. (1996)). Am ITS wurde das LDA-Verfahren hauptsächlich im Bereich der Turbinenströmungen eingesetzt. Grundlegende Arbeiten zur Anwendung von LDA in Grenzschicht- und Nachlaufströmungen von Turbinenschaufeln wurden beispielsweise von Eriksen et al.

(1984) und Wittig et al. (1984)) durchgeführt. Gerade aber die grundlegenden physikalischen Phänomene der Laser Doppler Anemometrie sind für das Verständnis des fluoreszierenden LDA (FLDA) zur getrennten Erfassung von Luft- und Tropfenströmung (siehe Abschnitt 3.3) unerlässlich. Sie werden deshalb in diesem Abschnitt kurz zusammengefasst.

Derzeit werden, wie auch in dieser Arbeit, fast ausschließlich so genannte Zweistrahl-Anemometer (vgl. **Abb. 2.9**) eingesetzt. Dabei wird ein Laserstrahl zunächst in zwei Strahlen aufgeteilt, welche anschließend von der Frontlinse der Sendeoptik auf das Messvolumen fokussiert werden. Die Empfangseinheit, bestehend aus Empfangsoptik und Detektor, ist ebenfalls auf das Messvolumen fokussiert. Als Detektoren werden zumeist Photomultiplier (PM) verwendet.



**Abb. 2.9:** Prinzipieller Aufbau eines Zweistrahl-Anemometers

Der Grundgedanke der Laser Doppler Anemometrie besteht darin, dass Lichtwellen zusammengedrängt oder gestreckt werden (Doppler-Effekt), je nachdem ob sich der Sender einer Lichtquelle auf den Beobachter zu, oder von ihm weg bewegt. Gleiches gilt für den Fall einer ruhenden Lichtquelle und eines bewegten Beobachters. Während für ruhende Sender und Beobachter die Wellenlänge des Lichts  $\lambda$  sich aus dem Quozienten aus Lichtgeschwindigkeit  $c$  und Frequenz der Lichtwelle  $\nu$  zusammensetzt ( $\lambda = c/\nu$ ), ist diese bei bewegtem Sender oder Empfänger zusätzlich von deren Geschwindigkeit abhängig. Bewegt sich beispielsweise der Sender mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  und ist  $\mathbf{e}$  der Einheitsvektor der Lichtwelle in Richtung des Beobachters, ergibt sich die veränderte Wellenlänge des Lichts  $\lambda'$  nach folgender Gleichung.

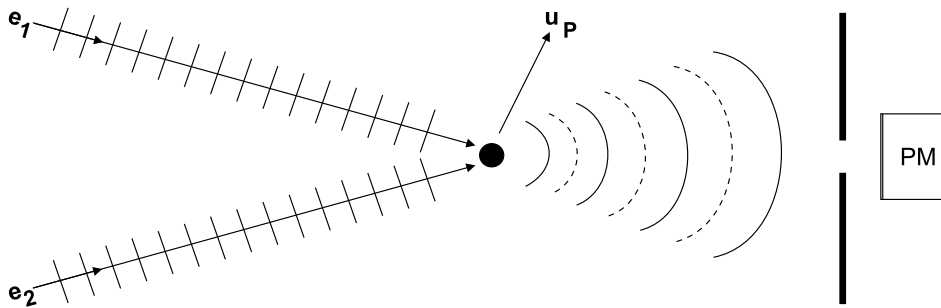
$$\lambda' = \frac{c - \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}}{\nu} \quad (2.18)$$

Aus Gleichung 2.18 lässt sich auch die Frequenzverschiebung des detektierten Lichts ( $\nu'$ ) relativ zur Ursprungsfrequenz bei ruhenden Sendern und Beobachtern ( $\nu$ ) herleiten ( $\Delta\nu = \nu' - \nu$ ). Diese Frequenzverschiebung  $\Delta\nu$  wird auch als *Dopplerfrequenz*  $\nu_D$  bezeichnet. Dabei muss die Geschwindigkeit des bewegten Senders weit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit liegen ( $c \gg |\mathbf{u}|$ ).

$$\nu_D = \frac{1}{\lambda} \cdot \mathbf{u} \cdot \mathbf{e} \quad (2.19)$$

Analog zum bewegten Sender lässt sich die Dopplerfrequenz auch für bewegte Beobachter oder sich bewegende Lichtüberträger herleiten (siehe Durst et al. (1987)).

Tropfen oder kleine in der Strömung mitgeführte Partikel können beim Durchtritt des Messvolumens als solche Empfänger und Überträger von Lichtwellen angesehen werden. Bei genauer Kenntnis der Wellenlänge des unverschobenen Laserlichts und durch eine Messung der Wellenlänge des von den Partikeln gestreuten Lichts könnte damit schon die Dopplerfrequenz ermittelt, und eine Geschwindigkeit berechnet werden. Allerdings sind die Frequenzverschiebungen so klein, dass die Messung der Wellenlänge des gestreuten Lichts äußerst exakt sein muss. Die Dynamik verfügbarer Detektoren ist hierfür allerdings zu gering. Deshalb wird bei jeder Ausführung von Laser Doppler Anemometern versucht, die vom Partikel gestreuten Lichtwellen mit einer zweiten Lichtwelle zu überlagern und am Detektor zur Interferenz zu bringen. Die zweite Lichtwelle kann, wie bei Referenzstrahl-Anemometern, aus der ungestörten Laserlichtwelle bestehen. Bei den heute gebräuchlichen Zweistrahl-Anemometern werden allerdings zwei gestreute Lichtwellen zur Interferenz gebracht. Wie in **Abb. 2.10** dargestellt ist, treffen zwei ebene, monochromatische Wellenfronten ein Partikel, das diese in radialer Richtung streut.



**Abb. 2.10:** Funktionsprinzip des Zweistrahl-Anemometers nach dem Doppler-Modell

Unter der Voraussetzung, dass die Partikelgeschwindigkeit klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit ist, kann die Schwebungs- oder Dopplerfrequenz  $\nu_D$  wie folgt ermittelt werden:

$$\nu_D = \frac{1}{\lambda} \cdot \mathbf{u}_P \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2) \quad (2.20)$$

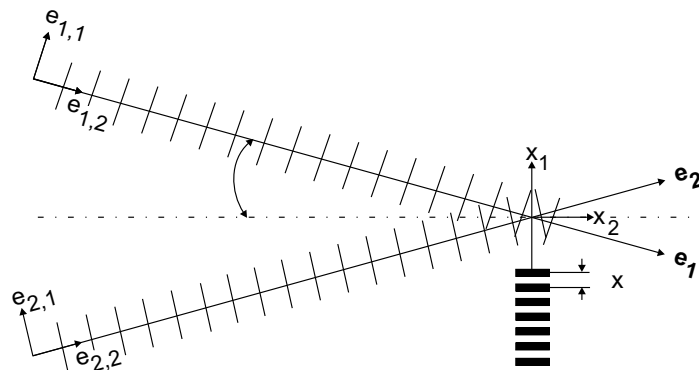
Diese Dopplerfrequenz kann in allen Raumrichtungen gleichermaßen detektiert werden, da die Überlagerung der beiden gestreuten Wellen in einem kugelförmigen Gebiet sinusförmiger Änderungen des elektromagnetischen Felds resultiert (siehe **Abb. 2.10**). Diese Schwankungen können von erhältlichen Photodetektoren, wie zum Beispiel Photomultipliern (PM) gemessen werden.

Grundvoraussetzung für das Auftreten dieser Interferenz ist allerdings die Verwendung von zeitlich und räumlich kohärentem Licht. Zeitliche Kohärenz bedeutet, dass die Phasenlage zweier Lichtwellen zeitunabhängig ist. Bei inkohärenten Lichtwellen würden innerhalb der Beobachtungszeit Verschiebungen der Interferenzstreifen auftreten, die das Muster verwischen lassen. Das zweite Kriterium für das Auftreten von Interferenz ist die spektrale Linienbreite (räumliche Kohärenz) des einfallenden Lichts. Bedingung für eine räumlich

kohärente Detektion ist, dass die Beobachtungszeit  $t_B$  kleiner als der Kehrwert der spektralen Linienbreite  $\Delta\nu$  ist ( $t_B \leq 1/\Delta\nu$ ). Während für thermische Lichtquellen diese Bedingungen meist nicht erfüllt sind, besitzt Laserlicht die geforderten Eigenschaften der zeitlichen und räumlichen Kohärenz. Diese Eigenschaften bleiben bei einem elastischen Streuprozess, wie dem der Mie-Streuung, erhalten.

Zusammenfassend kann das Doppler-Modell wie folgt erklärt werden: Die Geschwindigkeitinformation über ein Partikel, das sich durch einen Lichtstrahl bewegt, ist in einer zweifachen Dopplerverschiebung der eingestrahnten Lichtfrequenz enthalten. Das Partikel agiert als bewegter Empfänger und gleichzeitig als bewegter Überträger der eingestrahnten Lichtwelle. Die resultierende Dopplerverschiebung ist allerdings sehr gering und kann nur durch die Superposition zweier Lichtwellen und deren Interferenz am Detektor messtechnisch erfasst werden. Diese Interferenz kann allerdings nur dann auftreten, wenn beim Streuprozess die Eigenschaften der zeitlichen und räumlichen Kohärenz des eingestrahnten Lichts erhalten bleiben. Dies ist allerdings beim inelastischen und spontanen Streuprozess der Fluoreszenz nicht der Fall. Die Folgen, die sich daraus für die Erklärung des Fluoreszenz LDA (FLDA) ergeben, wurden in dieser Arbeit eingehend untersucht (Abschnitt 3.3.1).

Auch für einen anderen, weit verbreiteten Erklärungsversuch der Laser Doppler Anemometrie ist das Phänomen der Interferenz von zentraler Bedeutung. Das von Rudd (1969) vorgeschlagene *Interferenzstreifen-Modell* basiert darauf, dass zwei kohärente Lichtstrahlen mit ebenen Wellenfronten sich unter einem bestimmten Winkel  $2\varphi$  schneiden. Im Kreuzungspunkt entsteht ein ebenes Interferenzstreifenmuster (siehe **Abb. 2.11**).



**Abb. 2.11:** Funktionsprinzip des Zweistrahl-Anemometers nach dem Interferenzstreifen-Modell

Der Streifenabstand ist nur von der optischen Konfiguration des Transmitters abhängig und berechnet sich nach Gleichung 2.21.

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\varphi} \quad (2.21)$$

Bewegt sich ein Partikel durch das Gebiet der überlagerten Laserstrahlen, so streut dieses Teilchen Licht, dessen Intensität mit der des Interferenzstreifenmusters variiert. Diese Schwankungen können von einem Photodetektor aufgezeichnet werden. Ihre Frequenz



stimmt genau mit der Frequenz überein, die aufgrund des Doppler-Modells berechnet werden kann (siehe Gleichung 2.22 bzw. 2.20).

$$\nu = \frac{2 \cdot u_{\perp} \cdot \sin\varphi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \cdot \mathbf{u}_{\mathbf{P}} \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2) \quad (2.22)$$

Der große Vorteil des Interferenzstreifen-Modells gegenüber dem Doppler-Modell liegt in seiner Anschaulichkeit. Darüber hinaus konnte mit Hilfe dieses Modells auch die genaue Form des effektiven Messvolumens eines Zweistrahl-LDA-Systems ermittelt werden. Es besteht danach aus einem Satz paralleler Streifenebenen, die ein Ellipsoid um den Strahlenschnittpunkt ausfüllen. Damit können auch die Auswirkungen eines ungenauen Strahlenschnitts anschaulicher beschrieben werden. Die Interferenzstreifen werden verzerrt, und für Partikel, die an unterschiedlichen Stellen durch das Messvolumen hindurch treten, werden unterschiedliche Doppler-Frequenzen ermittelt.

Allerdings postulierte Durst (1980), dass das Interferenzstreifen-Modell physikalisch nicht korrekt wäre. Zur Erklärung dieses Postulates wird im Folgenden die Wellentheorie herangezogen.

Licht kann als die simultane Fortpflanzung einer elektrischen und einer magnetischen Welle verstanden werden, weshalb es möglich ist, Lichtwellen analytisch mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen zu beschreiben (Hecht, 1987). Für das elektromagnetische Feld  $E$  einer ebenen, linear polarisierten Lichtwelle, wie der eines Laserstrahls aus **Abb. 2.11** gilt Gleichung 2.23. Dabei ist  $E_0$  die Amplitude,  $\nu$  die Frequenz,  $K$  die Wellenzahl und  $\phi$  die Phase der Welle.

$$E_1 = E_0 \cdot \cos(2\pi\nu t - K e_{1,2} + \phi) \quad (2.23)$$

Die Linearität der Maxwell-Gleichungen erlaubt die Superposition zweier Wellen. Das resultierende E-Feld zeigt im Schnittpunkt der beiden Strahlen Minima und Maxima, die allerdings in der Regel nicht beobachtet werden können, da keine erhältlichen Detektoren auf die hohe Frequenz der Lichtschwingungen reagieren. Detektoren, wie das menschliche Auge, messen die Intensität  $I$ , die vom Licht in einer Zeit  $T$  übertragen wird. Innerhalb dieser Zeit erreichen den Detektor eine Vielzahl (in der Regel einige Millionen) von Wellenzügen. Mathematisch ergibt sich die Lichtintensität  $I$  aus dem E-Feld durch quadrieren und integrieren über eine gewisse Zeit  $T$ , die deutlich länger sein muss als die inverse Lichtfrequenz ( $T \gg 1/\nu$ ). Diese Integrationszeit  $T$  entspricht der Zeitkonstante des Detektors  $\tau$ .

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T E^2 dt \quad (2.24)$$

Für ein Zweistrahl-LDA-System bedeutet dies, dass die E-Feld-Modulation im Messvolumen nur dann als Interferenzstreifenmuster wahrgenommen werden kann, wenn ein Detektor für elektromagnetische Strahlen eingebracht wird, dessen Integrationszeit viel größer als die inverse Lichtfrequenz ist (*Square Law Detector*). Ist diese Bedingung erfüllt, ergibt sich die Intensitätsverteilung im Messvolumen nach Gleichung 2.25.

$$I = E_{0,1}^2 + E_{0,2}^2 + 2E_{0,1}E_{0,2} \cdot \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (e_{1,2} - e_{2,2}) + (\phi_2 - \phi_1) \right] \quad (2.25)$$

Partikel, wie sie bisher für LDA verwendet wurden, streuen das einfallende Licht rein elastisch. Dieser Streuprozess verläuft annähernd spontan. Deshalb besitzen solche Partikel keine integrierenden Eigenschaften und "sehen" oder "erfahren" keine Intensitätsmodulation. Die Interferenzstreifen sind also für diese Partikel physikalisch nicht existent, es sei denn, sie würden die Eigenschaften eines Photodetektors besitzen. Dass es Partikel mit solchen Eigenschaften gibt (z.B. fluoreszierende Partikel), und was sich daraus für Konsequenzen für die Funktionsweise des LDA ergeben, wird in Abschnitt 3.3.1 ausführlich dargestellt.

Wie oben gezeigt, sind die beiden Modelle für die Auswertung der Frequenz- und damit auch der Geschwindigkeitsinformation der Partikel gleichwertig. Lediglich bei der Abhängigkeit der Signalqualität von der Partikelgröße zeigt sich die physikalische Unvollständigkeit des Interferenzstreifen-Modells. So scheitert der Versuch, nur auf Basis des Interferenzstreifen-Modells die Modulationstiefe des Doppler-Signals abzuschätzen. Die Änderung der Position eines Partikels im Messvolumen, dessen Durchmesser größer als der Streifenabstand ist, würde demnach vorwiegend eine Verschiebung des Entstehungsorts des Streulichts entlang der Partikelbahn hervorrufen. Die Streulichtintensität selbst würde nahezu unverändert bleiben, und es wäre keine Doppler-Frequenz detektierbar. Dies kann im Experiment eindeutig widerlegt werden (Durst et al., 1987). Weitere Einschränkungen im Hinblick auf die Vorhersage von Signalqualität und Amplitudencharakteristika wurden beispielsweise auch von Roberds (1978) herausgefunden. Die korrekte Vorhersage der gesamten Signalform ist demnach nur mit Hilfe des Doppler-Modells in Verbindung mit der Mie'schen Streulichttheorie möglich. Da die Mie-Theorie nur für elastische Streuprozesse gilt, ist die Vorhersage der Signalform bei Verwendung von Fluoreszenzlicht nicht möglich. Der Verlauf der Signalintensität beim FLDA wurde in dieser Arbeit hergeleitet (vgl. Abschnitt 3.3.1.3).

Gerade die korrekte Abschätzung der Signalamplitude ist bei der Messung in Zweiphasenströmungen von entscheidender Bedeutung, da mit ihrer Hilfe die Unterscheidung zwischen den Seedingpartikeln der kontinuierlichen Phase und den Teilchen der dispergierten Phase unterschieden werden kann (siehe Abschnitt 2.2.2.2). Die Bestimmung der tatsächlichen Partikelgröße, welche z.B. von Roberds (1978) noch mit Hilfe der Signalamplitude vorgenommen wurde, wird seit einiger Zeit allerdings fast ausschließlich mit der Phasen Doppler Anemometrie (PDA) durchgeführt. Dabei werden mindestens zwei Detektoren verwendet, die in einem definierten, räumlichen Abstand zueinander stehen. Die von den verwendeten Detektoren empfangenen Doppler-Signale weisen eine Phasenverschiebung auf, die in einem direkten Bezug zum Durchmesser eines sphärischen Partikels steht. Dieser Bezug kann aus Streulichtberechnungen ermittelt werden. Dieses physikalische Phänomen wurde erstmals von Durst und Zare' (1975) beschrieben und später von Bachalo und Houser (1984) zu einem kommerziellen System weiterentwickelt. Ausführliche Erläuterungen zur Phasen Doppler Anemometrie finden sich z.B. bei Durst et al. (1987), Sankar und Bachalo (1991). Eine grundlegende Diskussion der Fehlerquellen des Verfahrens wurde z.B. von Bachalo und Sankar (1994) und auch bei Willmann et al. (1994) am ITS dargestellt.

### 2.2.2.2 Messungen mit LDA bzw. PDA in Zweiphasenströmungen

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Möglichkeiten vorgestellt, mit LDA bzw. PDA in Zweiphasenströmungen zu messen. Einige in der Literatur vorhandenen Ansätze werden dargestellt und vor dem Hintergrund ihrer Anwendung diskutiert.

**Tab. 2.2** zeigt eine Aufstellung möglicher Unterscheidungskriterien und Methoden zur Phasentrennung. Die kursiv gekennzeichnete Fluoreszenz-Methode (FLDA) ermöglicht eine eindeutigen Phasentrennung und zeichnet sich durch die Einsetzbarkeit in ottomotorisch relevanten Sprühstrahlen aus. Sie ist deshalb Gegenstand dieser Arbeit und wird in Kapitel 3 ausführlich erläutert.

Unterscheidungskriterium	Diskriminierungsmethode
Partikelgröße	Amplitudenhöhe
	Beugungsstärke
	Phasenunterschiede (PDA)
Brechungsindex	Phasenverhältnis / -vorzeichen
<i>Mie-Streuung / Fluoreszenz</i>	<i>Farbtrennung</i>

**Tab. 2.2:** Möglichkeiten zur Messung mit LDA bzw. PDA in Zweiphasenströmungen

Das nächstliegende Unterscheidungskriterium ist die Partikelgröße, da die Seedingpartikel in vielen Anwendungen wesentlich kleiner gehalten werden können als die Partikel der dispergierten Phase.

Da die Intensität des Streulichts im Mie- und im geometrischen Bereich quadratisch mit dem Partikeldurchmesser ansteigt kann die Höhe der Signalamplitude zur Phasendiskriminierung herangezogen werden. Levy (1986) und Maeda et al. (1986) beispielsweise wendeten diese Technik zur Messung in Feststoffpartikel- bzw. Tropfen-beladenen Luftströmungen an. Die Problematik bei dieser Methode besteht darin, dass Partikel, die sich am Rand durch das Messvolumen bewegen, ein wesentlich schwächeres Signal erzeugen als Partikel, die das Interferenzstreifenmuster zentral durchqueren. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, müssen Signale (*Bursts*) mit einer geringen Anzahl an Wellenzügen (Dopplerzyklen) von der Auswertung ausgeschlossen werden.

Die Beugungsintensität als eine weitere Möglichkeit zur Unterscheidung von kleinen Seedingpartikeln und wesentlich größeren Teilchen der dispergierten Phase wurde von Muste et al. (1996) vorgeschlagen. Diese untersuchten eine mit Sand beladene Wasserströmung, wobei der Durchmesser der Sandkörner um etwa zwei Größenordnungen größer war als der Partikeldurchmesser des Seedings. Neben den LDA-Messstrahlen wurde deshalb ein dritter, unterschiedlich polarisierter Laserstrahl ins Messvolumen eingebracht. Die Intensität der Beugung dieses Laserstrahls, die simultan zu den LDA-Signalen in naher Vorwärtsrichtung ( $5^\circ$ ) gemessen wurde, konnte nach Einführung eines Schwellwerts zur Unterscheidung zwischen Sand und Seeding herangezogen werden.

Durch die Entwicklung der *Phasen* Doppler Anemometrie konnte im Gegensatz zu den oben beschriebenen Methoden die Partikelgröße nach dem Laser Doppler Prinzip exakt ermittelt werden. Diese Technik fand deshalb für die simultane Messung in Zweiphasenströmungen breite Anwendung (z.B. Hardalupas und Taylor (1988), Qiu et al. (1991), Bröder et al. (1998)). Nachteilig ist dabei allerdings, dass die Brechungsindices von den Partikeln der kontinuierlichen und der dispergierten Phase nahezu identisch sein müssen, wenn vorwiegend gebrochenes Licht für die PDA-Auswertung herangezogen wird. Außerdem muss, wie bei allen auf der Partikelgröße basierenden Verfahren, ein ausreichend großer Abstand der Durchmesser von Seedingpartikel und dispergierter Phase existieren. So mussten Bröder et al. (1998) in ihrer Blasenströmung beispielsweise einen Abstand von mehr als  $100\mu\text{m}$  realisieren.

Sind solche signifikanten Größenunterschied nicht vorhanden müssen andere Trennungskriterien gefunden werden. Eine mögliche Maßnahme ist der Einsatz von Seeding-Materialien mit Brechungsindices, die sich von dem der dispergierten Phase deutlich unterscheiden. Diese Brechungsindices können, wie Naqwi et al. (1991) und Brenn et al. (1994) zeigten, mit Hilfe eines erweiterten PDA (EPDA) ermittelt werden. Das EPDA verwendet zwei Detektoreinheiten, die in unterschiedlichen Winkeln auf das Messvolumen gerichtet sind. Aus dem Verhältnis der beiden Phasenverschiebungen, das von der Tropfengröße unabhängig ist, kann der Brechungsindex bestimmt werden. Nachteilig ist bei dieser Technik, dass die Brechungsindices um mindestens 0,1 differieren müssen. Der größte Nachteil besteht allerdings darin, dass zwei komplette Detektoreinheiten erforderlich sind. Domnik et al. (1996) konnten dies vermeiden, da sie Partikel zur Verfügung hatten, die komplett unterschiedliche Streueigenschaften aufwiesen. Während transparente Flüssigkeitstropfen (Flüssiggas) Licht hauptsächlich durch Brechung erster oder höherer Ordnung streuen, wird das einfallende Licht von metallischen Feststoffpartikeln fast ausschließlich reflektiert. Da die durch Reflexion erzeugte Phasenverschiebung das entgegengesetzte Vorzeichen (positiv) des durch Brechung hervorgerufenen Phasenshifts besitzt, kann damit eine Phasentrennung vorgenommen werden. Dabei sollte das optische Arrangement der Gestalt sein, dass die Phasenverschiebung im Bereich von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  für Reflexion bzw.  $-180^\circ$  für Brechung liegt. Dadurch halbiert sich allerdings der Dynamikbereich des Messsystems.

Oben genannte Methoden sind entweder auf zweiphasige Systeme beschränkt, bei denen die Partikelgrößen oder die Brechungsindices von Seedingpartikeln und den Teilchen der dispergierten Phase stark unterschiedlich sind. Diese Kriterien können in motorischen Zweiphasenströmungen äußerst selten erfüllt werden. Deshalb wurde in dieser Arbeit ein Ansatz gewählt, der Fluoreszenzlicht zur LDA-Auswertung heranzieht. Jegliche Art von elastisch gestreutem Licht wird dabei eliminiert. Dadurch kann die mit einem fluoreszierenden Farbstoff gekennzeichnete Phase eindeutig identifiziert werden. Diese Messtechnik ist in der Literatur noch weitgehend unbekannt, lediglich bei Sommerfeld und Bröder (1999) sind erste Versuche mit fluoreszierenden Partikeln dargestellt. Allerdings werden hier weder das Funktionsprinzip dieser Messtechnik, noch die physikalischen Grundlagen oder mögliche Optimierungsschritte beschrieben. Die Klärung dieser Fragen ist deshalb eines der wichtigsten Ziele dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 3.3).

## 2.3 Zielsetzung der Arbeit

Eine der vordringlichsten Aufgaben bei der derzeitigen Entwicklung von Ottomotoren ist, wie in Kapitel 2.1 herausgearbeitet werden konnte, die Verbesserung der Gemischaufbereitung. Das Konzept der Benzin-Direkteinspritzung, das bessere Wirkungsgrade verspricht, hat dabei das Problem der Realisierung einer optimalen Ladungsschichtung in den Teillastbetriebspunkten. Durch die geringe Zeit, die dabei für die Verdampfung des Kraftstoffs zur Verfügung steht, kommt dem Transport flüssiger Kraftstoffbestandteile durch die Interaktion mit der Luftströmung im Brennraum besondere Bedeutung zu. Konventionelle Ottomotoren im betriebswarmen Zustand verwenden zumeist die Strategie der vorgelagerten Einspritzung, um die maximale Zeit zur Kraftstoffverdampfung auf den heißen Oberflächen von Ansaugkanal und Einlassventilen zu nutzen. Im Kaltstart allerdings ist die Verdampfungsrate äußerst gering und die Wechselwirkung von Kraftstofftropfen mit der Ansaugluft rückt in den Vordergrund. In den problematischen Betriebspunkten von Motoren mit Saugrohr- und Direkteinspritzung kann die Verbesserung der Gemischaufbereitung somit vor allem durch die Kenntnis der physikalischen Phänomene der Zweiphasenströmung erreicht werden.

Die korrekte numerische Berechnung einer instationären Sprühstrahlausbreitung ist momentan in einem realistischen Zeitrahmen noch nicht möglich, da sich viele komplexe Phänomene räumlich und zeitlich überlagern. Umso wichtiger ist die experimentelle Charakterisierung der Zweiphasenströmung in Ottomotoren. Außer zur Verbesserung des physikalischen Verständnisses können die experimentellen Ergebnisse auch als "Benchmark" für die Randbedingungen der numerischen Simulation dienen.

Seit einigen Jahren haben sich die zwei berührungslos arbeitenden Messverfahren Partikel Image Velocimetry (PIV) und Laser Doppler Anemometrie (LDA) in der Strömungsmesstechnik etabliert (siehe Kapitel 2.2). Sie sind prinzipiell in der Lage, sowohl Tropfen- als auch Luftgeschwindigkeiten zu bestimmen, in ihren Standardausführungen kann aber jeweils nur eine der beiden Phasen vermessen werden. Bekannte Ansätze zur Erweiterung der Techniken für die Messung in Zweiphasenströmungen sind aufgrund der speziellen Eigenschaften von ottomotorischen Sprühstrahlen nicht anwendbar.

Da allerdings zur vollständigen Charakterisierung einer Zweiphasenströmung die Information über beide Phasen gleichzeitig vorhanden sein sollte, ist das vornehmliche Ziel der Arbeit, PIV und LDA zur simultanen Erfassung der Geschwindigkeiten von Kraftstofftropfen und Luftströmung einsatzfähig zu machen. Dabei kommt der Nutzung der Fluoreszenz für die Phasentrennung eine zentrale Bedeutung zu.

Mit Hilfe dieser neu entwickelten Messtechniken sollen die Sprühstrahlen von saugrohr- und direkteinspritzenden Ottomotoren sowohl unter modellhaften als auch unter realen Bedingungen vermessen werden. Die gewonnenen Kenntnisse über die Zweiphasenströmung sollen mit motorischen Kenngrößen korreliert werden. Aus den Zusammenhängen zwischen Gemischbildung, Verbrennung und Emissionen können dann gezielte Maßnahmen zur Steigerung des Wirkungsgrads und zur Absenkung der Emissionen abgeleitet werden.

---

Außerdem kann die numerische Simulation durch gewonnene Messdaten und physikalische Modelle unterstützt werden.

## **3 Messtechnik**

Zweiphasenströmungen sind in vielen technischen Anwendungen Gegenstand intensiver Forschungsarbeiten. Wie in Kapitel 2 erläutert, wurden vornehmlich auf dem Gebiet der Blasenströmungen bereits PIV-Methoden entwickelt, die eine Charakterisierung der Interaktion zwischen flüssiger und gasförmiger Phase ermöglichen. Auch das LDA-Verfahren wurde bereits zur Messung in Zweiphasenströmungen eingesetzt. Die Charakterisierung instationärer Kraftstoffsprays, wie sie in Ottomotoren Anwendung finden, stellt an die Messmethoden allerdings zum Teil deutlich unterschiedliche Anforderungen.

Im Folgenden werden die in dieser Arbeit erweiterten PIV- und LDA-Verfahren erläutert, mit deren Hilfe die Tropfen- und die Luftströmung in ottomotorischen Kraftstoffsprays phasentrennt charakterisiert werden können. Eine Schlüsselstellung kommt dabei den fluoreszierenden Partikeln für die Markierung der Luftströmung (Seeding) zu. Die Anforderungen an die Seedingpartikel, sowohl hinsichtlich der optischen als auch der strömungsmechanischen Eigenschaften, sind für die beiden erweiterten Messmethoden - Zweiphasen-PIV und FLDA - ähnlich. Die Diskussion dieser Anforderungen wird daher der Erläuterung der eigentlichen Messprinzipien voran gestellt.

### **3.1 Fluoreszierendes Seeding**

Eine der Herausforderungen bei der Anwendung von Standardausführungen der beiden Verfahren PIV und LDA in technischen Systemen ist die korrekte Geschwindigkeitsbestimmung in der Nähe von stark reflektierenden Oberflächen. Dies gilt für die Messung in Wandnähe oder z.B. dicht über Flüssigkeitsfilmen genauso wie für die Vermessung der kontinuierlichen Phase in Zweiphasenströmungen. In Kraftstoffsprays besteht die Schwierigkeit darin, die Seedingpartikel zur Markierung der Luftströmung in der Umgebung von großen und damit stark lichtstreuenden Kraftstofftropfen korrekt zu identifizieren. Mit Hilfe von fluoreszierenden Partikeln, die einfallendes Licht nicht nur elastisch streuen, sondern auch in Licht unterschiedlicher Wellenlängen umwandeln, kann die Trennung von Partikelsignalen und Oberflächenreflexionen für beide Messverfahren sichergestellt werden. Gleichzeitig müssen allerdings die Anforderungen an das Folgeverhalten der Partikel in der Strömung erfüllt sein.

#### **3.1.1 Fluoreszierende Stoffe und ihre optischen Eigenschaften**

Die Grundlagen der Fluoreszenz werden hier nur soweit erläutert, wie sie zum Verständnis der getroffenen Auswahl des fluoreszierenden Seedings notwendig sind. Nähere Erläuterungen zur Fluoreszenz finden sich zum Beispiel bei Levine (1975) oder Brandsen und Joachain (1983).

Im Gegensatz zu elastischen Streuprozessen wie der Mie- oder der Rayleigh-Streuung geht bei inelastischen Streuprozessen wie der Fluoreszenz das einfallende Licht eine Wechselwirkung mit der streuenden Materie ein. Das fluoreszierende Molekül absorbiert mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $B_{12}$  (Einsteinkoeffizient für die Absorption) ein Photon der Energie  $E_A = h \cdot \nu_A$  und geht in einen elektronisch angeregten Zustand über. Vibratorisch und rotatorisch angeregte Niveaus werden strahlungslos abgebaut bis der elektronisch angeregte Grundzustand erreicht ist. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $A_{21}$  kommt es von diesem Energiezustand aus zur spontanen Emission eines Photons der Energie  $E_F = h \cdot \nu_F$ , wobei das Molekül wieder in seinen Grundzustand übergeht. Dieser Vorgang wird als "Fluoreszenz" bezeichnet. Die Energie des Fluoreszenz-Photons  $E_F$  ist aufgrund des strahlungslosen Übergangs im elektronisch angeregten Zustand kleiner als die des absorbierten Photons  $E_A$ . Mit Ausnahme der extrem seltenen "resonanten" oder "inversen" Fluoreszenz, bei der  $E_A \leq E_F$  gilt, ist die Wellenlänge des emittierten Fluoreszenzlichts also immer größer als die des absorbierten Lichts.

Für große organische Moleküle sind eine Vielzahl von Absorptions- und Emissionsübergängen möglich, die mit jeweils unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten behaftet sind. Daraus ergibt sich, dass ein Molekül nicht nur Licht einer bestimmten Wellenlänge sondern eines gesamten spektralen Bereichs (Bande) absorbieren und emittieren kann.

Ein Konkurrenzprozess der Fluoreszenz ist der strahlungslose Energieabbau durch Stöße mit benachbarten Molekülen (Quenching), die mit einer Wahrscheinlichkeit  $Q_{21}$  ablaufen. Eine der wichtigsten Größen stellt somit die Fluoreszenz- oder Quantenausbeute  $\eta_F$  dar, die wie folgt definiert ist:

$$\eta_F = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (3.1)$$

Dieser Fluoreszenzwirkungsgrad ist bei der Auswahl des Tracerstoffes ein entscheidendes Kriterium, da die Intensität des Fluoreszenzlichts im Vergleich zum Mie-Streulicht um Größenordnungen schwächer ist. Grundsätzlich muss allerdings zunächst sichergestellt werden, dass das Laserlicht von dem verwendeten Stoff absorbiert werden kann. Um eine exakte Trennung von Laser- und Fluoreszenzlicht realisieren zu können, muss die Fluoreszenzbande möglichst weit von der Laserwellenlänge entfernt sein. Weiterhin dürfen sich Emissions- und Absorptionsbanden nicht zu stark überschneiden, da das Fluoreszenzlicht ansonsten durch Reabsorption abgeschwächt wird.

Sowohl für PIV als auch für LDA ist außerdem wichtig, dass das Einsetzen der Fluoreszenz immer zum gleichen Zeitpunkt erfolgt (konstanter "Onset"), und die Fluoreszenzlebensdauer möglichst gering ist.

Bei PIV werden die Partikel zweimal nacheinander mit kurzen Lichtpulsen ( $10 - 30ns$ ) beleuchtet. Die Belichtungszeiten der Kamera können dagegen im Bereich von einigen Millisekunden liegen. Zur Auswertung der Geschwindigkeiten wird daher der zeitliche Abstand der beiden Laserpulse verwendet. Eine starke zeitliche Fluktuation des Beginns der Fluoreszenz nach der Beleuchtung durch den Laserpuls (Onset) würde die Genauigkeit der Messung beeinträchtigen. Ein zu langes Anhalten der Fluoreszenz würde zu einer



Bewegungsunschärfe auf dem Bild führen, wodurch Fehler in der Korrelation auftreten könnten.

LDA wertet die Frequenz des vom Partikel ausgesendeten Streulichts zur Ermittlung der Geschwindigkeit aus. Ein fluktuierendes Einsetzen der Fluoreszenz hätte ähnlich wie bei PIV negative Auswirkungen auf die Genauigkeit der Messung. Eine zu große Fluoreszenzlebensdauer würde die Modulationstiefe des Frequenzsignals reduzieren. Ausführlich werden die Auswirkungen der optischen Eigenschaften des fluoreszierenden Farbstoffes auf das FLDA-Funktionsprinzip in Abschnitt 3.3 diskutiert.

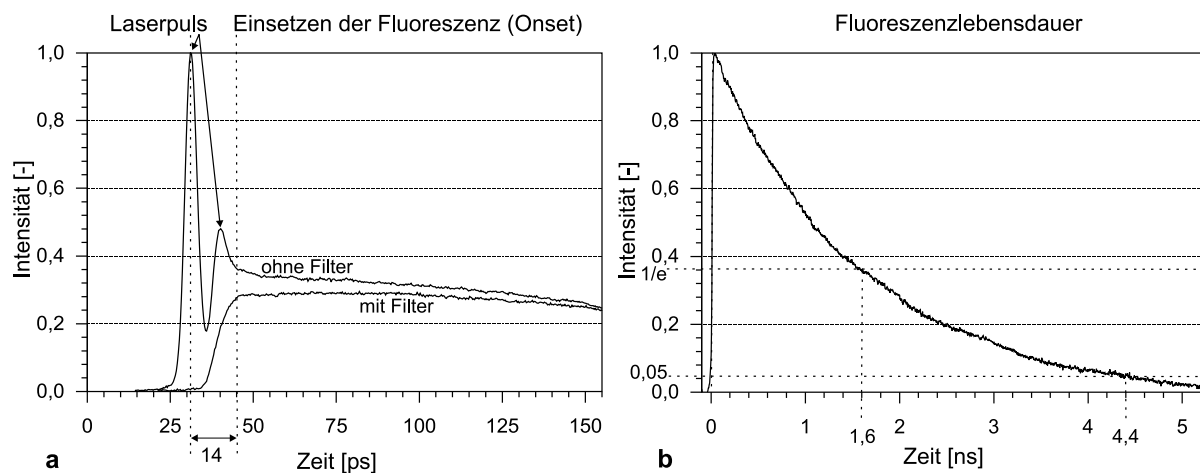
Für PIV werden seit einiger Zeit hauptsächlich gepulste Nd:YAG-Laser (Neodym : Yttrium Aluminium Granat) auf einer Wellenlänge von  $532\text{nm}$  oder Kupferdampf-Laser bei  $510,6\text{nm}$  eingesetzt. Bei LDA bzw. PDA haben sich  $\text{Ar}^+$ -Laser, welche bei Wellenlängen von  $476,5\text{nm}$ ,  $488\text{nm}$  und  $514,5\text{nm}$  arbeiten, durchgesetzt. Daraus ergibt sich, dass der fluoreszierende Farbstoff eine Absorptionsbande zwischen  $450\text{nm}$  und  $550\text{nm}$  besitzen muss.

Einer der entscheidenden Faktoren für die Arbeit war es folglich, einen kostengünstigen und ungiftigen Stoff zu finden, der möglichst intensiv fluoresziert und eine kurze Lebensdauer besitzt. In die engere Wahl kamen die Stoffe Fluoreszein, Rhodamin 6G, Rhodamin B, Sulforhodamin und DCM (4-Dicyanomethylen-2-Methyl-6-p-Dimethylaminostyryl-4H-Pyran), da ihr Absorptionsmaximum (Bandenbreite in etwa  $100\text{nm}$ ) im Bereich um  $500\text{nm}$  liegt. Diese Stoffe wurden im Hinblick auf einen Einsatz in Zweiphasen-PIV- und FLDA-Systemen näher untersucht.

Über die für PIV und FLDA entscheidenden Größen Fluoreszenzausbeute, -lebensdauer und -onset sind der Literatur keine vollständigen Daten zu entnehmen. Deshalb wurden in einer gemeinsamen Studie mit dem Institut für Angewandte Physik der Universität Karlsruhe zeitaufgelöste Fluoreszenz-Spektroskopie-Untersuchungen an diesen Stoffen durchgeführt (siehe auch Rottenkolber et al. (2000)). Die Anregung der Farbstoffe erfolgte mit  $150\text{fs}$ -Laserpulsen auf einer Wellenlänge von  $400\text{nm}$  (Titanium:Sapphire-Laser). Die Fluoreszenz-Antwort wurde von einer *Synchroscan* Streak-Kamera mit einer Auflösung besser als  $2\text{ps}$  aufgezeichnet.

**Abb. 3.1** zeigt die aufgezeichneten Intensitäten (Mittelung über 100 Samples) bei Verwendung von DCM. Um das Einsetzen der Fluoreszenz beobachten zu können, wurde die größte zeitliche Auflösung der Kamera gewählt. Dabei wurden Messungen mit und ohne Tiefpassfilter, der für die Wellenlänge des Lasers undurchlässig ist, durchgeführt, um die Laser- und Fluoreszenzsignale eindeutig unterscheiden zu können. Zur Bestimmung der Fluoreszenzlebensdauer wurde der größte Zeitbereich der Kamera herangezogen.

Bei einem Vergleich der Messungen zur Bestimmung des Fluoreszenz-Onsets (**Abb. 3.1a**) wird deutlich, dass der Laserpuls sich in zwei zeitlich nacheinander auftretenden Signalen widerspiegelt. Dies ist auf eine charakteristische, unvermeidbare Reflexion der Küvette zurückzuführen. Welches der beiden Signale für die Anregung der Fluoreszenz im Messvolumen verantwortlich ist, kann nicht gänzlich geklärt werden. Somit kann aufgrund dieser Messungen lediglich ein Bereich angegeben werden, in dem das Einsetzen der Fluoreszenz



**Abb. 3.1:** Einsetzen der Fluoreszenz nach Anregung durch einen Laserpuls

stattfindet. Für DCM liegt dieser Bereich bei  $14\text{ps}$ , wobei die Fluktuationen im Bereich  $1\text{ps}$  lagen.

Die vollständige Fluoreszenzantwort zeigt ein exponentielles Abklingen (**Abb. 3.1b**). In der Regel wird die Fluoreszenzlebensdauer durch die  $1/e$ -Abfallszeit charakterisiert. Für DCM wurde eine Lebensdauer von  $1,6\text{ns}$  gemessen. Von Hammond (1979) wurde eine Abfallszeit von  $1,9\text{ns}$  ermittelt, dabei unterscheiden sich allerdings sowohl Laserwellenlänge, als auch Lösungsmittel und Konzentration zu den Bedingungen dieser Studie. Speziell für FLDA ist allerdings das vollständige Abklingen der Fluoreszenz für eine optimale Modulationstiefe notwendig. Deshalb wurde zusätzlich zum  $1/e$ -Kriterium eine 95%-Abfallszeit eingeführt. Diese liegt für DCM bei  $4,4\text{ns}$ .

Zum Vergleich der Fluoreszenzintensitäten zwischen den einzelnen Stoffen wurden die Signale aufgrund eines variierenden Offsets korrigiert und auf die Intensität des Lasersignals normiert. Wechselnde Versuchsbedingungen (Änderungen im Versuchsaufbau, Einflüsse von Art und Konzentration des Lösungsmittels, Umgebungslicht, etc.) lassen allerdings nur eine qualitative Bewertung der Fluoreszenzstärke der einzelnen Stoffe zu (vgl. **Tab. 3.1**). Die Literaturdaten zur Fluoreszenzausbeute sind nicht konsistent, was wiederum auf unterschiedliche Randbedingungen zurückzuführen sein kann (Antonov und Hohla, 1983, Broyer und Chevaleyre, 1984, Hammond, 1979). Gemeinsam haben die Literaturangaben allerdings ein hohes Intensitätsniveau für DCM. Von Hammond (1979) wurde für DCM im Vergleich zum stark fluoreszierenden Rhodamin 6G sogar eine mehr als doppelt so große Fluoreszenzintensität gemessen.

Zusammenfassend sind die wichtigsten Eigenschaften der untersuchten fluoreszierenden Laserfarbstoffe in **Tab. 3.1** dargestellt.

Preis, Toxizität und die Werte für die Absorptionsmaxima sind dabei Herstellerangaben entnommen. Die Emissionsmaxima basieren auf Daten von Antonov und Hohla (1983) und Broyer und Chevaleyre (1984), deren Untersuchungen allerdings im Hinblick auf den Einsatz in Farbstoff-Lasern durchgeführt wurden. Die Werte für die Emissionswellenlängen beziehen sich deshalb auf die stimulierte Emission und sind zudem von der

Stoffeigenschaften	Fluoreszein	Rhodamin 6G	Rhodamin B	Sulforhod. G	DCM
$\lambda$ Absorption,max	496nm	524nm	544nm	529nm	481nm
$\lambda$ Emission,max	ca. 553nm	ca. 580nm	ca. 600nm	ca. 650nm	ca. 650nm
Fluoreszenzstärke	mittel	hoch	niedrig	niedrig	sehr hoch
Lebensdauer	10ns	2,4ns	3,5ns	5,8ns	1,6ns
Onset	< 14ps	<10ps	<18ps	<35ps	<14ps
Toxizität	schädlich	mögl. canc.	schädlich	keine Angabe	keine Angabe
Preis	niedrig	niedrig	niedrig	hoch	mittel

**Tab. 3.1:** Eigenschaften verschiedener fluoreszierender Stoffe

Pumpwellenlänge des anregenden Lasers und der Art des Lösungsmittels abhängig. Somit sind diese Daten lediglich als Anhaltswerte zu betrachten.

Abschließend kann festgehalten werden, dass der Stoff DCM in fast allen Punkten den anderen für den Wellenlängenbereich 450–550nm gebräuchlichen Laserfarbstoffen überlegen ist. Das Fluoreszenzlicht von DCM ist am weitesten nach Rot verschoben, was eine hervorragende Trennbarkeit von Laser- und Fluoreszenzlicht sicherstellt. Die große Fluoreszenzstärke lässt auf eine gute Detektierbarkeit schließen. Ein besonderer Vorteil für die FLDA-Methode ist die kurze Abfallszeit, aufgrund derer sich der Dynamikbereich der theoretisch ermittelbaren Geschwindigkeiten erweitert. Der Preis von DCM liegt dabei nicht wesentlich über dem der anderen Stoffe, mögliche Gesundheitsrisiken sind bislang nicht bekannt. Größtmögliche Sorgfalt bei der Handhabung ist trotzdem ratsam, da DCM chemische Gruppen besitzt, die den anderen, als gesundheitsschädlich bekannten Stoffen ähnlich sind.

### 3.1.2 Physikalische Eigenschaften der Partikel

Neben der geeigneten Auswahl eines fluoreszierenden Farbstoffes, der den optischen Anforderungen der Messtechnik genügt, müssen die Seedingpartikel auch an die strömungsmechanischen und thermischen Gegebenheiten der experimentellen Anwendung angepasst werden.

In der Regel werden zur Markierung der Gasströmung Feststoffpartikel oder Flüssigkeitstropfen verwendet. Um der Strömung ideal folgen zu können dürfen sie, abhängig von Partikelmaterial und Turbulenzgrad der Strömung, eine bestimmte Größe nicht überschreiten. Sollen keine hochfrequenten turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten vermessen werden, kann als Anhaltswert für Flüssigkeitspartikel in Gasströmungen ein Grenzdurchmesser von etwa  $3\mu\text{m}$  angegeben werden (siehe Kap. 2.2.1.1).

Ob Feststoffpartikel verwendet werden müssen oder ob eine vernebelte Flüssigkeit als Seeding herangezogen werden kann, hängt hauptsächlich von den thermischen Randbedin-

gungen des Experiments ab. Für die Untersuchung der Gemischbildung in Ottomotoren wurde in dieser Arbeit nur der ungefeuerte, sprich geschleppte Motorbetrieb angestrebt. Deswegen reicht hier ein Siedepunkt von etwa  $150^{\circ}\text{C}$  für das Trägermaterial aus, was mit einer Flüssigkeit einfach erreicht werden kann. Für den realen, gefeuerten Motorlauf müssten Feststoffpartikel eingesetzt werden. Derzeit sind allerdings keine fluoreszierenden Feststoffpartikel erhältlich, die optische, thermische und strömungsmechanische Anforderungen gleichzeitig erfüllen würden.

Neben dem erhöhten Siedepunkt muss die Trägerflüssigkeit allerdings auch den Anforderungen optische Transparenz und gute Löslichkeit des Farbstoffs genügen. Propylencarbonat wird von der Firma "Radiant Dyes", einem Hersteller des Laserfarbstoffs DCM als Trägersubstanz empfohlen und besitzt gleichzeitig die geforderte thermische Stabilität (Siedepunkt:  $T_S = 243^{\circ}\text{C}$ ). Eine Alternative zu Propylencarbonat ist Ethylenglykol, das die Anforderungen der optischen Transparenz, der thermischen Stabilität ( $T_S = 184^{\circ}\text{C}$ ) und der Löslichkeit für alle untersuchten Laserfarbstoffe erfüllt.

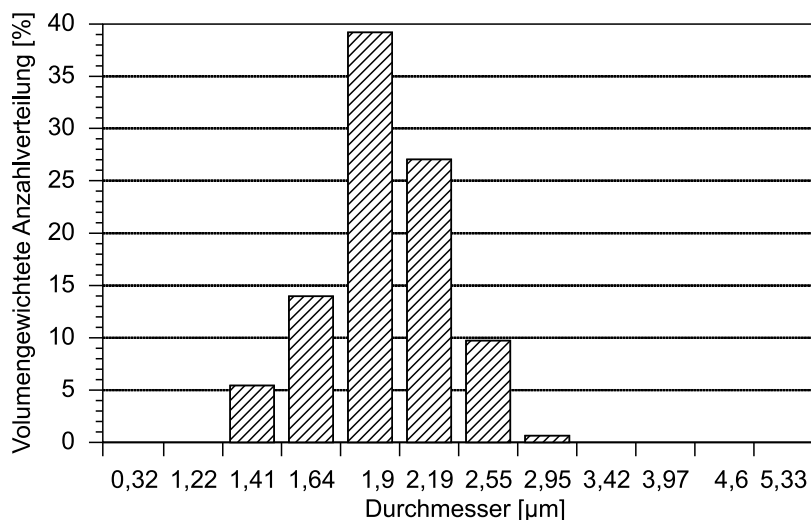
Zum Zerstäuben der Flüssigkeit kommen verschiedene Systeme wie Ultraschallvibrationszerstäuber, Druckzerstäuber oder Vernebler in Frage. Entscheidend ist dabei zunächst, dass der Zerstäuber in der Lage ist, die entsprechende Flüssigkeit zu vernebeln. Eine weitere Voraussetzung ist eine Tropfengrößenverteilung, die den Strömungsverhältnissen angepasst ist. Schließlich sollten Partikelmenge und -dichte in einem weiten Bereich variierbar sein.

Sowohl für Propylencarbonat als auch für Ethylenglykol bietet sich ein nach dem Laskin-Nozzle Prinzip arbeitender Vernebler an (Yan et al., 1991). Vorteile sind ein großer Dynamikbereich für Partikelmenge und -dichte, sowie der geringe Eigenimpuls, mit dem die Tröpfchen den Vernebler verlassen.

Ob die Tropfengrößenverteilung dieses Verneblers den Anforderungen der Strömung entspricht, wurde zunächst mit der Laserbeugungsmethode untersucht. Näheres über die Laser-Beugungsmethode zur Partikelgrößenbestimmung ist der Literatur zu entnehmen (z.B. Röthele und Witt (1992)). Die Tropfengrößenverteilung eines Ethylenglykol-Nebels des verwendeten Laskin-Nozzle-Zerstäubers, der mit einem Vordruck von  $2\text{bar}$  betrieben wurde, zeigt **Abb. 3.2**. Die Anzahlverteilung der einzelnen Größenklassen ist dabei mit dem Volumen gewichtet, was zu einer starken Unterbewertung der kleinen Tropfen führt.

Es wird deutlich, dass alle Tropfen unter dem geforderten Durchmesser von  $3\mu\text{m}$  liegen, 99% des gesamten Tropfenvolumens befindet sich sogar unterhalb von  $2,55\mu\text{m}$ . Weiterhin besitzt der Nebel eine vergleichsweise enge Verteilungsbreite ( $1,4 - 2,95\mu\text{m}$ ). Der Kennwert Sauter-Mean-Diameter (SMD), der für die Charakterisierung von Tropfenkollektiven häufig angegeben wird, liegt bei  $2,14\mu\text{m}$ .

Da sich das Partikelgrößenspektrum dieses Laskin-Nozzle Zerstäubers an der Grenze des Einsatzbereichs der Laserbeugungsmethode befindet, wurden die Ergebnisse durch Messungen mit dem *Dispensionsquotienten* (DQ)-Verfahren (siehe Wittig et al. (1990)) überprüft. Der Einsatzbereich dieses Systems liegt bei Partikelgrößen zwischen  $0,1\mu\text{m}$  und  $10\mu\text{m}$ . Die Ergebnisse dieser Untersuchung, die mit den gleichen Verneblereinstellungen



**Abb. 3.2:** Tropfengrößenverteilung des Ethylenglykol-Nebels eines Laskin-Nozzle Zerstäubers

gen wie bei den Messungen mit dem Laserbeugungsverfahren durchgeführt wurden, sind ein SMD von  $2,04\mu\text{m}$  für Ethylenglykol und ein SMD von  $2,09\mu\text{m}$  für Propylencarbonat. Damit konnten eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Laserbeugungsgeräts festgestellt werden.

Zusammenfassend sind in **Tab. 3.2** die wichtigsten Anforderungen an Trägersubstanz und Partikelgenerator aufgeführt. Ergänzend dazu sind die Kriterien für den fluoreszierenden Farbstoff, die in Abschnitt 3.1.1 ausführlich diskutiert wurden, dargestellt. Diese Anforderungen gelten sowohl für den Einsatz der Seedingpartikel in der Zweiphasen-PIV-Methode, als auch bei der FLDA-Technik.

Fluoreszierender Farbstoff	Trägersubstanz	Partikelgenerator
Laserwellenlänge innerhalb der Absorptionsbande	Gutes Lösungsvermögen für den fluoreszierenden Farbstoff	Passend zur Trägersubstanz
Fluoreszenzlicht möglichst weit rotverschoben	Optische Transparenz für Laser- und Fluoreszenzlicht	Enge Partikelgrößenverteilung
Geringe Reabsorption	Verfügbarkeit eines geeigneten Partikelgenerators	Geeignete Partikel (Folgeverhalten)
Hohe Fluoreszenzausbeute	Hoher Siedepunkt	Variable Partikelmenge und -dichte
Geringe Fluoreszenzlebensdauer	Geringe Toxizität	Geringer Eigenimpuls der Partikel
Stabilität der Fluoreszenz bei erhöhten Drücken und Temperaturen		
Geringe Toxizität		

**Tab. 3.2:** Anforderungen an fluoreszierenden Farbstoff, Trägersubstanz und Partikelgenerator

Nach einem intensiven Vergleich verschiedener Farbstoffe, Lösungsmittel und Seeding-Generatoren wurde für die Untersuchung der Kraftstoff/Luft-Interaktion in ottomotorischen Sprühstrahlen unter nicht-verbrennenden Bedingungen folgende Kombination aus

fluoreszierendem Farbstoff, Lösungsmittel bzw. Trägersubstanz und Partikelgenerator als die geeignetste befunden: DCM gelöst in Propylencarbonat (ca.  $200\text{mg/l}$ ) oder in Ethylenglykol und vernebelt von einem Laskin-Nozzle Zerstäuber.

## 3.2 Zweiphasen-PIV

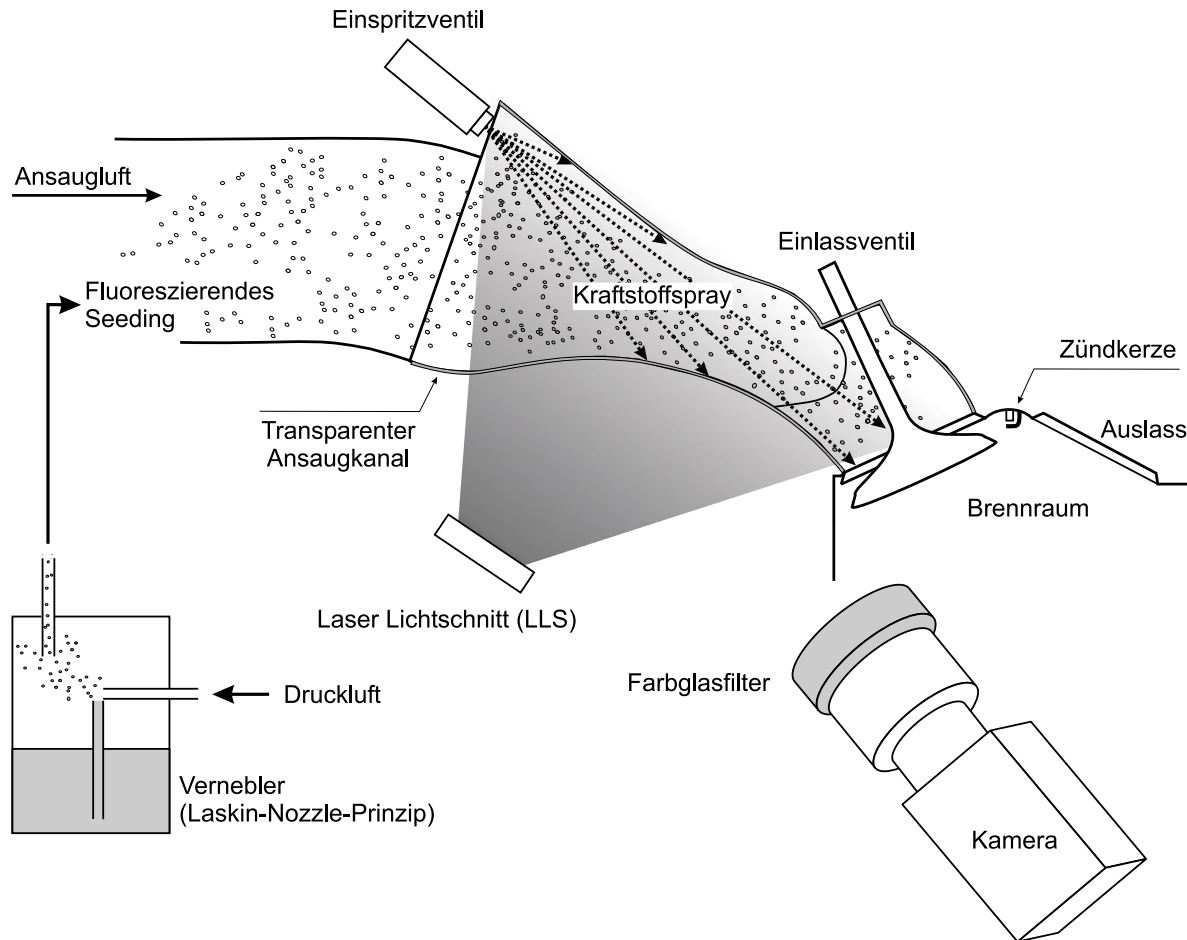
Die in dieser Arbeit entwickelten Zweiphasen-PIV-Methoden bieten die Möglichkeit, die Geschwindigkeiten beider Phasen simultan oder sequenziell mit einer Kamera zu erfassen und getrennt auszuwerten. Dabei musste sowohl die Seeding- und die Aufnahmetechnik (Abschnitt 3.2.1) als auch die Auswertemethode (Abschnitt 3.2.2) den Eigenschaften des Kraftstoffsprays angepasst werden. Zur Auswertung der simultanen Messungen wurde ein Verfahren zur Unterscheidung von Korrelationspeaks entwickelt, die ein vertieftes Verständnis der Auswirkungen von Zweiphasenströmungen auf die Korrelation erfordert. Deswegen werden im Abschnitt 3.2.3 die Ergebnisse einer numerischen Monte-Carlo-Simulation vorgestellt, mit denen eine Optimierung der Versuchs- und Auswerteparameter durchgeführt werden kann. Weiterhin können die Grenzen für die Einsatzfähigkeit der Methode abgeschätzt werden.

### 3.2.1 Versuchsgestaltung

Die Versuchsgestaltung wird bei allen Zweiphasen-PIV-Verfahren einerseits durch die eigentliche Messaufgabe der ottomotorischen Zweiphasenströmung, andererseits aber auch ganz entscheidend von der Detektierbarkeit der Seedingpartikel bestimmt (siehe dazu auch **Abb. 2.8**). Diese kann, wie in Abschnitt 3.1 ausführlich erläutert wurde, durch den Einsatz von fluoreszierenden Seedingpartikeln erreicht werden. Helligkeit und Kontrast des Partikelbilds werden neben der Wahl des fluoreszierenden Farbstoffs und dessen Konzentration durch die Aufnahme- und die Beleuchtungstechnik beeinflusst.

Konventionelle Seedingpartikel sind in Kraftstoffsprays, die meist sehr dicht sind und zudem eine breite Tropfengrößenverteilung besitzen, kaum einsetzbar. Das Problem liegt hauptsächlich im Dynamikbereich der Kamera. Fein dispergierte Sprays (z.B. Otto-Direkteinspritzung) sind so dicht, dass das aus dem Strahlkern detektierte Streulicht das eines einzelnen Seedingpartikels um mehrere Größenordnungen übersteigt. Bei der Saugrohreinspritzung muss der Kraftstoff nicht so fein dispergiert werden wie bei der Direkteinspritzung (siehe Kapitel 2.1). Dadurch ergibt sich allerdings eine wesentlich breitere Tropfengrößenverteilung mit Tropfendurchmessern von bis zu  $500\mu\text{m}$ . In der Umgebung solcher großer Tropfen können kleine Seedingpartikel ebenfalls sehr schlecht erfasst werden.

Durch die Verwendung von fluoreszierendem Seeding in Kombination mit verschiedenen optischen Filtern zur Reduzierung bzw. Eliminierung des Mie-Streulichts können die Streulichtintensitäten von Kraftstofftropfen und Seedingpartikeln variabel aufeinander angepasst werden. Einen schematischen Versuchsaufbau zeigt **Abb. 3.3** am Beispiel der Zweiphasenströmung im Ansaugkanal eines Ottomotors mit äußerer Gemischbildung.



**Abb. 3.3:** Grundsätzliche Versuchsgestaltung für Zweiphasen-PIV

Seedingpartikel und Kraftstofftropfen werden gleichzeitig durch einen Laserlichtschnitt beleuchtet. Sowohl das Seeding als auch das Kraftstoffspray streuen das Laserlicht elastisch. Zusätzlich dazu entsenden die Seedingpartikel Fluoreszenzlicht, das im Vergleich zum Laserlicht zu kleineren Frequenzen hin verschoben ist. Durch die Verwendung von Farbfiltern zwischen Messebene und Kamera kann das Verhältnis der Intensität des Mie-Streulichts zum Fluoreszenzlicht variabel angepasst werden.

Da die Fluoreszenz im Vergleich zur Mie-Streuung ein um Größenordnungen schwächerer Streuprozess ist, muss zunächst eine maximale Ausbeute für das Fluoreszenzlicht gewährleistet werden, um einen großen Dynamikbereich der Intensitätsverhältnisse zu erreichen. Dafür muss der Farbstoff auf die Wellenlänge des verwendeten Lasers abgestimmt sein, eine hohe Fluoreszenzausbeute besitzen und in einer optimalen Konzentration in der Trägersubstanz gelöst sein. Wie in Abschnitt 3.1 dargestellt erfüllt der Laserfarbstoff DCM gelöst in Propylencarbonat für Laserwellenlängen zwischen  $450\text{nm}$  und  $550\text{nm}$  diese Anforderungen.

Eine weitere Voraussetzung für eine breite Variation der Intensitäten ist ein lichtstarker Laser mit regelbarer Leistung. Continuous-Wave (CW)-Laser werden in heutigen Kreuzkorrelations-PIV-Systemen nicht mehr eingesetzt. Sie können die, in der kurzen

Zeit einer Belichtung benötigte, extrem hohe Leistung von mehreren *Megawatt* nicht aufbringen. Demnach kommen nur gepulste Laser, wie der Kupferdampf (CV)- oder der Nd:YAG-Laser, in Frage. Der CV-Laser besitzt den Vorteil hoher Pulsfrequenzen von bis zu  $50\text{kHz}$ , was in Kombination mit einer High-Speed-Kamera für Time-Resolved-PIV genutzt werden kann (Brücker, 1997, Whybrew et al., 1999). Mit seiner geringen Einzelpulsenergie von wenigen  $mJ$  ist eine Variation des Intensitätsverhältnisses nicht möglich (siehe auch Rottenkolber et al. (1998a)). Im Vergleich dazu besitzt ein Nd:YAG-Laser der selben Preiskategorie in etwa die 100-fache maximale Pulsenergie, die zudem stufenlos bis auf  $0mJ$  reduziert werden kann. Die Wiederholrate liegt für diese Laserart allerdings nur bei maximal  $15\text{Hz}$ . Um trotzdem Doppelbelichtungen mit extrem geringen Zeitabständen realisieren zu können, werden in der Regel Zwei-Laser-Systeme (Double-Cavity-Laser) verwendet. Für diese Arbeit standen ein CV-Laser ( $2mJ/Puls$  bei max.  $30\text{kHz}$ ) und ein Double-Cavity Nd:YAG-Laser ( $136mJ/Puls$  bei max.  $15\text{Hz}$ ) zur Verfügung.

Für die Kamera ist entscheidend, dass sie für die Wellenlänge des Fluoreszenzlichts extrem lichtempfindlich ist. Gleichzeitig muss sie das wesentlich hellere Mie-Streulicht detektieren können ohne dass einzelne Pixel gesättigt werden oder sogar Ladungen auf benachbarte Pixel überspringen (Blooming). Die in den letzten Jahren entwickelten CCD-Kameras mit 12 Bit bzw. 16 Bit Auflösung anstatt der bisher gebräuchlichen 8 Bit begünstigen die Zweiphasen-PIV-Technik. In dieser Arbeit wurde eine 12 Bit DoubleShutter-CCD-Kamera verwendet.

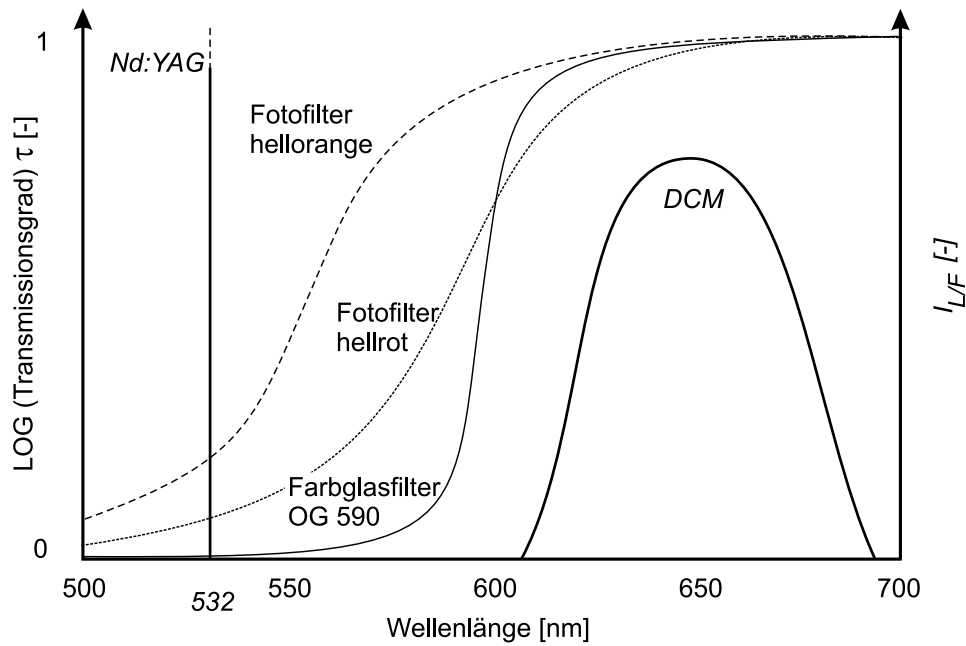
Das Prinzip einer möglichst großen Ausbeute an Fluoreszenzlicht gilt auch für die optischen Filter. Einige charakteristische Transmissionskurven sind zusammen mit der spektralen Verteilung der Nd:YAG-Laserwellenlänge und einer exemplarischen Fluoreszenzbande (DCM) in **Abb. 3.4** schematisch skizziert.

Voraussetzung für die Filter ist eine Transmission von nahezu 100% auf der gesamten spektralen Breite der Fluoreszenz. Licht der Wellenlänge des Mie-Streulichts dürfen sie dagegen nur zu einem geringen Prozentsatz transmittieren. Der benötigte Grad der Abschwächung hängt von der Art der Anwendung bzw. der Auswertemethode ab (siehe Abschnitt 3.2.2). Für die sequenzielle Messung der reinen Gasphase sollte der Filter für die Laserwellenlänge möglichst undurchlässig sein. Hierfür eignet sich besonders der Farbglasfilter OG 590, da er für Wellenlängen unterhalb von  $550\text{nm}$  einen Transmissionsgrad  $\tau$  von weniger als  $10^{-5}$  besitzt. Für die simultane Erfassung beider Phasen sind einfache fotografische Farbfilter geeignet, die einen flacheren Anstieg der Transmissionskurve und eine größere Grundtransmission aufweisen.

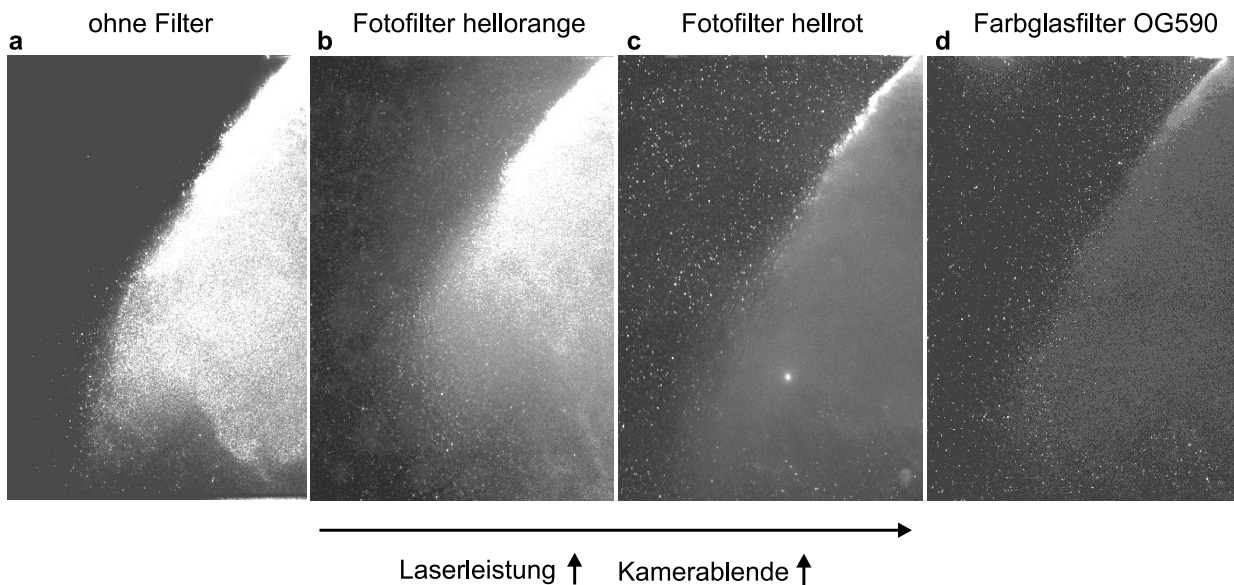
Das Ergebnis der Verwendung dieser verschiedenen optischen Filter ist am Beispiel eines in ruhende Umgebung absprühenden Otto-DI-Sprays  $2\text{ms}$  nach Einspritzbeginn in **Abb. 3.5** dargestellt. Dabei wurde die Laserleistung erhöht und die Kamerablende geöffnet je undurchlässiger der Filter für das Licht der Laserwellenlänge war.

Das Spray eines direkteinspritzenden Ottomotors ist äußerst dicht, weswegen auch die Intensität des Mie-Streulichts sehr hoch ist. In der Umgebung dieses dichten Sprays sind die Seedingpartikel kaum zu erkennen, da das Bild ohne Farbfilter bei niedriger Laser-





**Abb. 3.4:** Transmissionskurven unterschiedlicher optischer Filter und spektrale Intensität des Nd:YAG-Lasers bzw. der DCM-Fluoreszenzbande (Herstellerangaben)



**Abb. 3.5:** Verschiedene optische Filter zur Variation des Intensitätsverhältnisses von Kraftstofftropfen und Seedingpartikeln

leistung und mit kleiner Kamerablende aufgenommen werden muss (siehe **Abb. 3.5a**). Das Resultat einer konventionellen PIV-Auswertung gibt in erster Linie das Geschwindigkeitsfeld der Kraftstofftropfen wieder, wobei erst in großer Entfernung vom Sprayrand auch einige der kaum sichtbaren Seedingpartikel korreliert werden können. Eine sinnvolle Bewertung der Interaktion von Luft- und Tropfenströmung ist somit nicht möglich. Das

im Rahmen dieser Arbeit erstmals für Kraftstoffsprays eingesetzte fluoreszierende Seeding in Kombination mit den entsprechenden optischen Filtern ermöglicht eine Erfassung der gesamten Zweiphasenströmung (vgl. **Abb. 3.5b-d**).

Bei Verwendung des Fotofilters "Hellorange" und einer gleichzeitigen Erhöhung der Laserleistung sind sowohl Tropfen als auch Seedingpartikel in **Abb. 3.5b** gut erkennbar. Dieses Bild ist für eine simultane Zweiphasenauswertung geeignet. Der Einsatz eines Filters, der seinen Transmissionsbereich weiter im Roten (Fotofilter "Hellrot") besitzt, ermöglicht eine weitere Steigerung der Laserleistung bzw. eine Öffnung der Kamerablende (**Abb. 3.5c**). Auf diesem Bild sind die Intensitäten der Kraftstofftropfen bereits geringer als die des Seedings. Bei diesen Aufnahmebedingungen besteht die Gefahr, dass kleine Tropfen nicht detektiert werden können. Ein qualitativ hochwertiger Farbglasfilter mit einer steilen Flanke zwischen Laserwellenlänge und Fluoreszenzbande ist schließlich in der Lage das Mie-Streulicht des Kraftstoffsprays beinahe vollständig zu eliminieren (**Abb. 3.5d**).

Durch diese Kombination aus Seeding und optischen Filtern konnten alle Voraussetzungen geschaffen werden, um erfolgreich Messungen durchführen zu können.

### 3.2.2 Phasentrennung

Mit den im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren ist es möglich, beide Phasen auf einer Aufnahme abzubilden. In der Auswertung ist es nun notwendig, eine möglichst exakte Trennung der beiden Phasen zu erreichen. In diesem Abschnitt werden verschiedene Möglichkeiten der Phasentrennung vorgestellt. Ziel ist es, neben der sequenziellen Aufnahmetechnik (vollständige Eliminierung jeweils einer Phase) auch Methoden zu finden, die eine simultane Detektion beider Phasen erlaubt, da nur solche Verfahren auch die Erfassung transientser Interaktionsphänomene ermöglichen. Im Weiteren werden hier eine Maskierungstechnik und ein Verfahren zur Unterscheidung der Korrelationspeaks untersucht (siehe auch Abschnitt 2.2.1.2) und verglichen.

Die sequenzielle Messung hat gegenüber der simultanen Detektion den Vorteil, dass der zeitliche Abstand der beiden Belichtungen für jede Phase getrennt optimiert werden kann. Dies ist dann von entscheidender Bedeutung, wenn zwischen den Phasen extrem große Geschwindigkeitsunterschiede existieren, da der Dynamikbereich der Geschwindigkeiten einer PIV-Messung begrenzt ist (siehe auch Adrian (1997)). Ein weiterer entscheidender Vorteil der sequenziellen Technik ist die exakte Phasentrennung. Durch die Verwendung des hochwertigen Farbglasfilters OG590 kann das elastische Mie-Streulicht beinahe vollständig eliminiert werden, was die Erfassung der reinen Gasphase ermöglicht (FPIV). Die Geschwindigkeiten der Kraftstofftropfen können mit Hilfe des Standard-PIV-Aufbaus ermittelt werden. Dabei wird die Gasströmung nicht mit Seedingpartikeln versetzt, wodurch Einflüsse der Partikel auf die Korrelation der Tropfenbilder vermieden werden. Damit kann die Trennung zwischen Spray und Gasphase mit einfachen Mitteln exakt vollzogen werden. Voraussetzung für die sequentielle Aufnahmetechnik ist allerdings eine stationäre oder periodische Anwendung, bei der sich die Versuchsbedingungen im Laufe

der Messungen nicht verändern. Sind diese Voraussetzungen erfüllt, können die Interaktionsphänomene durch eine statistische Betrachtung der Ergebnisse bewertet werden. Zyklusschwankungen in Ottomotoren erfordern genau diese Statistik, um einen globaleren Eindruck der Zweiphasenströmung zu erhalten. Für dieses Messziel ist die sequenzielle Technik ideal geeignet.

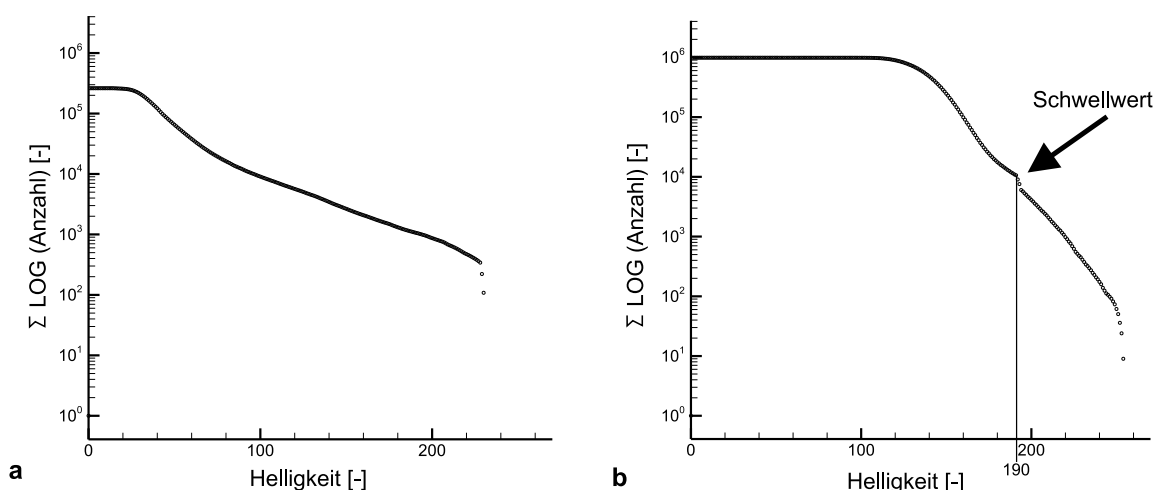
Gleichzeitig machen diese starken Unterschiede zwischen den einzelnen Motorzyklen aber auch die zyklusaufgelöste Detektion der Interaktionsvorgänge unumgänglich. Da die zeitliche Zuordnung von Kraftstoff- und Luftbewegung bei der sequenziellen Messung nicht möglich ist, müssen beide Phasen simultan aufgezeichnet werden. Durch die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Versuchsgestaltung können in den verschiedensten Arten von Tropfen/Luft Strömungen beide Phasen gleichzeitig auf einem Bild dargestellt werden. Die Schwierigkeit besteht dann in der Unterscheidung von Kraftstofftropfen und Seedingpartikeln.

### 3.2.2.1 Maskierungstechnik

Die Maskierungstechnik (Jacobsen et al., 1996, Gui und Merzkirch, 1997, Kiger, 1998) bedient sich der unterschiedlichen Eigenschaften von Seeding und Tropfen auf dem Originalbild. Zur Identifikation der Spraytropfen können Umfang oder Helligkeit des Partikelbilds verwendet werden. Für das Spray eines Saugrohr-Einspritzventils bietet sich eine Unterscheidung nach der Tropfengröße an. Die Tropfen des Hochdruck-Einspritzventils eines direkteinspritzenden Ottomotors sind dagegen wesentlich kleiner (ca.  $2 - 120\mu m$ , siehe auch Hargrave et al. (2000)), wodurch viele Tropfenbilder in einer ähnlichen Größenklasse wie die Seedingpartikel liegen. Hier muss eine Unterscheidung nach den Grauwerten von Tropfen- und Partikelbildern getroffen werden, welche aufgrund der Versuchsbedingungen variabel gestaltet werden können.

Bei dieser Art der Phasentrennung besteht die Schwierigkeit in der geeigneten Wahl des Intensitätsschwellwerts. In einer gemeinsamen, vergleichenden Studie (Raposo et al., 1999) wurde vorgeschlagen, jeweils von den auszuwertenden Bereichen des Bildes Intensitätshistogramme zu erstellen (siehe auch Rottenkolber et al. (1999b)). **Abb. 3.6a** zeigt das Histogramm eines typischen einphasigen Strömungsfalls mit einer homogenen Verteilung der Seedingpartikel. Bei gleichzeitiger Anwesenheit von Spraytropfen kann aufgrund der Versuchsgestaltung (siehe Abschnitt 3.2.1) ein veränderter Verlauf der Histogrammkurve erreicht werden (**Abb. 3.6b**). Diese Kurve weist eine charakteristische Stufe (Markierung) auf, die dadurch zustand kommt, dass die vielen fluoreszierenden Seedingpartikel eine relativ enge Helligkeitsverteilung besitzen. Diese Stufe kann durch ihren großen Gradienten erkannt und zur Festlegung des Schwellwerts verwendet werden.

Diese Histogramme werden für einen repräsentativen Teil des Bildes erstellt, dessen Bereich von der Größe eines Interrogation Spots (typischerweise  $32 \times 32$  bis  $128 \times 128$  Pixel) bis zum vollen Bild variieren kann. Durch die Bestimmung der Stufe kann für den jeweiligen Bereich der zugehörige Schwellwert ermittelt werden. Die Pixel mit Grauwerten größer als der Schwellwert werden der Tropfenphase zugeordnet. Zusammen mit ihren direkten



**Abb. 3.6:** Kumulative Histogramme der Anzahl an Pixeln in Abhängigkeit des Grauwerts a) Einphasiges Bild b) Zweiphasiges Bild

Nachbar-Pixeln werden sie extrahiert und zu einem Bild konstanten Grauwerts addiert. Den übrigen Pixeln wird ebenfalls ein Bild gleichmäßiger Intensität hinterlegt. Mit den so extrahierten Bildern kann eine Standard-PIV-Auswertung durchgeführt werden.

Allerdings ist für die Schwellwerterkennung eine bestimmte minimale Konzentration der jeweiligen Phase notwendig. Deswegen wurde ein Qualitätsfaktor eingeführt unterhalb dessen eine Einphasen-Auswertung vorgenommen wird.

Die Maskierungstechnik hat allerdings in bestimmten Bereichen des Sprays Schwierigkeiten mit der eindeutigen Zuordnung der Phasen, was in Kapitel 6 anhand von Messergebnissen noch ausführlich gezeigt wird. Grund hierfür ist hauptsächlich der polydisperse Charakter der Sprühstrahlen. Trotz großer Variabilität des optischen Aufbaus kann es oft nicht verhindert werden, dass es eine Klasse von Spraytropfen gibt, deren Helligkeit und Größe sich im Bereich der Seedingpartikel befindet.

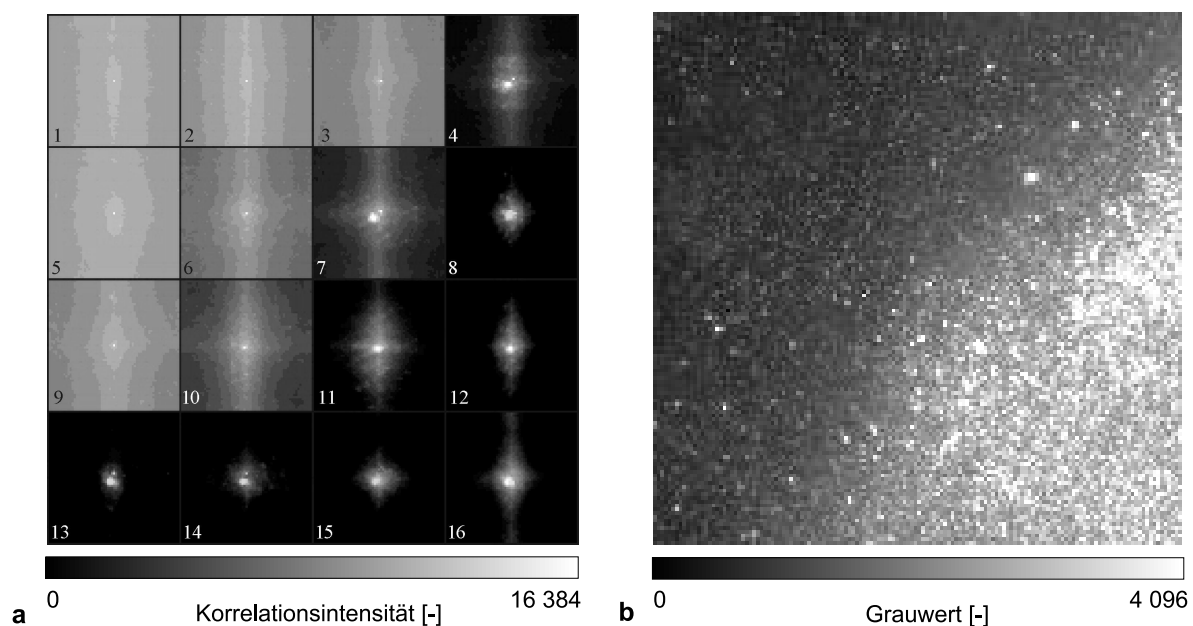
Ein weiterer Nachteil der Maskierungstechnik sind die aufwändigen Bildbearbeitungsroutinen zur Extraktion der Phasen, die den Auswertungsprozess stark verlangsamen. Deshalb wurde in dieser Arbeit eine Alternative zur Maskierungstechnik gesucht, die eine Phasentrennung aufgrund der unterschiedlichen Gestalt der Korrelationspeaks ermöglicht.

### 3.2.2.2 Methode zur Unterscheidung der Korrelationspeaks

Die Form der Korrelationspeaks bildet neben den Eigenschaften der Partikelbilder auch die Strömungseigenschaften der jeweiligen Phasen ab. Voraussetzung für die Peaktrennungsmethode ist allerdings eine ausreichende Differenz der Geschwindigkeitsbeträge zwischen den beiden Phasen, wenn sowohl Seedingpartikel als auch Tropfen gleichzeitig in einem Interrogation Spot vorhanden sind. Damit unterscheidet die Peaktrennungsmethode die Phasen aufgrund verschiedener Strömungseigenschaften, während die Maskierungstechnik die Unterscheidung mit Hilfe der Eigenschaften von Tropfen- und Partikelbildern trifft.

Falls die Differenz der Geschwindigkeitsvektoren zwischen den Phasen groß genug ist, entstehen zwei separate Korrelationspeaks, die der jeweiligen Phase zugewiesen werden müssen. Allgemein werden die Korrelationspeaks durch ihre Höhe und ihre Breite charakterisiert. Sie werden von einer Vielzahl an Parametern beeinflusst zu denen auch Aufnahme- und Auswerteparameter zählen. Für die Möglichkeit der korrekten Zuordnung von Spray- und Seedingpeak ist allerdings eine Kombination aus Partikel- und Strömungseigenschaften verantwortlich. Zum einen wird die Partikelgrößenverteilung in der Peakbreite durch ihren mittleren Durchmesser repräsentiert, zum anderen verbreitern Geschwindigkeitsgradienten zwischen den Partikeln einer Phase den Peak. Seedingpartikel besitzen eine enge Größenverteilung und müssen klein sein, um ein gutes Folgeverhalten zu besitzen (siehe Abschnitt 2.2.1.1). Kraftstoffsprays sind wie die meisten technischen Sprühstrahlen polydispers und ihr mittlerer Durchmesser übersteigt den der Seedingpartikel um ein bis zwei Größenordnungen. Sowohl der größere mittlere Durchmesser als auch die großen Unterschiede im Impuls der einzelnen Tropfen, die zu lokalen Geschwindigkeitsgradienten zwischen kleinen und großen Tropfen führen, ist für die Verbreiterung des Spraypeaks verantwortlich. Im Einzelnen werden die Einflussparameter in Abschnitt 3.2.3 mit Hilfe einer Monte Carlo Analyse untersucht.

In **Abb. 3.7** ist exemplarisch ein Teil des Korrelationsfelds **(a)** am Sprayrand des untersuchten DI-Einspritzventils **(b)** dargestellt.



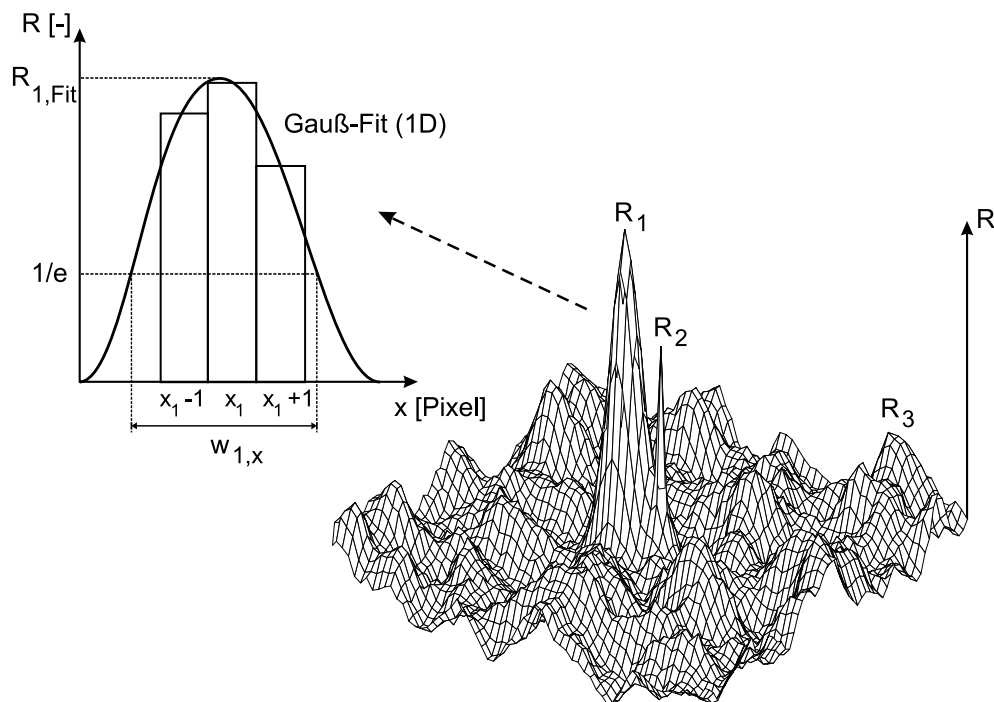
**Abb. 3.7:** Randbereich des Sprühstrahls eines DI-Einspritzventils **a)** Korrelationsfeld  
**b)** Rohbild

Die Unterschiede zwischen den Eigenschaften der Korrelationspeaks in der reinen Gasphase (Bereiche 1,2,3,5,6,9 und 10) und den Bereichen innerhalb des Strahlkegels (8,11,12,15 und 16) wird in **Abb. 3.7a** deutlich. Aufgrund des schlechteren Kontrasts auf dem Rohbild (**Abb. 3.7 b**) ist das Signal-Rausch-Verhältnis in der Gasphase geringer als in der

Tropfenphase. Die Spraypeaks sind aufgrund von größeren Tropfen bzw. Tropfenagglomeraten und lokalen Geschwindigkeitsgradienten im Vergleich zu den Seedingpeaks stark verbreitert. Schließlich sind direkt am Sprayrand in den Interrogation Spots 4,7,13 und 14 jeweils zwei signifikante Peaks unterschiedlicher Breite zu erkennen.

Daraus ergibt sich logisch eine Strategie zur Unterscheidung der Korrelationspeaks und ihrer Zuordnung zur jeweiligen Phase. In einem ersten Schritt kann aufgrund des Signal-Rausch-Abstands die reine Gasphase von der Sprayregion unterschieden werden. Im zweiten Schritt werden die Interrogation Spots identifiziert, in denen Doppelpicks vorhanden sind. Der breitere Peak wird, wie oben erwähnt, den Spraytropfen, der schmalere den Seedingpartikeln zugewiesen. Allerdings muss ein Mindestabstand der beiden Korrelationspeaks eingehalten werden, so dass eine gegenseitige Beeinflussung ausgeschlossen werden kann.

Diese exemplarisch gezeigte, einfache Vorgehensweise ist nicht für alle Arten von Tropfen/Luft-Strömungen anwendbar. Deswegen wurde ein Programm entwickelt, das eine möglichst flexible Wahl der Unterscheidungskriterien erlaubt. Der Schlüssel der Peaktrennungsmethode ist allerdings die Verbreiterung des Spraypeaks, die eine eindeutige Unterscheidung der Phasen innerhalb eines Interrogation Spots ohne die Einführung eines Schwellwerts erlaubt. Dies stellt gleichzeitig einen der Hauptvorteile der Peaktrennungsmethode gegenüber der Maskierungstechnik dar. Deshalb ist eine exakte und schnelle Bestimmung der Peakbreite einer der wichtigsten Aspekte der Peaktrennungsmethode. Gleichzeitig ist aber auch die Peakhöhe als weiteres mögliches Unterscheidungskriterium für die Peaktrennungsmethode von Interesse. **Abb. 3.8** verdeutlicht die prinzipielle Vorgehensweise zur Ermittlung von Peakbreite und -höhe aus einer digitalen Verteilung.



**Abb. 3.8:** Ermittlung der Peakbreite

Dargestellt ist das Korrelationsfeld eines typischen Interrogation Spots, in dem beide Phasen gleichzeitig vorhanden sind. Die Korrelationsintensitäten der Signalpeaks sind mit  $R_1$  und  $R_2$  gekennzeichnet, das höchste Rauschpeak durch  $R_3$ . Die Definition des Signal-Rausch-Verhältnisses, das bei PIV üblicherweise "Peakratio"  $\eta_R$  genannt wird, ist durch Gleichung 3.2 gegeben.

$$\eta_{R_{1,2}} = \frac{R_{1,2}}{R_3} \quad (3.2)$$

Die detaillierte Vorgehensweise zur Bestimmung der Peakbreite ist in **Abb. 3.8** am Beispiel von Peak 1 in x-Richtung schematisch skizziert. Zur exakten Bestimmung der Lage des Korrelationspeaks (Subpixelanalyse) wird der Peak durch eine Fit-Kurve angenähert, wobei der Einsatz von Gauß-Fits ausgezeichnete Ergebnisse liefert (siehe Abschnitt 2.2.1.1). Ein möglichst großes Auflösungsvermögen kleiner Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen den Phasen ist für die Einsetzbarkeit der Peaktrennungsmethode entscheidend. Deshalb werden lediglich das Pixel größter Korrelationsintensität an der Position  $(x_1, y_1)$  und seine zwei benachbarten Pixel in x- bzw. in y-Richtung für die Bestimmung der Fitkurve herangezogen. Für die Bestimmung der Peakbreite wird ein 1/e-Abfallkriterium verwendet, bei dem die Peakbreiten  $W_{1,x}$  und  $W_{1,y}$  ermittelt werden. Die zweidimensionale Peakbreite  $W_1$  ergibt sich aus dem geometrischen Mittelwert der beiden eindimensionalen Breiten.

$$W_1 = \frac{W_{1,x} + W_{1,y}}{2} \quad (3.3)$$

Sowohl die Peakbreite  $W$  als auch die Peakhöhe  $R$  kann für maximal vier Korrelationspeaks bestimmt werden.

Damit wurde erstmals eine Methodik entwickelt, die grundsätzlich die Zuordnung verschiedener Korrelationspeaks zu der jeweiligen Phase ermöglicht. Voraussetzung für das Auftreten zweier Peaks ist ein deutlicher Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen, der allerdings auch nicht zu groß sein darf, damit der zulässige Dynamikbereich nicht überschritten wird. Entscheidend hinsichtlich der dynamischen Parameter sind ein hohes Auflösungsvermögen der Kamera und eine große Flexibilität im Belichtungsabstand. Für die Unterscheidbarkeit der Peaks nach Höhe und Breite spielen sowohl dynamische Kriterien (Geschwindigkeitsgradienten) als auch optische Parameter (Größe, Anzahl und Helligkeit der Partikel) eine Rolle. Die optimalen Randbedingungen bzw. die Grenzen der Einsetzbarkeit hängen somit von einer Vielzahl von Parametern ab. Um gewisse Gesetzmäßigkeiten und Vorgehensweisen bestimmen zu können, sollen theoretische Untersuchungen mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation durchgeführt werden.

### 3.2.3 Monte-Carlo-Analyse

Die Monte-Carlo-Simulation ist eine mathematische Methode zur numerischen Lösung von Differenzialgleichungen. Sie findet in den unterschiedlichsten Bereichen der Wissenschaft zur Vorausberechnung von Statistiken, Transportvorgängen, Strahlung, Reaktionen, etc. Anwendung. Speziell die Particle Image Velocimetry bedient sich oft der Monte Carlo Analyse, da Parameter unabhängig voneinander variiert werden können.

Mögliche Fehlereinflüsse auf die Geschwindigkeitsbestimmung können so leichter simuliert und quantifiziert (z.B. Keane und Adrian (1992)) werden. Die Monte-Carlo-Simulation an sich unterliegt allerdings selbst gewissen statistischen Schwankungen, die hauptsächlich durch sogenannte "Loss-of-Pairs" Fehler zustande kommen. Um diesen Schwankungen Rechnung zu tragen wurde eine statistische Auswertung über 121 unabhängige Interrogation Spots vorgenommen. Ein Interrogation Spot hat dabei die typische Größe von 64x64 Pixeln, der Dynamikbereich der Helligkeit für jedes Pixel liegt bei 8 Bit.

Im folgenden Abschnitt (3.2.3.1) werden zunächst die Einflüsse verschiedener Parameter auf die Peakgestalt bei einer einphasigen Strömung untersucht. Diese sind bei gleichzeitiger Anwesenheit einer zweiten Phase nicht direkt übertragbar, da sich die beiden Phasen gegenseitig beeinflussen. Deswegen beschäftigt sich Abschnitt 3.2.3.2 mit den Grenzen der Unterscheidbarkeit zweier Phasen und der Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung. Schließlich werden in Abschnitt 3.2.3.3 die Unterschiede zur Maskierungstechnik analysiert und eventuelle Kombinationsmöglichkeiten diskutiert.

### 3.2.3.1 Einflüsse auf die Peakform

Wie in Kapitel 2.2.1.1 ausführlich beschrieben, wird das Korrelationsergebnis von den verschiedensten Parametern beeinflusst. Um die Zahl der Parameter zu reduzieren, werden den beiden Phasen a priori gewisse Eigenschaften zugewiesen. Damit können einige Einflussgrößen vernachlässigt bzw. konstant gehalten werden. Für den Strömungsfall eines Kraftstoffsprays in ruhender oder bewegter Luft ergeben sich aus den Eigenschaften von Kraftstofftropfen und Seedingpartikeln folgende Parametervariationen:

Die Kraftstofftropfen sind in der Regel größer als die Seedingpartikel und deutlich polydispers. Außerdem ergeben sich aus den Unterschieden im Anfangsimpuls lokale Geschwindigkeitsgradienten zwischen den Tropfen. Somit wird für die Tropfenphase, die im Folgenden als Phase 1 bezeichnet wird, der Tropfendurchmesser  $D_1$ , seine Verteilungsbreite  $\sigma_{D_1}$  und der Geschwindigkeitsgradient zwischen den Tropfen  $\delta\mathbf{U}_1/\delta\mathbf{X}_1$  variiert. Da das Kraftstoffspray in der Regel die hellere Phase darstellt, wurde die Intensität der Tropfen  $I_1$  konstant gehalten, wobei die größten Tropfen die maximale Helligkeit von 256 Graustufen besitzen. Ebenfalls konstant gehalten wurde die Anzahl der Tropfen  $N_1$  bei einem realistischen Wert von 32 im Interrogation Spot, so dass auch bei Durchmessern des Tropfenbilds von bis zu 6 Pixeln die Überlappungswahrscheinlichkeit noch gering bleibt.

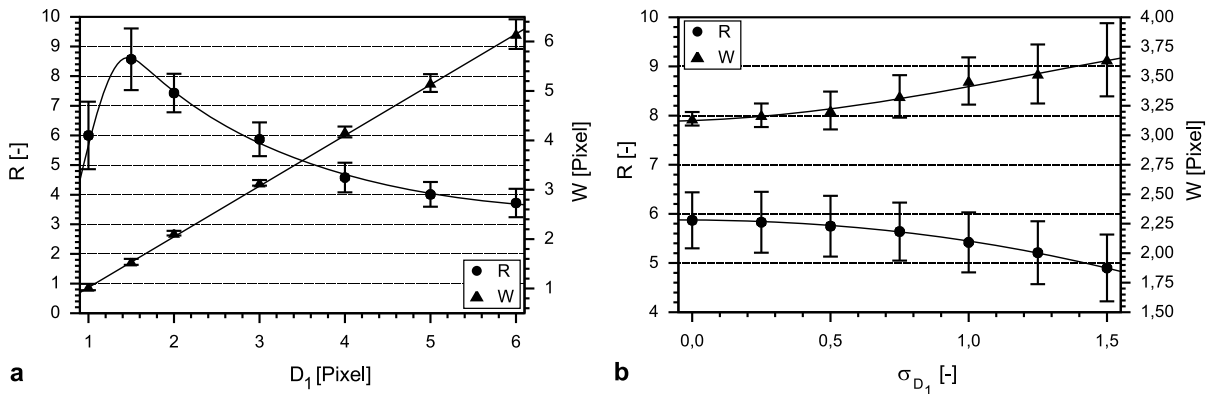
Für die Luftströmung (Phase 2) wurden die beiden Parameter variiert, die für die Tropfen konstant gehalten wurde, um bei einer späteren Überlagerung der Phasenbilder die Verhältnisse jeweils verändern zu können. Außerdem sind die Helligkeit  $I_2$  und die Dichte  $N_2$  der Seedingpartikel auch im Experiment realistisch variierbare Parameter. Der Durchmesser der Seedingpartikel  $D_2$  wurde bei 1,5 Pixeln konstant gehalten. Die Verteilung der Partikelgrößen wurde als monodispers angenommen ( $\sigma_2 = 0$ ). Lokale Geschwindigkeitsgradienten zwischen den Seedingpartikeln wurden vernachlässigt ( $\delta\mathbf{U}_2/\delta\mathbf{X}_2 = 0$ ).

Für beide Phasen wurde versucht die Fehler durch In-Plane Loss-of-Pairs zu minimieren bzw. konstant zu halten. "Out-of-Plane Loss-of-Pairs" wurde genauso wie zeitliche



Geschwindigkeitsgradienten nicht zugelassen ( $\delta U/\delta t = 0$ ). Außerdem sind auf realen Bildern stets Störungen durch Kamerarauschen, inhomogene Beleuchtung oder Reflexionen vorhanden. Diese Einflüsse wurden nicht berücksichtigt.

Die Variation des Tropfendurchmessers ist in **Abb. 3.9a** zusammen mit einer Variation der Verteilungsbreite bei einem Durchmesser von  $D_1 = 3\text{Pixel}$  dargestellt. Die Ergebnisgrößen Peakratio  $R$  und Peakbreite  $W$  wurden dabei über 121 unabhängige Interrogation Spots gemittelt. Die Varianz dieser Größen ist anhand von Fehlerbalken in den Diagrammen dargestellt.



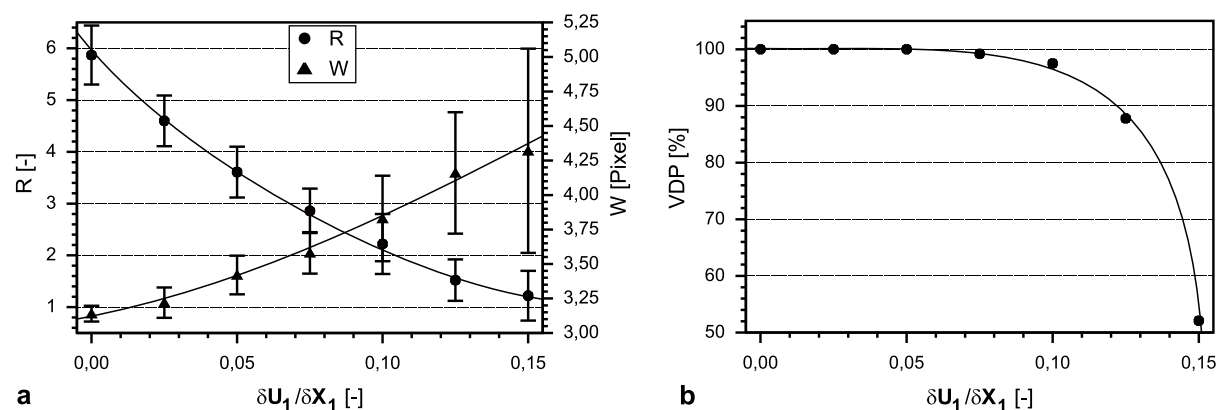
**Abb. 3.9:** Variation des Tropfendurchmessers (a) und seiner Verteilungsbreite (b)

Die Peakbreite, die auf der  $1/e$ -Peakhöhe ermittelt wird (siehe Abschnitt 3.2.2.2), spiegelt exakt den in der Simulation eingestellten Tropfendurchmesser wider. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Tropfen in der Simulation mit einer Gauß'schen Helligkeitsverteilung modelliert werden, wobei der Durchmesser ebenfalls auf der  $1/e$ -Höhe festgelegt wird. Die Standardabweichung von  $W$  liegt bei weniger als 5%. Die Peakhöhe besitzt im Gegensatz zur Peakbreite keinen linearen Verlauf. Sie fällt von einem Wert von  $R = 8,6$  bei einem Durchmesser von ca. 1,5 Pixeln exponentiell mit steigender Tropfengröße ab. Allerdings liefert ein Partikelbild-Durchmesser von weniger als 1,5 Pixeln ebenfalls niedrigere Wert im Peakratio. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Untersuchungen von Prasad et al. (1992), die aufgrund einer Gegenüberstellung von zufälligen und systematischen Fehlern einen optimalen Durchmesser von ca. 2 Pixeln ermittelten (siehe Abschnitt 2.2.1.1). Grundsätzlich gibt die Variation des Tropfendurchmessers einen ersten Hinweis darauf, dass die Peakhöhe als Kriterium zur Phasentrennung weniger geeignet ist als die Peakbreite. Bei maximalen Durchmessern des Tropfenbilds im Interrogation Spot von weniger als 3 Pixeln wird eine eindeutige Unterscheidung von Tropfen und Seeding anhand der Peakhöhe nicht möglich sein.

In der Monte-Carlo-Simulation wird der Partikelgröße eine logarithmische Normalverteilung zu Grunde gelegt. Eine Variation ihrer Verteilungsbreite  $\sigma_D$  ist in **Abb. 3.9b** dargestellt. Es wird allerdings deutlich, dass weder die Peakhöhe noch die -breite stark von der Verteilungsbreite beeinflusst wird. Das Peakratio fällt schwach mit steigender Verteilungsbreite, während die Peakbreite mit zunehmendem  $\sigma_D$  leicht ansteigt. Dieser Anstieg ist darauf zurückzuführen, dass aufgrund der größeren Anzahl an Pixeln große

Tropfen mehr Einfluss haben als kleine (Größen-Bias). Die Unterscheidbarkeit der Phasen aufgrund des Peakbreiten-Kriteriums wird dadurch allerdings begünstigt.

Aufgrund der unterschiedlichen Startimpulse der Tropfen des polydispersen Sprays kommt es zu lokalen Geschwindigkeitsgradienten. Um diesem Phänomen Rechnung zu tragen wurde die Tropfengeschwindigkeit innerhalb eines Interrogation Spots in x- und in y-Richtung mit einem gleichmäßigen Gradienten beaufschlagt. Der Tropfendurchmesser wurde dabei wiederum bei  $D_1 = 3Pixel$  konstant gehalten. **Abb. 3.10a** zeigt den Verlauf von Peakbreite  $W$  und -höhe  $R$  in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsgradienten  $\delta\mathbf{U}/\delta\mathbf{X}$ . In **Abb. 3.10b** ist die zugehörige Detektionswahrscheinlichkeit oder *Valid Detection Probability* ( $VDP$ ) dargestellt, die das Verhältnis von "richtig" (Geschwindigkeitsabweichung vom vorgegebenen Wert  $< 5\%$ ) ausgewerteten Interrogation Spots zur Gesamtzahl der Quadrate angibt.



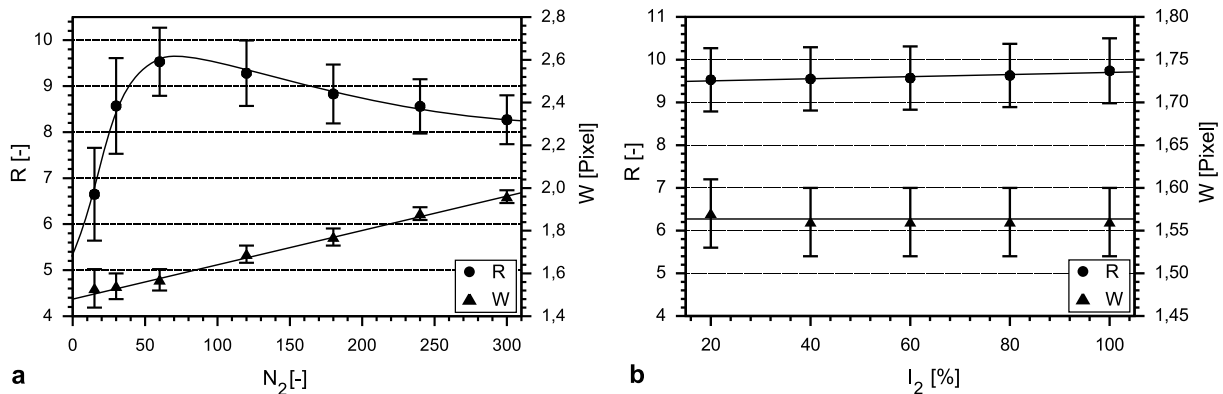
**Abb. 3.10:** Variation des Geschwindigkeitsgradienten a) Peakratio  $R$  und Peakbreite  $W$  b) Valid Detection Probability  $VDP$

Ähnlich bei der Variation von Tropfendurchmesser und Verteilungsbreite ist auch bei einer Änderung der Geschwindigkeitsgradienten die Entwicklung von Peakbreite und -höhe gegenläufig. Die Peakbreite steigt mit zunehmendem Gradienten, was durch numerische und analytische Untersuchungen von Keane und Adrian (1992) bestätigt wird. Bei einem Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Tropfen von 15% sinkt das Peakratio auf unter 1,3 und das  $VDP$  auf ungefähr 55% ab. Damit begünstigen neben den optischen Eigenschaften auch die Strömungseigenschaften der Sprühstrahltröpfchen die Unterscheidbarkeit der Phasen nach dem Peakbreiten-Kriterium. Allerdings zeigt **Abb. 3.10b**, dass für Partikeldurchmesser von  $D_1 = 3Pixel$  Gradienten größer 10% durch eine geeignete Wahl von Spotgröße und Pulsabstand vermieden werden sollten. Dieser Wert stimmt gut mit der Regel von Keane und Adrian (1992) (vgl. Gleichung 2.17) überein, dass der räumliche Gradient nicht größer sein darf als der Quozient aus dem doppelten Partikeldurchmesser  $2 \cdot D_P$  und einem äquivalenten Durchmesser des Interrogation Spots  $D_I$ .

$$\delta\mathbf{U}/\delta\mathbf{X} < \frac{2D_P}{D_I} \quad (3.4)$$

Die bisher variierten Parameter sind charakteristische Eigenschaften des Sprays und daher

nicht beeinflussbar. Die einzigen, experimentell veränderbaren Größen sind die Anzahl der Seedingpartikel im Interrogation Spot  $N_2$  und ihre Helligkeit  $I_2$ . Die Partikeldichte lässt sich durch den Vernebler einstellen, die Helligkeit durch die Wahl des optischen Filters vor der Kamera verändern (siehe Abschnitt 3.2.1). Der Partikeldurchmesser wurde dabei aufgrund der Resultate der Größenvariation auf  $1,5\text{Pixel}$  gesetzt. Geschwindigkeitsgradienten wurden nicht berücksichtigt, und die Partikel als monodispers angenommen (s.o.). Die Ergebnisse sind in **Abb. 3.11** dargestellt.



**Abb. 3.11:** Variation Partikeldichte (a) und Helligkeit (b)

Mit zunehmender Zahl an Partikeln (**Abb. 3.11a**) steigt das Peakratio bis zu einer Partikelzahl von ca. 60 an und fällt danach wieder leicht ab. Die Peakbreite steigt schwach von 1,5 Pixeln auf knapp 1,9 Pixel an. Dies könnte die prinzipielle Unterscheidbarkeit der Phasen nach der Peakbreite negativ beeinflussen, da bei einer großen Seeding-Dichte die Differenz zwischen Tropfen- und Seeding-Peak verringert wird.

Aufgrund des fehlenden Hintergrundrauschens hat die Helligkeit der Partikel keinen Einfluss auf die Korrelation. Auf realen Bildern, bei denen Rauschen stets vorhanden ist, spielt der Kontrast dagegen eine bedeutende Rolle. In dieser Studie wurde die Helligkeit bei der Parametervariation mit berücksichtigt, da sie bei der Überlagerung der beiden Phasen (siehe Abschnitt 3.2.3.2) einen entscheidenden Einfluss besitzt.

Da sich alle entscheidenden Unterschiede der Eigenschaften von Spray und Gasströmung in der Peakbreite widerspiegeln, kann nach dieser Parametervariation von einem großen Potenzial der Peaktrennungsmethode ausgegangen werden. Als zusätzliches Unterscheidungskriterium steht bei Bedarf das Peakratio zur Verfügung. Einsatzfähigkeit und Grenzen dieser Methode können allerdings nur durch die Synthese von zweiphasigen Bildern aufgezeigt werden.

### 3.2.3.2 Grenzen der Detektierbarkeit zweier Phasen

Die Bilder der Zweiphasenströmung wurden durch Überlagerung der Bilder von Phase 1 (Spraytropfen-Eigenschaften) mit denen von Phase 2 (Seeding-Eigenschaften) erzeugt. Wie in Abschnitt 3.2.3.1 wurde auch bei dieser Untersuchung eine statistische

Auswertung über 121 unabhängige Interrogation Spots vorgenommen. Zur Reduktion der Einfluss- und Ergebnisgrößen wurden die Eigenschaften  $\Gamma_{1,2}$  der einzelnen Phasen ( $\Gamma_{1,2} = (D_{1,2}, N_{1,2}, I_{1,2}, R_{1,2}, W_{1,2})$ ) durch ihr Verhältnis  $\Gamma_V$  ersetzt.

$$\Gamma_V = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \quad (3.5)$$

Dabei wurde die Variation von  $D_V$  durch eine Veränderung von Phase 1 realisiert, die Variation von  $N_V$  und  $I_V$  erfolgte durch Phase 2. Zusätzlich dazu wurde die Verteilungsbreite des Tropfendurchmessers  $\sigma_{D_1}$  und der lokale Geschwindigkeitsgradient zwischen den Tropfen  $\delta\mathbf{U}_1/\delta\mathbf{X}_1$  variiert.

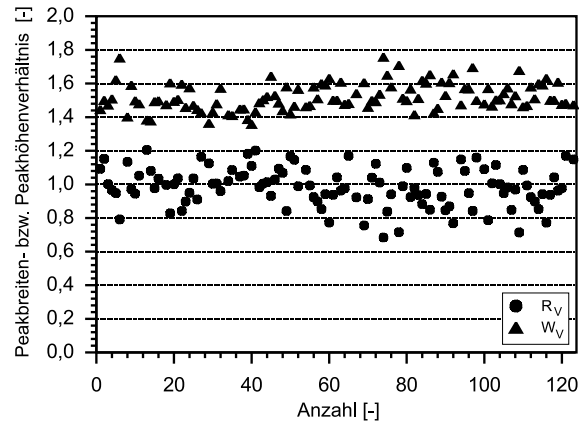
Bei der Auswertung der Peakhöhe muss berücksichtigt werden, dass der zweithöchste Peak anders als bei der "einphasigen" PIV-Methode einen Ergebnispeak darstellt. Standard-PIV behandelt den zweithöchsten Peak als Rauschpeak, auf welchen die Peakhöhe bezogen wird (Definition "Peakratio" siehe Abschnitt 2.2.1.1). Somit muss das Peakratio bei der Zweiphasen-Auswertung jeweils mit dem dritthöchsten Peak im Interrogation Spot gebildet werden.

Grundsätzlich muss bei der Analyse von zweiphasigen PIV-Bildern zunächst ein Kriterium zur Phasentrennung festgelegt werden, um anschließend die optimalen Parametereinstellungen bzw. Parametergrenzen herauszufinden. Neben der Helligkeit und der Größe der Partikel auf dem Originalbild (Maskierungstechniken, siehe Abschnitt 3.2.3.3), stellen bei der Methode der Peaktrennung das Peakratio und die Peakbreite mögliche Kriterien zur Phasentrennung dar. In Abschnitt 3.2.3.1 konnte eindeutig gezeigt werden, dass die Peakbreite das geeignetste Unterscheidungskriterium für Strömungen von Kraftstofftropfen in Luft darstellt. Dies konnte auch bei den zweiphasigen Bildern für alle Parametervariationen nachgewiesen werden. Fälle, in denen das Peakratio ebenfalls zur Unterscheidung herangezogen werden könnte, sind zwar nicht selten, oft liegen die Peakhöhen der beiden Phasen allerdings in der gleichen Größenordnung. **Abb. 3.12** zeigt anhand eines realistischen Beispiels ( $D_V = 3; N_V = 0,2; I_V = 1$ ), dass das Verhältnis der Peakhöhen  $R_V$  statistisch um den Wert 1 schwanken kann.

In diesem Beispiel ist das Peakratio von Phase 1 in fast exakt 50% der ausgewerteten Interrogation Spots größer und in den restlichen 50% kleiner als das von Phase 2. Somit ist in diesem Fall keine Unterscheidung aufgrund der Peakhöhe möglich. Dagegen sind die Peaks der Tropfenphase zu 100% breiter als die der Gasphase.

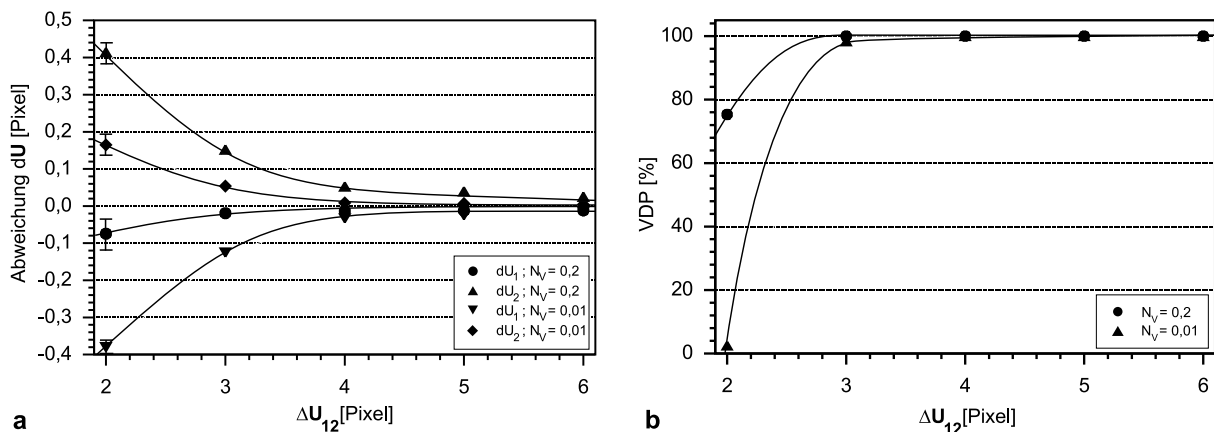
Insgesamt kann aufgrund dieser Ergebnisse die Peakbreite als Unterscheidungskriterium festgesetzt werden. Ziel aller weiteren Untersuchungen muss es nun sein, Parametergrenzen bzw. einen optimalen Parametersatz herauszufinden, bei dem beide Phasen gleichzeitig detektierbar sind und der Fehler möglichst gering gehalten werden kann.

Wie in Abschnitt 3.2.2.2 erläutert, muss für die Peaktrennungsmethode eine minimale Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen existieren. Diese kann je nach Fit-Algorithmus theoretisch  $\sqrt{2}$  Pixel betragen. Allerdings konnte selbst in der Simulation kein realistischer Parametersatz gefunden werden, bei dem für einen solchen Geschwindigkeitsunterschied eine korrekte Auswertung beider Phasen möglich gewesen wäre. So-



**Abb. 3.12:** Peakbreite und -höhe als Unterscheidungskriterium zur Peaktrennung am Beispiel  $D_V = 3$ ;  $N_V = 0, 2$ ;  $I_V = 1$

mit wurde als minimale Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta U_{12} = 2$  gewählt. In Abbildung **Abb. 3.13** ist der Fehler in der ausgewerteten Geschwindigkeit und die Detektionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsdifferenz dargestellt.



**Abb. 3.13:** Variation der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta U_{12}$  für  $D_V = 3$  und  $I_V = 1$  a) Abweichung von der vorgegebenen Geschwindigkeit b) Detektionswahrscheinlichkeit VDP

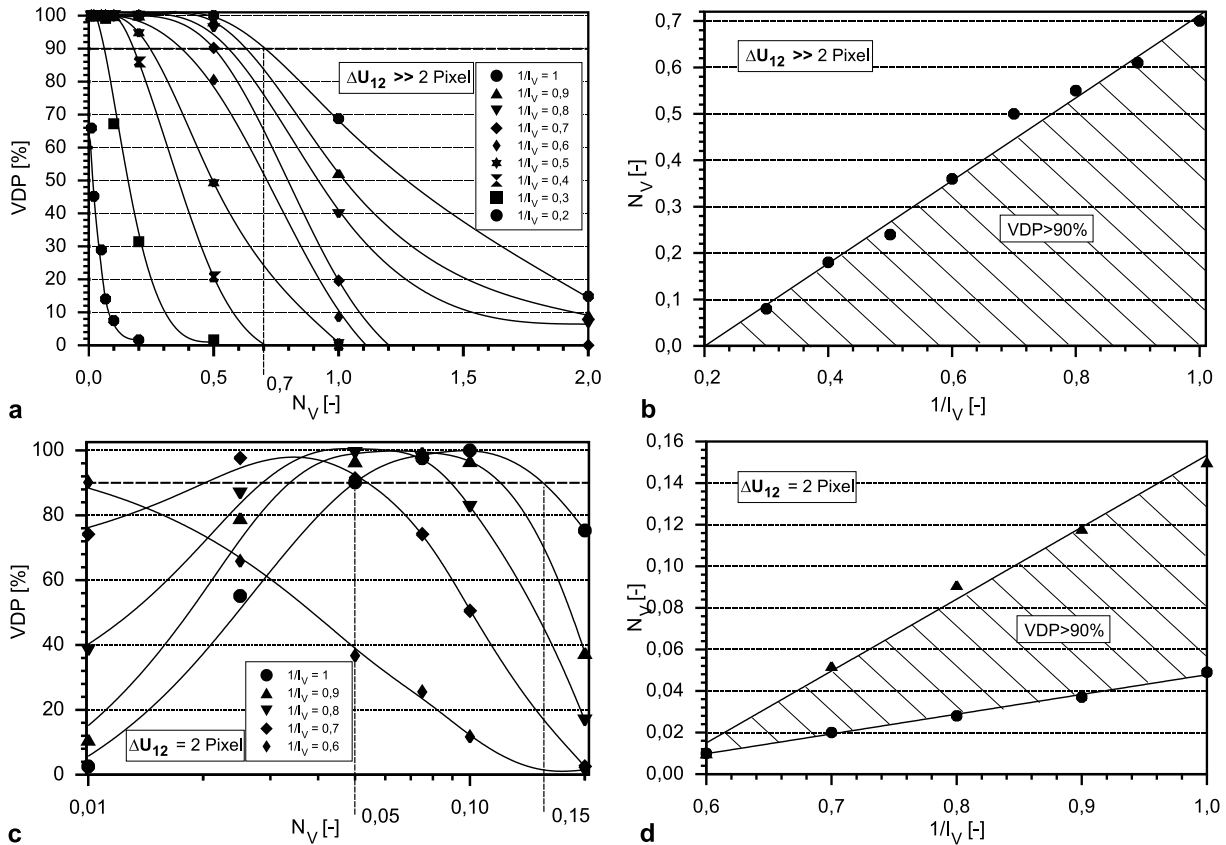
Es ist deutlich erkennbar, dass sich die Peaks der beiden Phasen immer stärker gegenseitig beeinflussen, je kleiner die Geschwindigkeitsdifferenz wird, d.h. je mehr sie sich im Korrelationsfeld annähern. Dem entsprechend steigt der Fehler bei Geschwindigkeitsdifferenzen von  $\Delta U_{12} \leq 3$  stärker an und die Detektionswahrscheinlichkeit fällt. Je nach dem welche Phase auf dem Bild dominiert, wird deren vorgegebene Geschwindigkeit von der anderen Phase geringer beeinflusst. Die Dominanz einer Phase gegenüber der anderen wird von der Anzahl und der Helligkeit der im Interrogation Spot belegten Pixel bestimmt (siehe unten). So weicht die Geschwindigkeit von Phase 1 bei  $N_V = 0, 2$  wesentlich geringer ab als Phase 2. Wird die Anzahl der Partikel von Phase 2 stark erhöht ( $N_V = 0, 01$ ) so kehrt sich der Effekt um. Die geringen Standardabweichungen, die im Diagramm exemplarisch für  $\Delta U_{12} = 2$  eingetragen sind, weisen auf einen überwiegend systematisch bedingten

Fehler hin. Somit wäre die Implementierung einer Korrekturfunktion für geringe Geschwindigkeitsunterschiede theoretisch möglich, gleichzeitig müsste aber auch eine äußerst aufwändige Analyse der Phasendominanz durchgeführt werden. Im Experiment besteht die einfachste Möglichkeit, diesen Fehler zu vermeiden darin, den Geschwindigkeitsabstand  $\Delta\mathbf{U}_{12}$  [Pixeln] durch die Wahl eines größeren Pulsabstandes  $\Delta t$  [s] zu erhöhen. Diese Maßnahme verringert allerdings die größte erfassbare Geschwindigkeit und ist daher nur bis zu einem gewissen Grad einsetzbar. In jedem Fall sollte ein ausreichender Geschwindigkeitsabstand aber durch die Wahl der größtmögliche Kameraauflösung sichergestellt werden.

Neben dem Pulsabstand kann im Experiment das Helligkeitsverhältnis  $I_V$  durch die Wahl von Laserleistung und optischem Filter und das Anzahlverhältnis  $N_V$  durch Einstellungen am Partikelgenerator beeinflusst werden. Um die Grenzen der Detektierbarkeit herauszufinden, wurden deshalb zunächst das Intensitäts- ( $I_V$ ) und das Anzahlverhältnis ( $N_V$ ) variiert und das Durchmesser Verhältnis ( $D_V$ ) konstant gehalten. Mit  $D_V = 3$  ist die Trennbarkeit mit Hilfe des Breitenkriteriums zu 100% gewährleistet (siehe **Abb. 3.12**). Die Detektionswahrscheinlichkeit VDP wurde bei der minimalen Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\mathbf{U}_{12} = 2Pixel$  und bei Differenzen von 4 und 6 Pixeln, also  $\Delta\mathbf{U}_{12} \gg 2Pixel$ , bei der sich die Peaks gegenseitig nicht mehr beeinflussen, bestimmt (siehe **Abb. 3.14a** und **c**). Durch Annähern der Messpunkte mit Hilfe von kubischen Splines und Schneiden mit einer Linie bei  $VDP = 90\%$  können Grenzkurven ermittelt werden, die Wertebereiche für  $I_V$  und  $N_V$  einschließen, in denen die Wahrscheinlichkeit für eine korrekte Bestimmung der Geschwindigkeiten beider Phasen größer als 90% ist (siehe **Abb. 3.14b** und **d**).

Grundsätzlich sinkt die Detektionswahrscheinlichkeit VDP, wenn der Helligkeitsunterschied  $I_V$  zwischen den Phasen zunimmt. Für große Geschwindigkeitsdifferenzen ( $\Delta\mathbf{U}_{12} \gg 2Pixel$ ) ist mit steigendem Anzahlverhältnis  $N_V$  eine wachsende Detektierbarkeit festzustellen. Für das Experiment bedeutet dies, dass versucht werden sollte die Seedingpartikel möglichst hell auf dem Bild darzustellen. Ist dies nicht möglich, muss die Partikeldichte erhöht werden. Bei kleinen Geschwindigkeitsunterschieden ( $\Delta\mathbf{U}_{12} \gg 2Pixel$ ) beeinflusst ein zu kleines  $N_V$  den VDP-Wert allerdings negativ. Allgemein kann für die kleinst mögliche Geschwindigkeitsdifferenz nur ein sehr kleiner Wertebereich mit  $VDP > 90\%$  gefunden werden. Dies liegt hauptsächlich daran, dass sich der niedrigere Korrelationspeak aus der Flanke des höheren Peaks hervorheben muss, um detektiert werden zu können (vgl. **Abb. 3.8**). Damit dominiert bei einer zu großen Anzahl bzw. Helligkeit der Seedingpartikel der Peak der Phase 2, bei zu wenigen bzw. zu dunklen Partikeln der Peak der Phase 1.

In der Simulation wurden Vereinfachungen, wie z.B. ein rauschfreier Hintergrund oder ein fehlendes Loss-of-Pairs (s.o.), getroffen. Daher kann von einer direkten Übertragbarkeit der Detektionsgrenzen auf das Experiment nicht ohne Weiteres ausgegangen werden. Allerdings sollte ein optimaler Parametersatz in der Simulation in der Lage sein Anhaltspunkte zur Optimierung des Experiments zu liefern. Für  $\Delta\mathbf{U}_{12} = 2Pixel$  können solche Maxima im VDP-Wert gefunden werden. Diese Maxima sind gleichbedeutend mit dem Auftreten von zwei ähnlich hohen Peaks im Korrelationsfeld, d.h. der Einfluss beider



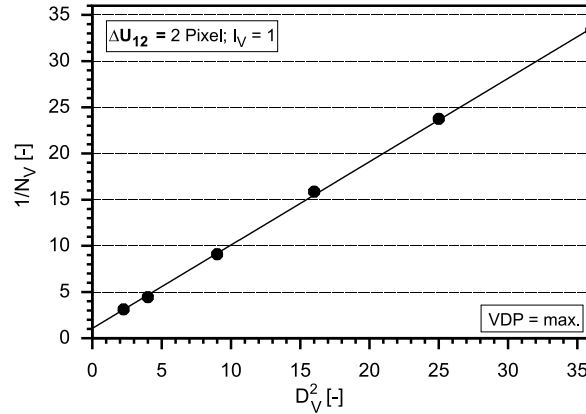
**Abb. 3.14:** Variation von Intensitäts- ( $I_V$ ) und Anzahlverhältnis ( $N_V$ ) bei  $D_V = 3$   
 a)  $VDP$  für  $\Delta U_{12} \gg 2 \text{ Pixel}$  b)  $VDP > 90\%$  für  $\Delta U_{12} \gg 2 \text{ Pixel}$   
 c)  $VDP$  für  $\Delta U_{12} = 2 \text{ Pixel}$  d)  $VDP > 90\%$  für  $\Delta U_{12} = 2 \text{ Pixel}$

Phasen auf die Korrelationsintensität ist ausgeglichen. Alle bisherigen Ergebnisse der Simulation deuten darauf hin, dass bei gleicher Intensität die Dominanz einer Phase von der insgesamt eingenommenen Fläche der Partikelbilder im Interrogation Spot abhängt. Die Ergebnisse einer gezielten Untersuchung dieses Phänomens bestätigen diesen Eindruck (siehe **Abb. 3.15**).

Für ein ausgeglichenes Helligkeitsverhältnis  $I_V = 1$  kann damit folgender Zusammenhang gefunden werden:

$$D_V^2 \cdot N_V \approx 1 \quad (3.6)$$

Damit lassen sich die beiden Größen Durchmesser- und Anzahlverhältnis zu einem *Dominanzparameter* zusammenfassen. In einem weiteren Schritt wurde der Einfluss des Helligkeitsverhältnisses auf diesen Parameter  $D_V^2 \cdot N_V$  untersucht. Hierfür wurden der Matrix von sechs verschiedenen Durchmesser- und Anzahlverhältnissen noch fünf Helligkeitsverhältnisse in der dritten Dimension hinzugefügt, wobei weiterhin jeder Messpunkt der Matrix eine Statistik über 121 unabhängige Interrogation Spots beinhaltet. Das Ergebnis zeigt **Abb. 3.16a**. Die Abweichungen der Maximalwerte von ihrem jeweiligen Mittelwert (bis zu 15%) sind auf die unterschiedlichen Einflüsse des In-Plane Loss-of-Pairs bei verschiedenen Durchmesserhältnissen zurückzuführen. Trotzdem stellt die

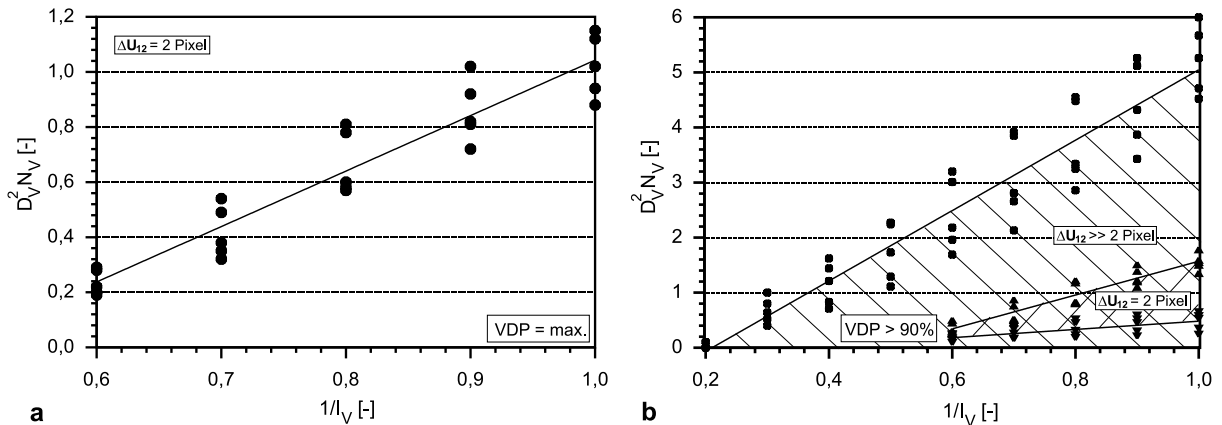


**Abb. 3.15:** Maxima des VDP-Werts für  $\Delta U_{12} = 2\text{Pixel}$  und  $I_V = 1$  in Abhängigkeit des Durchmesserverhältnisses  $D_V$  und des Anzahlverhältnisses  $N_V$

Regressionsgerade durch die jeweiligen Mittelwerte (Gleichung 3.7) einen guten Anhaltspunkt für die Optimierung eines Experiments zur simultanen Detektion zweier Phasen nach der Peaktrennungsmethode dar (vgl. Kapitel 3.2.2.2).

$$D_V^2 \cdot N_V \cdot I_V + I_V \approx 2 \quad (3.7)$$

Gleichung 3.7 gilt für  $0,6 \leq I_V \leq 1,0$  und  $1,5 \leq D_V \leq 6$ . Anhand dieser Parametervariation können für die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta U_{12} = 2\text{Pixel}$  auch die  $VDP > 90\%$  Grenzlinien ermittelt werden. Die Ergebnisse sind in **Abb. 3.16b** zusammen mit der Grenzlinie für  $\Delta U_{12} \gg 2\text{Pixel}$  dargestellt. Dafür musste eine weitere Parametervariation mit einer Matrix von fünf Durchmesser-, neun Anzahl- und neun Helligkeitsverhältnissen durchgeführt werden.



**Abb. 3.16:** a) Maxima des VDP-Werts für  $\Delta U_{12} = 2\text{Pixel}$  in Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses  $I_V$  und des Dominanzparameters  $D_V^2 \cdot N_V$   
b)  $VDP > 90\%$ -Grenzlinien für  $\Delta U_{12} = 2\text{Pixel}$  und  $\Delta U_{12} \gg 2\text{Pixel}$  in Abhängigkeit des Helligkeitsverhältnisses  $I_V$  und des Parameters  $D_V^2 \cdot N_V$

Erwartungsgemäß ist der Wertebereich für  $\Delta U_{12} \gg 2\text{Pixel}$  wesentlich größer als der für den kleinsten Geschwindigkeitsunterschied und wird auch für sehr kleine Anzahl-



verhältnisse nicht eingeschränkt. Im Gegensatz zu  $\Delta U_{12} = 2Pixel$  kann der Helligkeitsquotient bis auf Werte von 0,2 herabgesetzt werden, während für den kleinsten Geschwindigkeitsunterschied lediglich 0,6 realisiert werden konnte.

Aus der Regressionsgerade durch die Grenzpunkte für  $\Delta U_{12} \gg 2Pixel$  lässt sich folgende Bedingungen für eine Detektionswahrscheinlichkeit  $VDP > 90\%$  ableiten:

$$D_V^2 \cdot N_V \cdot I_V + 1,4 \cdot I_V < 6,4 \quad (3.8)$$

Für den kleinsten Geschwindigkeitsunterschied  $\Delta U_{12} = 2Pixel$  existieren zwei Grenzkurven, die den Bereich für  $VDP > 90\%$  eingrenzen:

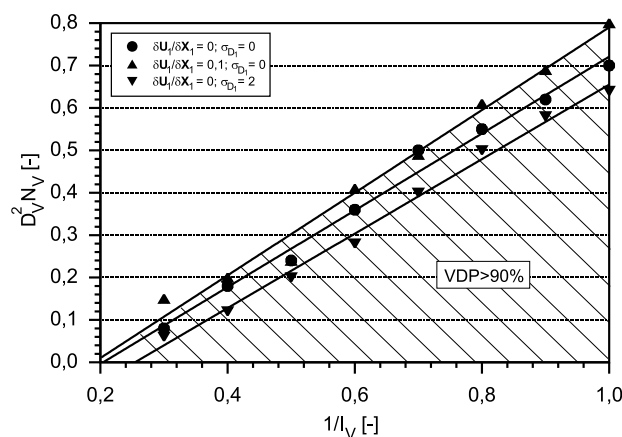
$$D_V^2 \cdot N_V \cdot I_V + 1,5 \cdot I_V < 3,0 \quad (3.9)$$

$$D_V^2 \cdot N_V \cdot I_V + 0,3 \cdot I_V > 0,75 \quad (3.10)$$

Inwiefern diese Grenzen, die unter den idealisierten Bedingungen einer Simulation ermittelt wurden, auch unter den realen Bedingungen ihre Gültigkeit besitzen, kann nur das Experiment zeigen (siehe Kapitel 4.3.1).

Bei den bisherigen Parametervariationen für die Detektierbarkeitsgrenzen wurden die zwei Spraycharakteristika - polydisperse Tropfen und lokale Geschwindigkeitsgradienten - nicht berücksichtigt. Diese fördern zwar, wie in Abschnitt 3.2.3.1 erläutert, die Trennbarkeit der Phasen nach dem Peakbreitenkriterium, der Einfluss auf die Detektierbarkeit wurde allerdings noch nicht untersucht, und wird deshalb im Folgenden erörtert.

Hierzu wurden größtmögliche Werte für  $\delta U_1 / \delta X_1$  und  $\sigma_{D_1}$  herangezogen (vgl. **Abb. 3.9** und **Abb. 3.10** in Abschnitt 3.2.3.1). Dabei wurde eine große Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen gewählt ( $\Delta U_{12} = 6Pixel$ ) und das Durchmesser Verhältnis wurde bei  $D_V = 3$  konstant gehalten. Die Ergebnisse zeigt **Abb. 3.17** anhand des  $VDP > 90\%$ -Kriteriums im Vergleich mit der Grenzlinie für  $\delta U_1 / \delta X_1 = 0$  und  $\sigma_{D_1} = 0$ .



**Abb. 3.17:**  $VDP > 90\%$ -Grenzlinien für  $\Delta U_{12} = 6Pixel$ : Vergleich polydisperser Tropfen mit monodispersen, mit und ohne Geschwindigkeitsgradienten

Während für polydisperse Tropfen eine leichte Verschlechterung in der Detektierbarkeit festzustellen ist, verbessert sich die Detektionswahrscheinlichkeit  $VDP$  bei Vorhandensein

von lokalen Geschwindigkeitsgradienten zwischen den Tropfen. Ein Anstieg von  $\sigma_D$  bewirkt eine Verbreiterung der Durchmesser-Verteilung (Gauß'sche Normalverteilung), wobei die Anzahl der Partikel konstant bleibt. Die von den Partikeln eingenommene Fläche [Pixel] steigt allerdings quadratisch. Damit nehmen polydisperse Tropfen in der Summe eine größere Fläche ein als eine gleiche Anzahl an monodispersen Tropfen. Die Dominanz der Phase 1 steigt somit, und es ist eine größere Anzahl an Seedingpartikeln notwendig, um beide Phasen gleichzeitig detektieren zu können. Den entgegengesetzten Effekt bewirken lokale Geschwindigkeitsgradienten. Wie in Abschnitt 3.2.3.1 gezeigt, sinkt das Peakratio in Anwesenheit solcher Gradienten, und der Seedingpeak kann sich leichter vom Tropfenpeak abheben. In realen Sprühstrahlen treten in der Regel beide Phänomene gleichzeitig auf, so dass sich die Effekte aufheben könnten. Absolut betrachtet sind die Effekte aber auch so gering, dass ihr Einfluss auf die Detektierbarkeit als vernachlässigbar eingeschätzt werden kann.

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass die Peaktrennungsmethode bei Anwendung des Peakbreitenkriteriums in einem weiten Bereich einsetzbar ist. Darüber hinaus wurden Richtlinien zur Optimierung eines simultanen Zweiphasen-PIV-Experiments ermittelt.

Eine entscheidende Größe ist der zeitliche Abstand zwischen den beiden Belichtungen  $\Delta t$ . Dieser sollte so gewählt werden, dass die geringste, zu erwartende Geschwindigkeitsdifferenz einem Partikelbild-Versatz von deutlich mehr als 2 Pixeln entspricht. Ein Versatz von nur 2 Pixeln schränkt den zulässigen Wertebereich der Einflussparameter stark ein. Der Pulsabstand darf allerdings auch nicht zu groß gewählt werden, um Fehler durch Loss-of-Pairs zu vermeiden. Kriterien zur weiteren Optimierung von Pulsabstand und Interrogation Spot Größe sind durch die Gleichungen 2.16 und 2.17 und in Abschnitt 2.2.1.1 gegeben. Dabei gilt es hauptsächlich die geforderte minimale Anzahl an validierbaren Partikelbildpaaren im Interrogation Spot ( $N_P > 7$ ) nicht zu unterschreiten.

Die beiden weiteren einstellbaren Parameter sind das Helligkeits- und das Anzahlverhältnis von Tropfen zu Seedingpartikeln. Das Durchmesser-Verhältnis, ein weiterer wichtiger Parameter, ist durch die Spraycharakteristik und die Wahl der Seedingpartikel meist vorgegeben. Das Helligkeitsverhältnis dagegen kann über Laserleistung, Kamerablende und verschiedene optische Filter eingestellt werden. Das Anzahlverhältnis kann in gewissen Grenzen über den Partikelgenerator variiert werden. Gleichung 3.7 gibt einen Anhaltspunkt dafür, wie diese Parameter verändert werden sollten, um beide Phasen gleichzeitig detektieren zu können. Danach sollte das Ziel sein, keine der beiden Phasen zu stark dominieren zu lassen. Sie sollten ähnlich viele Pixel gleicher Helligkeit im Interrogation Spot einnehmen. Sind ähnliche Helligkeiten nicht realisierbar, muss dies durch eine Erhöhung der Dichte des Seedings ausgeglichen werden.

Die Auswirkungen polydisperser Tropfen und lokaler Geschwindigkeitsgradienten, die in Sprühstrahlen immer vorhanden sind, wurden untersucht. Dabei wurde eine Verbesserung der Trennbarkeit und kein nennenswerter Einfluss auf die Detektierbarkeit festgestellt.

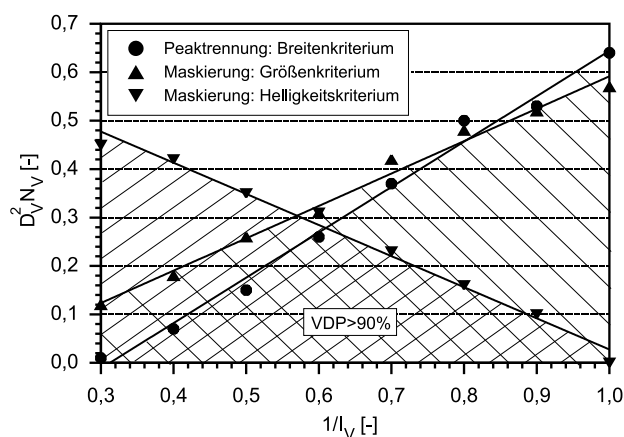
### 3.2.3.3 Vergleich mit Maskierungstechniken

Zur Trennung zweier, simultan aufgezeichneter Phasen wurden bisher hauptsächlich Maskierungstechniken eingesetzt. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Histogrammbasierte Maskierungstechnik angewendet (siehe Abschnitt 3.2.2.1). Die Grenzen dieser Techniken wurden untersucht und mit der Peaktrennungsmethode verglichen.

Der prinzipielle Unterschied von Maskierungstechniken zur Peaktrennungsmethode besteht darin, dass die Maskierung ausschließlich aufgrund von unterschiedlichen Eigenschaften der Partikelbilder erfolgt, wohingegen die Peaktrennung die Strömungseigenschaften der Partikel mit einbezieht. Die Eigenschaften der Partikelbilder, die zur Phasentrennung herangezogen werden, sind vorwiegend ihre Helligkeit und ihre Größe (vgl. z.B. Jacobsen et al. (1996), Gui und Merzkirch (1997)). In wenigen Anwendungsfällen kann auch die Form der Partikel als Unterscheidungskriterium herangezogen werden (Kiger, 1998).

Im Falle der Zweiphasenströmung von Kraftstofftropfen in Luft bietet sich zunächst das Größenkriterium an, da die Kraftstofftropfen in der Regel größer als die Seedingpartikel sind. Bei der hier angewendeten Größenmaske wird zunächst ein Intensitätsschwellwert festgelegt, der die Partikelbilder vom Hintergrundrauschen trennt. Danach wird aufgrund von Gradienten im Flächenhistogramm der Partikelbilder ein Größenschwellwert ermittelt. Die Partikel unterhalb bzw. oberhalb dieses Werts werden extrahiert und zu Bildern konstanten Grauwerts addiert.

Durch die Möglichkeit einer variablen Einstellung des Helligkeitsverhältnisses mit Hilfe von optischen Filtern kann auch ein Helligkeitskriterium erfolgreich eingesetzt werden. Die Funktionsweise dieser Technik ist in Abschnitt 3.2.2.1 ausführlich beschrieben. Um die Maskierungstechniken mit der Peaktrennungsmethode vergleichen zu können wurden diese Auswertetechniken auf simulierte Bilder mit den konstanten Größen  $D_V = 3$ ,  $\sigma_{D_1} = 2$ , und  $\delta U_1 / \delta X_1 = 0$  angewendet. Die Ergebnisse zeigt **Abb. 3.18**.



**Abb. 3.18:**  $VDP > 90\%$ -Grenzlinien für  $\Delta U_{12} = 6 \text{ Pixel}$ : Vergleich von Maskierungstechniken mit der Peaktrennungsmethode

Peaktrennungsmethode und Maskierungstechnik mit Größenunterscheidung verhalten sich ähnlich. Die Maskierung ist in der Lage auch Seedingpartikel mit geringer Intensität noch

gut zu extrahieren, was allerdings auch am fehlenden Hintergrundrauschen liegt. Die Peaktrennungsmethode besitzt ihre Vorteile im Falle eines ähnlichen Helligkeitsniveaus beider Phasen. Hier kommt es bei der Maskierungstechnik zu Schwierigkeiten bei der Trennung der kleinen Kraftstofftropfen von den Seedingpartikeln.

Bei Anwendung des Helligkeitskriteriums ist erwartungsgemäß für größere Helligkeitsverhältnisse eine bessere Detektierbarkeit festzustellen. Der Bereich von  $VDP > 90\%$  ist etwas kleiner als der Detektierbarkeitsbereich der Peaktrennungsmethode oder der Maskierungstechnik mit Größenunterscheidung.

Eine abschließende Bewertung der beiden Trenntechniken lässt sich allein aufgrund der Ergebnisse der Simulation nicht vornehmen, da die Bildqualität von Aufnahmen einer realen Zweiphasenströmung deutlich schlechter ist. Allerdings konnten für die Detektierbarkeit keine signifikanten Nachteile der Peaktrennungsmethode gegenüber den Maskierungstechniken festgestellt werden. Im realen Versuch hängt es stark von der Art der Zweiphasenströmung und der Aufnahmetechnik ab, welches der vorgestellten Trennverfahren die besten Ergebnisse liefert. Da bei der Maskierungstechnik keine Limitierung für die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen existiert, ist diese Trennmethode immer dann zu bevorzugen, wenn auf dem Bild eindeutige Unterschiede in den Eigenschaften der Tropfen- und Partikelbilder vorhanden sind. Liegen bei polydispersen Sprühstrahlen viele Tropfenbilder in Helligkeit und Größe im Bereich der Seedingpartikel, kann das Ergebnis der Maskierungstechnik stark verfälscht werden. Die ausgewertete Tropfengeschwindigkeit stellt lediglich die Geschwindigkeit der großen und hellen Tropfen dar, repräsentiert allerdings nicht die über das gesamte Tropfenkollektiv gemittelten Geschwindigkeitswert. Gleichzeitig tragen kleinere Tropfen zur Geschwindigkeit der Gasphase bei. Unter der Voraussetzung einer ausreichenden Geschwindigkeitsdifferenz ist in solchen Fällen die Peaktrennungsmethode in der Lage korrekte mittlere Geschwindigkeiten für beide Phasen zu ermitteln.

Im Vergleich zur sequenziellen Zweiphasen-PIV-Technik haben beide simultanen Methoden den Nachteil, dass der zeitliche Abstand zwischen den Belichtungen nicht für jede Phase einzeln optimiert werden kann. Außerdem kann, wie oben geschrieben, eine exakte Phasentrennung nicht in jedem Fall gewährleistet werden. Bei der Untersuchung stationärer bzw. periodischer Phänomene, wie dem globalen Ausbreitungsverhalten von Kraftstoffsprays in Ottomotoren, Dieselmotoren oder Gasturbinen, ist deshalb die sequenzielle Technik zu bevorzugen. Zur Vermessung klassisch transienter Vorgänge wird simultanes Zweiphasen-PIV in Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera allerdings enorm an Bedeutung gewinnen, da nur mit dieser Methode der zeitliche Vorgang der Interaktion zwischen zwei Phasen dargestellt werden kann.

### 3.3 LDA mit fluoreszierenden Partikeln (FLDA)

Die in Abschnitt 3.2 vorgestellten Zweiphasen-PIV-Techniken sind in der Lage, die Geschwindigkeiten der Gasphase und der dispergierten Spraytropfen zu bestimmen. Zur

vollständigen Charakterisierung einer Zweiphasenströmung ist darüber hinaus allerdings auch noch die Tropfengröße von entscheidender Bedeutung. Die am weitesten verbreitete optische Messtechnik, die zusätzlich zur Geschwindigkeit auch die Größe messen kann, ist die Phasen Doppler Anemometrie. Um auch bei diesem Verfahren eine exakte Trennung von Seedingpartikeln und Spraytropfen zu erreichen, wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals fluoreszierende Seedingpartikel eingesetzt.

Die physikalischen Grundlagen der Geschwindigkeitsbestimmung mit Hilfe eines Doppler-Anemometers unter Verwendung von Fluoreszenzlicht (FLDA) werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Weiterhin wird die Auswahl eines geeigneten fluoreszierenden Farbstoffes insbesondere im Hinblick auf Lebensdauer, Intensität, Onset und der Signalqualität der resultierenden "Doppler"-Bursts vorgestellt. Die Genauigkeit des Messverfahrens und seine Grenzen werden diskutiert. Die verschiedenen Möglichkeiten der Anwendungen der FLDA-Methode in technischen Sprühstrahlen werden ausführlich von Meier et al. (2001) beschrieben, wobei insbesondere die Vorteile des FLDA gegenüber anderen PDA-Verfahren mit Phasendiskriminierung dargestellt werden.

### 3.3.1 Physikalische Grundlagen des FLDA

Eines der wichtigsten Ziele bei der Entwicklung des FLDA-Verfahrens, das sich in wesentlichen Teilen vom Standard-LDA unterscheidet, war zunächst die Klärung des physikalischen Funktionsprinzips. Die Auswirkungen, die sich daraus für die Verwendung von Standard-LDA-Komponenten ergeben, und mögliche Optimierungsschritte werden im Folgenden diskutiert.

#### 3.3.1.1 Doppler- und Interferenzstreifen-Modell

In Abschnitt 2.2.2.1 wurden die physikalischen Grundlagen der Laser Doppler Anemometrie ausführlich dargestellt. Dabei wurde deutlich, dass das Doppler-Modell im Vergleich zum Interferenzstreifen-Modell die physikalisch korrektere Interpretation liefert (Durst, 1980). Deshalb wird zunächst versucht das Doppler-Modell auf seine Anwendbarkeit zu überprüfen, wenn anstelle von elastisch gestreutem Licht Fluoreszenzlicht für die Frequenzanalyse herangezogen wird.

Das Doppler-Modell geht davon aus, dass das Partikel im Messvolumen als bewegter Empfänger und gleichzeitig als bewegter Sender bzw. Überträger des eingestrahlt Lichts agiert. Werden jegliche Oberflächenstreuungseffekte außer Acht gelassen, und nur die im Partikel gelösten oder eingeschlossenen, fluoreszierenden Moleküle betrachtet, so können diese Moleküle ebenfalls noch als bewegte Empfänger angesehen werden. Sie werden von Licht getroffen, dessen Wellenlänge sich durch die Bewegung des Partikels nach Gleichung 2.18 verkürzt oder vergrößert, je nach dem ob sich das Partikel auf die Lichtquelle zu bewegt oder sich von ihr entfernt. Dieses leicht frequenzverschobene Licht wird von den Molekülen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $B_{12}$  absorbiert. Die Absorptionsbanden fluoreszierender Farbstoffe sind allerdings so breit (bis zu mehreren  $100nm$ ), dass die

Frequenzverschiebung durch den Doppler-Effekt auf die Absorptionswahrscheinlichkeiten und damit auf die Fluoreszenzcharakteristik keinen Einfluss haben wird. Selbst wenn ein geringfügiger Einfluss existieren würde, wäre dieser schwierig zu interpretieren und noch schwieriger zu messen. Es ist somit davon auszugehen, dass der Einfluss des ersten Doppler-Effekts nicht im Fluoreszenzsignal enthalten ist, und das fluoreszierende Partikel damit nicht mehr als "bewegter" Überträger angesehen werden kann.

Die Eigenschaften des fluoreszierenden Partikels bzw. Moleküls als bewegter Sender dagegen bleiben erhalten. Das emittierte Fluoreszenzlicht des sich bewegenden Partikels ist im Vergleich zu dem eines ruhenden Partikels Doppler-verschoben. Somit könnte mit Hilfe eines fiktiven, hochauflösenden Spektrometers, das die komplette Fluoreszenzbande des bewegten mit der des ruhenden Partikels vergleicht, die Geschwindigkeit aus dem Doppler-Effekt bestimmt werden. Solche Geräte sind allerdings nicht verfügbar, weshalb in der Laser Doppler Anemometrie immer versucht wird, zwei Streustrahlen bzw. einen Streustrahl und einen Referenzstrahl zur Schwebung zu bringen, und aus dieser Schwebungsfrequenz die Geschwindigkeitsinformation zu extrahieren (Heterodynverfahren, vgl. Durst et al. (1987)).

Zwingende Voraussetzung für das Entstehen solcher Interferenzphänomene ist allerdings die Existenz von kohärentem Streulicht (siehe Abschnitt 2.2.2.1). Während bei der elastischen Streuung die Kohärenzeigenschaften des eingestrahlten Laserlichts weitgehend erhalten bleiben, handelt es sich bei der Fluoreszenz um eine spontane Emission von Licht, das sowohl räumlich, als auch zeitlich als inkohärent betrachtet werden kann (Levine, 1975). Nach dem Doppler-Modell wäre ein LDA unter Ausnutzung von fluoreszierendem Licht somit physikalisch unmöglich.

Neben dem Doppler-Modell wurde in Abschnitt 2.2.2.1 auch das von Rudd (1969) eingeführte Interferenzstreifen-Modell für Zweistrahl-Anemometer bezüglich seiner physikalischen Richtigkeit diskutiert. Die Linearität der Maxwell-Gleichungen erlaubt die Superposition zweier Lichtstrahlen. Sind diese zeitlich und räumlich kohärent so entsteht im Kreuzungspunkt der beiden Strahlen ein moduliertes E-Feld. Werden ebene Lichtwellen, wie die von Laserlicht verwendet, sind die Amplituden des E-Felds identisch mit dem angenommenen Interferenzstreifenmuster. Da Lichtintensität aus dem E-Feld aber erst durch quadrieren und integrieren hervorgeht (siehe Gleichung 2.24), "sehen" oder "erfahren" Partikel diese Interferenzstreifen nicht, es sei denn, sie hätten die quadrierenden und integrierenden Eigenschaften eines Photodetektors, eines so genannten *Square Law* Detektors. Da rein elastisch streuende Partikel diese Eigenschaften nicht besitzen, wurde das Interferenzstreifen-Modell von Durst (1980) als "physikalisch nicht korrekt" bezeichnet.

Wenn also LDA-Signale von fluoreszierendem Licht erhalten werden können, besitzen die fluoreszierenden Partikel zwangsläufig die Eigenschaften eines Square Law Photoempfängers. Im folgenden Abschnitt wird versucht, diese These durch die Analogie zwischen dem Phänomen der Fluoreszenz und dem photoelektrischen Effekt zu bestätigen.

### 3.3.1.2 Analogie zwischen Fluoreszenz und photoelektrischem Effekt

Der photoelektrische Effekt basiert, genauso wie die Fluoreszenz, auf der Interaktion von Licht mit einer Materie, die für dieses Licht sensitiv ist.

Die Hypothese von Einstein (1905), dass Strahlung in diskreten Quanten (später als Photonen bezeichnet) absorbiert wird, konnte gewisse, experimentell beobachtete Phänomene des Interaktionsprozesses erklären, die mit der klassischen Beschreibung von Licht in Konflikt gerieten. Die Analogie zwischen der Fluoreszenz und dem photoelektrischen Effekt wird in der quantenmechanischen Beschreibung am deutlichsten. Bei beiden Prozessen wird ein Laser-Photon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit  $B_{12}$  absorbiert, und mit einer zweiten Wahrscheinlichkeit ein anderes Teilchen emittiert. Der Unterschied besteht lediglich darin, dass bei der Fluoreszenz ein weiteres Photon und beim Photoeffekt ein Elektron emittiert wird.

Auch die *semiklassische* Beschreibung, bei der das einfallende Licht im klassischen Sinne als Welle, die ausgesendete Information aber als Teilchen behandelt wird (Mandel, 1976), lässt einen Analogieschluss zu. Beim photoelektrischen Prozess ist nach Gleichung 3.11 die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Elektrons  $P$  proportional zum Produkt aus einfallender Lichtintensität  $I_0$  und Quantenausbeute  $\eta_P$  (Abbiss, 1976).

$$P \propto \eta_P \cdot I_0 \quad (3.11)$$

Nach Eckbreth (1988) ist die Fluoreszenzwahrscheinlichkeit  $F$  ebenfalls proportional zur Lichtintensität  $I_0$  und zur Quantenausbeute  $\eta_F$ , wobei hier das Produkt aus der Anzahl an Molekülen, die dem Fluoreszenzprozess zur Verfügung stehen  $N$ , und der Absorptionswahrscheinlichkeit  $B_{12}$  meist mit einbezogen wird.

$$F \propto \eta_F \cdot I_0 \cdot B_{12} \cdot N \quad (3.12)$$

Für ein Seedingpartikel einer gewissen Größe, das mit einem bestimmten Farbstoff dotiert ist, sind allerdings sowohl der Einstein-Koeffizient  $B_{12}$  als auch die Anzahl der Fluoreszenzmoleküle konstant. Damit ergibt sich auch in der semiklassischen Betrachtungsweise eine perfekte Analogie zwischen Fluoreszenz und photoelektrischem Effekt.

Im rein klassischen, wellentheoretischen Modell, das bisher fast ausschließlich für die Beurteilung der Phänomene der Laser Doppler Anemometrie herangezogen wurde, ist die Analogie weniger anschaulich. Die Bedingung für einen Square Law Photoempfänger mit quadrierenden und integrierenden Eigenschaften ist, dass seine Zeitkonstante für die Detektion  $\tau$ , die auch als Antwortzeit bezeichnet wird, wesentlich größer als die inverse Lichtfrequenz ist ( $\tau \gg \frac{1}{\nu}$ ). Das Zeitverhalten eines Photodetektors wird allgemein durch den Frequenzgang seiner Empfindlichkeit  $I'(f)$  charakterisiert (vgl. Young (1997)). Dabei stellt  $I_0$  die Grundempfindlichkeit dar.

$$I'(f) = \frac{I_0}{\sqrt{1 + (j2\pi f\tau)^2}} \quad (3.13)$$

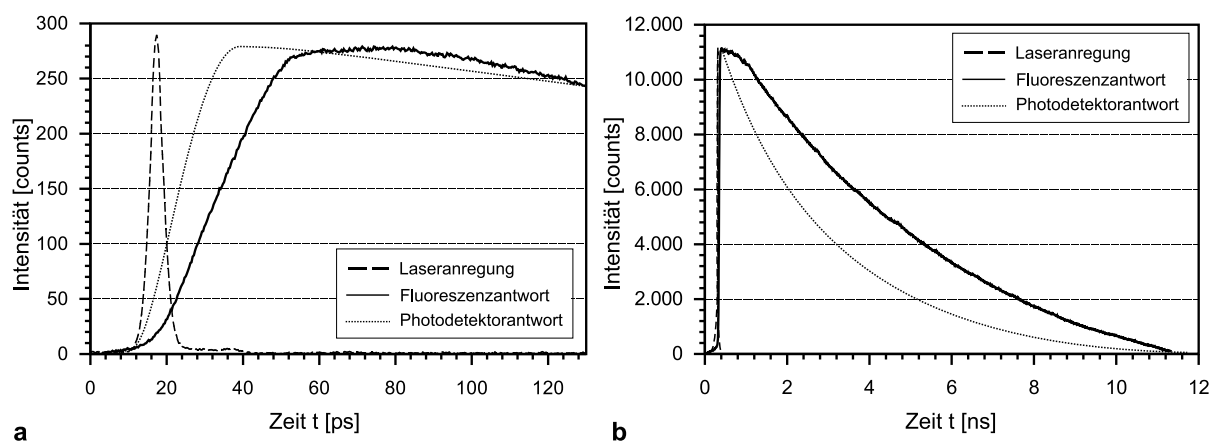
In einer elektronischen Vergleichsschaltung (RC-Tiefpass) stellt Gleichung 3.13 die Übertragungsfunktion dar, wobei  $\tau$  dem RC-Glied entspricht. Durch die Rücktransformation (inverse Fourier-Transformation) in den Zeitbereich ergibt sich die *Impulsantwort* (siehe Gleichung 3.14).

$$I(t) = \frac{I_0}{2\pi\tau} \cdot e^{-\frac{t}{2\pi\tau}} \quad (3.14)$$

Durch die Faltung dieser Impulsantwort  $I(t)$  mit einer beliebigen Eingangsfunktion kann die Zeitantwort des Photoempfängers berechnet werden. Als Spezialfall ergibt sich durch Integration der Impulsantwort die Sprungantwort. Die Zeit  $t_A$ , in der das Signal der Sprungantwort von 10% auf 90% angestiegen ist, stellt neben der Antwortzeit eine weitere Kenngröße von Photodetektoren dar. Sie kann auch durch die Antwortzeit  $\tau$  ausgedrückt werden ( $t_A = 2,2 \cdot 2\pi\tau$ ).

Beide Zeitkonstanten drücken die Trägheit aus, mit welcher der Photoempfänger zeitlich periodischen Änderungen der Messstrahlung folgt. Für Photomultiplier liegt  $\tau$  typischerweise im Bereich von einer Nanosekunde (Young, 1997).

Um die Analogie der Zeitantwort von Photoempfänger und Fluoreszenz nachweisen zu können, wurden am *Institut für Angewandte Physik* spektral aufgelöste Messungen am Beispiel von Rhodamin 6G durchgeführt. Die genauen Versuchsbedingungen sind in Abschnitt 3.1.1 näher beschrieben. **Abb. 3.19** zeigt die Fluoreszenzantwort auf einen Laserblitz der Zeitdauer von  $150\text{fs}$  (die Verbreiterung des Laserpulses von  $150\text{fs}$  auf ca.  $15\text{ps}$  ist auf die Trägheit des verwendeten Empfängers (Streak-Kamera) zurückzuführen). Um die theoretische Antwort eines Photoempfängers ermitteln zu können, wurde der gemessene Laserpuls durch eine Gauß-Funktion angenähert. Diese wurde als Eingangsfunktion mit der Impulsantwort  $I(t)$  (siehe Gleichung 3.14) gefaltet. Durch Variation der Zeitkonstanten  $\tau$  konnte eine Zeitantwort ermittelt werden, die der gemessenen Fluoreszenzantwort äußerst ähnlich ist.



**Abb. 3.19:** Vergleich gemessener und nach der Photodetektor-Gleichung berechnete Antwortkurve des fluoreszierenden Farbstoffes Rhodamin 6G auf einen  $150\text{fs}$  Laserpuls (a) Anstieg (b) Abfall

Sowohl der Anstieg (**Abb. 3.19a**) als auch der Abfall (**Abb. 3.19b**) von Fluoreszenzsignal



(Rhodamin 6G) und Photodetektor werden durch Exponentialfunktionen charakterisiert. Allerdings konnte eine exakte Übereinstimmung der Kurven nicht erreicht werden. Dies kann aufgrund der Komplexität der Vorgänge in organischen, fluoreszierenden Stoffen auch nicht erwartet werden. Folglich weisen die verschiedenen Farbstoffe auch unterschiedliche Charakteristika im Fluoreszenzverhalten auf. Das exponentielle Verhalten ist jedoch fast allen Stoffe gemeinsam (Antonov und Hohla, 1983, Broyer und Chevalere, 1984). Da außerdem die erhältlichen Photoempfänger ebenfalls nie exakt dem theoretischen Antwortverlauf folgen, kann auch den untersuchten Farbstoffen eine Zeitkonstante  $\tau$  zugewiesen werden. Für Rhodamin 6G beträgt  $\tau$  ca.  $0,5ns$ , die übrigen Stoffe liegen im Bereich von  $0,1ns \leq \tau \leq 0,5ns$ .

Damit liegt die Ansprechzeit der Fluoreszenz, genauso wie die eines Photodetektors um drei bis vier Größenordnungen über der inversen Lichtfrequenz (sichtbarer Bereich:  $0,5fs < \nu^{-1} < 3fs$ ), wie in Gleichung 3.15 verdeutlicht wird.

$$\nu^{-1} \ll \tau_F \approx \tau_{PM} \quad (3.15)$$

Den fluoreszierenden Partikeln bzw. den Farbstoff-Moleküle, die in den Seedingpartikeln gelöst sind, können somit eindeutig die Eigenschaften eines quadrierenden und integrierenden Detektors zugewiesen werden, wobei die Lumineszenzerscheinung in direkter Analogie zum Elektronenfluss in einem Photoempfänger steht.

Die Analogie zwischen dem Phänomen der Fluoreszenz und dem photoelektrischen Effekt kann mit den verschiedenen Modellen der Quantentheorie, der semiklassischen Beschreibung und der klassischen Wellentheorie nachgewiesen werden. Folglich entsteht das Fluoreszenzlicht durch Integration des modulierten Laserlichts im Messvolumen und fällt auf den Photodetektor, der das Fluoreszenzlicht durch eine zweite Integration in ein Spannungssignal umwandelt. Das fluoreszierende Partikel kann somit als Photoempfänger und das Fluoreszenzlicht als reines Übertragungsmedium für die Informationen über die Vorgänge im Messvolumen eines Zweistrahl Laser Doppler Anemometers verstanden werden. Damit wird das Interferenzstreifen-Modell zur physikalisch richtigen Erklärung des FLDA (siehe auch Rottenkolber et al. (2002)).

### 3.3.1.3 Auswirkungen auf die Funktionsweise des FLDA

Aus den in Abschnitten 3.3.1 und 3.3.1.2 dargestellten physikalischen Grundlagen ergeben sich weitreichende Konsequenzen für das FLDA, wobei zunächst festgehalten werden kann, dass jede Art von Referenzstrahl- oder Zweistreustrahl-Anemometer unter Verwendung von Fluoreszenzlicht nicht funktionsfähig ist. Das Fluoreszenzlicht ist zeitlich und räumlich inkohärent und kann deshalb weder mit einem Referenzstrahl noch mit einem zweiten Streustrahl zur Interferenz gebracht werden.

Es lässt sich weiterhin ableiten, dass die Frequenz- und damit die Geschwindigkeitsauswertung nach dem Interferenzstreifen-Modell erfolgen muss.

$$u_{\perp} = \nu \cdot \Delta x = \nu \cdot \frac{\lambda_L}{2 \cdot \sin\varphi} \quad (3.16)$$

Dabei ist zu beachten, dass für die Wellenlänge  $\lambda_L$  die des Laserlichts eingesetzt werden muss, da der Streifenabstand  $\Delta x$  durch die Laserwellenlänge bestimmt wird.

Für die Vorhersage der Signalqualität, welche hauptsächlich von der Amplitudenhöhe (Signalintensität) und der Modulationstiefe beeinflusst wird, müssen mehrere Aspekte in Betracht gezogen werden.

Die Intensität des Fluoreszenzlichts  $I_F$ , das den Detektor erreicht, wird zunächst von der Intensität der Interferenzstreifen  $I_L$  bestimmt, die durch Gleichung 2.24 gegeben ist. Diese Intensität kann eindimensional durch Amplitudenhöhe  $I_A$ , Streifenabstand  $\Delta x$  und Position im Messvolumen  $x$  anschaulich beschrieben werden.

$$I_L = I_A \cdot \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\Delta x} \cdot x \right) \right] \quad (3.17)$$

Sie hängt weiterhin von der Quantenausbeute  $\eta$ , der Konzentration des Farbstoffes im Lösungsmittel  $c$ , dem Extinktionskoeffizienten  $\varepsilon$  und dem Weg des Lichts durch das Partikel  $D_{eq}$  ab. Diese Länge stellt einen äquivalenten Partikeldurchmesser dar (siehe Gleichung 3.18).

$$I_F = k \cdot \eta \cdot I_L \cdot (1 - e^{-\varepsilon \cdot D_{eq} \cdot c}) \quad (3.18)$$

In der Apparatekonstanten  $k$  sind die Abhängigkeiten der Signalstärke vom Abstand des Detektors zum Messvolumen, vom Raumwinkel der Beobachtung etc. enthalten. Darin liegt ein entscheidender Unterschied zum konventionellen LDA. Nach dem Doppler-Modell entsteht beim LDA mit elastisch gestreutem Licht die Interferenz erst am Detektor. Da die Streustrahlen, die den Detektor erreichen, deshalb zeitlich und räumlich kohärent sein sollten, muss die Schwebung beim Zweistrahlennometer im Fernfeld und mit einer geringen Apertur beobachtet werden (Durst et al., 1987). Da sich beim FLDA der Empfänger im Messvolumen befindet, kann theoretisch die Interferenz unter einem größeren Raumwinkel und in einer geringeren Distanz zum Messvolumen detektiert werden. Damit kann der Nachteil des im Vergleich zur Mie-Streuung sehr schwachen Fluoreszenzsignals teilweise kompensiert werden. Ein weiterer Vorteil der Fluoreszenz besteht darin, dass die Intensität des inelastisch gestreuten Lichts in alle Raumrichtungen gleichmäßig verteilt ist, während das elastische Streulicht nach der Mie-Theorie extreme Intensitätsschwankungen im Raum aufweist. Außerdem wächst die Intensität des Fluoreszenzsignals mit steigender Partikelgröße kubisch an, die des Mie-Signals dagegen nur quadratisch. Für ein starkes Fluoreszenzsignal müsste der Partikeldurchmesser demzufolge möglichst groß gewählt werden.

Allerdings bewirkt eine Vergrößerung des Partikels eine zeitliche Verbreiterung des Streulichtsignals und beeinträchtigt damit die Modulationstiefe deutlich, falls ihr Durchmesser sich dem Abstand der Interferenzstreifen  $\Delta x$  annähert. Die Modulationstiefe des Signals wird außerdem von der Fluoreszenzlebensdauer, der Trägheit des verwendeten Photoempfängers, der Partikelgeschwindigkeit und der Shiftfrequenz des LDA-Systems beeinflusst.

Die Zeitantwort der Fluoreszenz auf einen Lichtimpuls ist, genauso wie die eines Photoempfängers, mit einer gewissen Trägheit behaftet. In Abschnitt 3.3.1.2 wurde die Antwort

eines Fluoreszenz-Systems und die eines Photoempfängers auf einen kurzen Lichtimpuls dargestellt. Das Spannungssignal als Antwort eines Photodetektors auf das Fluoreszenzsignal ist folglich im Vergleich zum ursprünglichen Impuls zweifach verbreitert. Der Grad der Verbreiterung wird einerseits von der Integrationszeit der Fluoreszenz  $\tau_F$  und andererseits von der Integrations- oder Ansprechzeit des Photomultipliers  $\tau_{PM}$  bestimmt. Sind die Integrationszeiten lang und sind zusätzlich dazu die Shiftfrequenz des LDA-Systems und die Partikelgeschwindigkeit hoch, kann dies zu einer signifikanten Verringerung der Modulationstiefe führen. Ein vereinfachtes Modell zur Abschätzung der höchsten Geschwindigkeiten, die ohne nennenswerten Verlust an Modulationstiefe detektiert werden können, ist bei Rottenkolber et al. (2001) dargestellt.

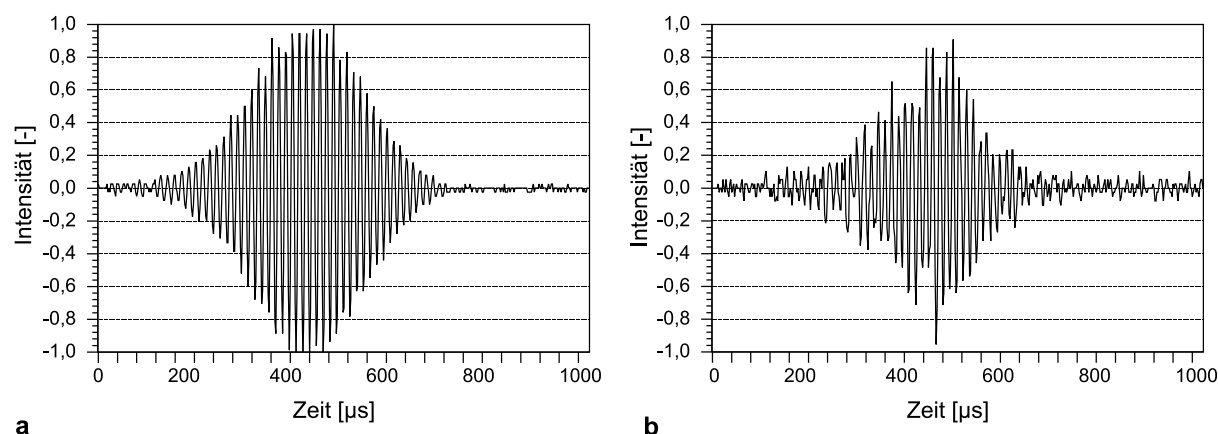
### 3.3.2 Signalqualität und Genauigkeit

Nachdem im vorigen Abschnitt die theoretischen Grundlagen der Funktionsweise des FLDA erläutert wurden, muss im nächsten Schritt die Genauigkeit der Messtechnik und die Qualität der Signale überprüft werden. Dabei wurden verschiedene fluoreszierende Farbstoffe (siehe **Tab. 3.1**) auf ihre Eignung überprüft, wobei Fluoreszein aufgrund seiner geringen Fluoreszenz-Wellenlänge nicht berücksichtigt wurde. Wie in Abschnitt 3.1.1 gezeigt wurde, sind im Hinblick auf Fluoreszenzlebensdauer und Onset alle untersuchten Farbstoffe für die FLDA-Technik geeignet. Lediglich die Fluoreszenzstärke, die auf die Signalqualität einen entscheidenden Einfluss haben wird, konnte bei diesen Messungen nur qualitativ abgeschätzt werden.

Um die grundlegenden Unterschiede in der Signalqualität und der Genauigkeit zwischen FLDA und konventionellem LDA herausfinden zu können, wurde ein eindimensionaler LDA-Aufbau gewählt. Zur Erzeugung der Seedingpartikel wurde der in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Vernebler verwendet. Diese Partikel wurden einer Luftströmung von ca.  $1m/s$  zugesetzt. Fluoreszenzsignal und Mie-Streulicht wurden in Rückstreuung koinzident aufgezeichnet, wobei eine Filter-Bandbreite von  $\pm 2,71m/s$  eingestellt wurde. Die Verstärkung lag bei  $16dB$ , die Hochspannung betrug für das Fluoreszenzlicht  $1800V$  und für das Mie-Signal  $1200V$ . Für jeden Farbstoff wurden zufällig 50 Mie- und Fluoreszenzbursts ausgewählt und mit einem schnellen Speicheroszilloskop gesichert. Die digitalen Daten wurden dann via IEC-Bus zum Computer transferiert. **Abb. 3.20** zeigt exemplarisch einen Mie- und einen gleichzeitig detektierten Fluoreszenzburst des selben Partikels.

Diese Bursts sind repräsentativ für DCM-Partikel. Der Mie-Burst ist sehr regelmäßig mit einer konstanten Frequenz der einzelnen Wellenzüge und einer Gauß'schen Einhüllenden. Im Gegensatz dazu zeigt der Fluoreszenzburst ein wesentlich höheres Rauschniveau, das dem eigentlichen Signal überlagert ist. Dies führt zu einer unregelmäßigen Einhüllenden und einem verbreiterten Frequenzpeak. Trotzdem ist die Abweichung der beiden Frequenzen kleiner als 1%.

Für eine grundlegende Beurteilung der Signalqualität muss eine quantitative Signalanalyse durchgeführt werden. Die Bestimmung des *Signal-zu-Rausch-Verhältnisses* (SNR) erfolgte



**Abb. 3.20:** Vergleich von zwei typischen, koinzident gemessenen LDA-Bursts (a) Mie-Streuung (b) Fluoreszenz (DCM)

durch die Erzeugung eines idealen Bursts auf Basis der Frequenz, des Phasenwinkels, der Amplitude und der Breite des ursprünglichen Signals. Das Verhältnis der Energie des idealen Signals zu dem des Rauschens ergibt das SNR. Ein über 50 Bursts gemitteltes SNR gibt **Tab. 3.3** für alle untersuchten Farbstoffe wieder.

		<b>Rhodamin 6G</b>	<b>Rhodamin B</b>	<b>Sulforhod. G</b>	<b>DCM</b>
SNR <sub>Fluoreszenz</sub>	[dB]	0,61	1,72	-	5,77
SNR <sub>Mie</sub>	[dB]	16,21	20,31	-	16,60
Datenrate (Fluoresz./Mie)	[-]	0,60	0,1	-	0,53

**Tab. 3.3:** Vergleich der Signalqualität verschiedener fluoreszierender Farbstoffe

Für Sulforhodamin konnten keine validierbaren LDA-Bursts detektiert werden. Dies ist auf eine geringe Quantenausbeute zurückzuführen, die auch bei den in Abschnitt 3.1.1 dargestellten Messungen festgestellt wurde. Für die restlichen Farbstoffe wurde jeweils ein wesentlich höheres SNR bei der Mie-Streuung als bei der Fluoreszenz ermittelt, wobei DCM die besten Resultate lieferte. Ein Vergleich der Datenraten der fluoreszierenden Stoffe zeigt, dass DCM und Rhodamin 6G bis zu 60% der Datenrate des Mie-Signals (ca.  $500\text{Hz}$ ) realisieren können, während bei Rhodamin B die Datenrate nur 10% des koinzident aufgezeichneten Mie-Signals beträgt.

Die Genauigkeit der Messungen wurde durch koinzidente und sequenzielle Messungen geprüft. Zunächst wurden die mittlere Geschwindigkeit und die Varianz von 10.000 koinzident aufgezeichneten Messdaten ermittelt. Die Abweichungen lagen für beide Werte unter 1%. Anschließend wurden mehrere Geschwindigkeitsverteilungen nacheinander aufgezeichnet. Die Resultate lagen im selben Bereich.

Zusammenfassend können die FLDA-Messwerte als äußerst exakt beschrieben werden. Die Signale sind allerdings von einem starken Rauschen überlagert, das auf die geringe In-

tensität des Fluoreszenzlichts zurückzuführen ist. Die besten Signale konnten mit DCM erzielt werden, wobei eine weitere Verbesserung der Signalqualität nur durch Veränderungen des Standard-LDA-Aufbaus möglich ist. Wie in Abschnitt 3.3.1.3 erläutert, bedeutet dies eine Vergrößerung des Raumwinkels der Beobachtung bzw. der Apertur vor dem Empfänger und eine Verringerung des Abstandes vom Messvolumen.

### 3.4 Zweiphasen-PIV und FLDA im Vergleich

Die Grundlagen von LDA und PIV, sowie entsprechende Vergleiche der beiden Methoden sind in der Literatur ausführlich dargestellt (z.B. McCluskey et al. (1996) und Grosjean et al. (1997)). Diese Messtechniken sind in ihren Standardausführungen allerdings nicht in der Lage, die Luftströmung in Anwesenheit von Spraytropfen zu vermessen. Da diese aber oft die Ursache der für einen Sprühstrahl charakteristischen Tropfenausbreitung ist, wurden in dieser Arbeit die vorgestellten Methoden Zweiphasen-PIV und FLDA entwickelt. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Unterschiede der beiden Messmethoden aufgezeigt und im Hinblick auf die Anwendung in ottomotorischen Sprühstrahlen diskutiert.

Ein wichtiger Aspekt bei der Vermessung von motorischen Zweiphasenströmungen ist ihr periodisch instationärer Charakter. Transiente Phänomene, die nicht periodisch wiederholbar sind, können generell nur mit hochfrequent arbeitenden Messverfahren untersucht werden. Von den vorgestellten Zweiphasen-Messtechniken ist nur das simultane Zweiphasen-PIV in der Lage eine lokale Tropfen/Luft Interaktion, die sich nicht periodisch wiederholt, direkt zu erfassen. Die in dieser Arbeit entwickelten simultanen Detektionsverfahren sind durch einfache Modifikationen mit Hilfe eines Standard-PIV-Systems realisierbar. Sie sind außerdem auch gut mit einem Hochgeschwindigkeitsaufnahmesystem kombinierbar, womit der ganze Vorgang eines transienten Phänomens, wie dem der Tropfen/Luft Interaktion, beobachtet werden könnte. Dabei muss allerdings in Betracht gezogen werden, dass der zeitliche Abstand der beiden Belichtungen nicht für jede Phase separat optimiert werden kann, was eine Einschränkung im Hinblick auf die detektierbaren Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Phasen bedeutet. Da außerdem in der Praxis Schwierigkeiten bei der simultanen Darstellung beider Phasen auf einem Bild und der anschließenden Phasentrennung zu erwarten sind (vgl. Abschnitt 3.2.2), ist bei stationären und periodischen Anwendungen die sequenzielle Erfassung der einzelnen Phasen vorzuziehen.

Die Einspritzung in Ottomotoren ist von solch periodischem Charakter und damit sind auch Messtechniken, die lediglich eine genaue zeitliche Zuordnung der Messwerte erlauben, in der Lage statistische Informationen über die Strahlausbreitung und ihre Ursachen zu liefern. Das sequenzielle Zweiphasen-PIV und die PDA/FLDA-Kombination erfüllen dieses Kriterium und können als zeitlich- und als phasenmittelnde Techniken eingesetzt werden.

Bei einem Vergleich dieser beiden Verfahren ist die zeitliche Optimierung der Messung ein wichtiger Aspekt. Diese hängt zunächst vom Umfang der für eine statistische Auswertung

benötigten Datenbasis und der Wiederholfrequenz der Messwerterfassung ab. Während das LDA ein lokal hochauflösendes Einzelpartikel-Messverfahren ist, setzt sich bei PIV ein Messwert bereits aus dem Mittelwert der Geschwindigkeiten aller im Interrogation Spot vorhandener Partikel zusammen. Für einen statistisch gesicherten Messwert sind somit bei LDA wesentlich mehr aufeinanderfolgende Einzelmessungen erforderlich. Die Messfrequenz ist dabei in erster Näherung durch die Partikeldichte limitiert. Dafür erreichen konventionelle PIV-Systeme - begrenzt durch die Frequenzen von Laserpulsen und Kamerabelichtungen - auch nur Aufnahmefrequenzen im Bereich von  $10\text{Hz}$ , während ein Standard-LDA-System grundsätzlich in der Lage ist Datenraten von über  $100\text{kHz}$  zu realisieren. Bei einem periodischen Vorgang, wie dem der motorischen Einspritzung, ist die Messfrequenz allerdings durch die Wiederholrate des zu messenden Ereignisses limitiert.

Für den Kaltstart bzw. den Warmlauf eines Ottomotors liegt diese typischerweise unter  $25\text{Hz}$ , was einer Motordrehzahl von  $3000\text{min}^{-1}$  entspricht. Mit einem PIV-System kann damit in der Regel jede bzw. jede zweite Einspritzung erfasst werden. Um mit LDA eine zeitaufgelöste Messung realisieren zu können, muss zur entsprechenden Phasenlage ein möglichst kleines Zeitsegment gewählt werden, in dem je nach Partikeldichte eine gewisse Anzahl an Einzelpartikeln erfasst wird. Je größer das Zeitfenster gewählt wird, umso unschärfer wird die zeitliche Zuordnung der Messdaten. Dem entgegen steht die Forderung nach einer ausreichenden Datenbasis, was zum Teil extrem lange Messzeiten für einen Messpunkt erforderlich macht. Problemverschärfend kommt hinzu, dass die LDA-Technik punktuell misst, was für ein räumliches Mapping zu einem Vielfachen der Gesamtmesszeit im Vergleich zur PIV-Messung führt.

Darüber hinaus hat das Fluoreszenz-LDA momentan noch den Nachteil, dass derzeit im Gegensatz zum konventionellen LDA noch keine zwei bzw. drei Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig erfasst werden können. Beim Standard-LDA wird dies durch die verschiedenen Wellenlängen der Sendestrahlen bzw. des Streulichts realisiert. Da das Fluoreszenzlicht, das ein bestimmter Stoff aussendet, immer die gleiche spektrale Verteilung besitzt, egal mit welcher Wellenlänge die Fluoreszenz angeregt wurde, ist eine Unterscheidung der Geschwindigkeitskomponenten aufgrund der Wellenlängen des Streulichts nicht möglich. Für eine gleichzeitige Messung zweier Geschwindigkeitskomponenten könnten z.B. die Shiftfrequenzen der beiden Richtungen in einen komplett unterschiedlichen Bereich verschoben werden, um so eine Kanaltrennung zu realisieren. Eine andere Lösung des Problems würde in der Verwendung eines Zweistoff-Tracers liegen, dessen Komponenten die Anregungswellenlängen selektiv mit zwei unterschiedlichen Fluoreszenzspektren streuen würden. Diese könnten dann, ähnlich wie beim Standard-LDA, mit optischen Filtern getrennt werden.

Trotz der beschriebenen Probleme besitzt das FLDA gegenüber dem Zweiphasen-PIV jedoch zwei entscheidende Vorteile: Zum einen kann es leicht mit einem PDA-System kombiniert werden, was zusätzlich zur Bestimmung von Tropfen- und Luftgeschwindigkeiten eine simultane Messung der Tropfengrößenverteilung ermöglicht. Zum anderen können mit FLDA zumindest theoretisch auch bei extrem schwierigen Strömungsbedingungen noch sinnvolle Geschwindigkeiten ermittelt werden, bei denen das Zweiphasen-PIV keine

gültigen Vektoren mehr erkennt. Schlechte Bedingungen für PIV sind beispielsweise dann gegeben, wenn in einem Interrogation Spot nicht genügend Seedingpartikel vorhanden sind (Nyquist-Kriterium). Bei einer FLDA-Messung verlängert sich in diesem Fall lediglich die Messzeit aufgrund einer geringeren Datenrate. Ein weiterer Grund für das Versagen einer PIV-Messungen können schwierige optische Bedingungen sein. So reagiert die Genauigkeit einer PIV-Messung sehr empfindlich auf Verzerrungen durch Flüssigkeitslamellen oder Mehrfachstreuung aufgrund von hohen Tropfendichten. FLDA kann theoretisch auch hier noch exakte Geschwindigkeiten ermitteln, da die Frequenz des Fluoreszenzsignals dadurch nicht beeinträchtigt wird.

Mit der erweiterten Zweiphasen-PIV-Messmethode und der Kombination aus PDA und FLDA stehen zwei Messverfahren zur Verfügung, die eine verbesserte Charakterisierung der Zweiphasenströmung in Ottomotoren ermöglichen. In den folgenden Kapiteln werden verschiedene Anwendungen dieser Messverfahren in Sprühstrahlen für Motoren mit Saugrohr- und Direkteinspritzung vorgestellt.

## 4 Charakterisierung von Sprühstrahlen für die äußere Gemischbildung

Im vorigen Kapitel wurde die Entwicklung der beiden Messverfahren Zweiphasen-PIV und FLDA zur getrennten Erfassung flüssiger und gasförmiger Bestandteile einer Zweiphasenströmung ausführlich erläutert. Die vorgestellten Varianten der Zweiphasen-PIV-Technik wurden in dieser Arbeit speziell für die Messung in Kraftstoffsprays entwickelt, sind aber, genauso wie die FLDA-Technik, auch für Zweiphasenströmungen anderer technischer Anwendungen geeignet. Ein Fokus dieser Arbeit lag in der Untersuchung des Kaltstartverhaltens von Ottomotoren mit äußerer Gemischbildung. Für experimentelle Studien, die im Rahmen eines Forschungsprojekts der *Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen FVV* durchgeführt wurden, stand ein 4-Zylinder 4-Ventil Ottomotor (Mercedes Benz) zur Verfügung.

Voraussetzung für alle motorischen Untersuchungen ist die fundierte Kenntnis der Eigenschaften des Einspritzventils (Siemens) bzw. des Ausbreitungsverhaltens des Sprühstrahls. Deshalb wurden die Sprühstrahlcharakteristika zunächst außerhalb des Motors unter atmosphärischen Bedingungen bestimmt. Dabei wurde neben den weiterentwickelten Messtechniken Zweiphasen-PIV und PDA/FLDA auch die qualitative Visualisierung eingesetzt.

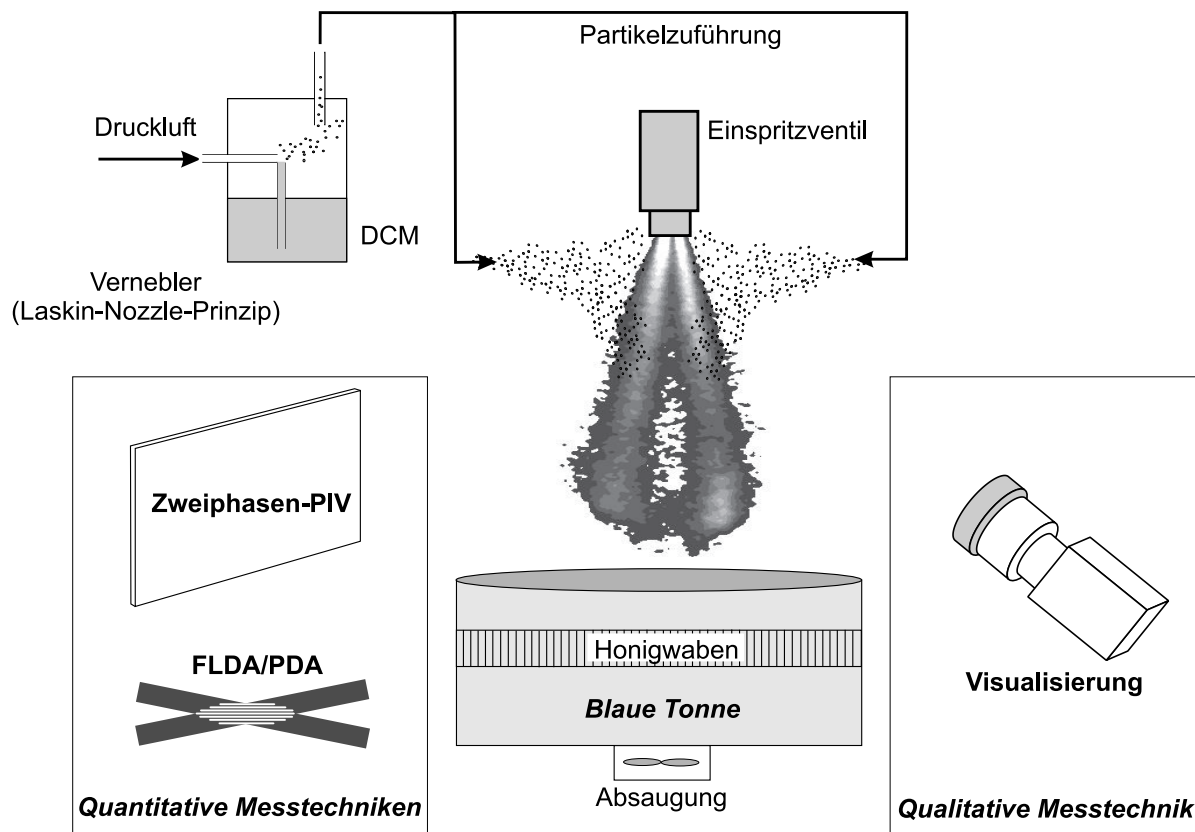
Die systematische Vorgehensweise zur Untersuchung der instationären Sprühstrahlausbreitung wird im Folgenden detailliert vorgestellt. Die zeitaufgelöste Visualisierung vermittelt zunächst einen qualitativen Eindruck über das globale Ausbreitungsverhalten des Sprays. Mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitskameras in Verbindung mit Fernfeldmikroskopen können darüber hinaus transiente Zerstäubungsvorgänge visualisiert werden. Quantitative Informationen über die Kraftstofftropfen im Spray, wie Geschwindigkeit und Größe, werden von PIV- und PDA-Messverfahren ermittelt. Die kausalen Zusammenhänge der beobachteten Phänomene können aber zumeist nur durch eine simultane Vermessung der induzierten Luftströmung erfasst werden. Zweiphasen-PIV und FLDA sind hierzu in der Lage, wobei die beiden Messtechniken unterschiedliche Qualitäten besitzen, die abschließend in Abschnitt 4.5 diskutiert werden.

### 4.1 Atmosphärischer Prüfstand

Atmosphärische Sprühstrahluntersuchungen werden am ITS seit vielen Jahren auf dem Prüfstand "Blaue Tonne" durchgeführt. Er verfügt über eine erstklassige Zugänglichkeit, was eine Beobachtung des Sprays aus beinahe allen Raumrichtungen ermöglicht. Ein weiterer großer Vorteil des Prüfstands besteht darin, dass alle verwendeten Messsysteme ortsfest installiert werden können, da durch eine 3-Achsen-Traverse ein Verfahren des Einspritzventils ermöglicht wird. Zur Standardeinrichtung des Prüfstands zählen außerdem eine Kraftstoffpumpe, die in Kombination mit Druckluft bis zu ca. 12bar Vordruck liefert,



und eine explosionsgeschützte Absaugung. Der Prüfstand ist in **Abb. 4.1** schematisch skizziert.



**Abb. 4.1:** Atmosphärischer Prüfstand zur Sprühstrahlcharakterisierung - eingesetzte Messverfahren: Visualisierung, Zweiphasen-PIV, FLDA/PDA

Das verwendete Einspritzventil ist ein zweistrahliges *Pintle-type* Einspritzventil, das serienmäßig mit einem Vordruck von ca. 3,8bar betrieben wird. Dieser Einspritzdruck ist das Ergebnis einer Optimierung von Aufwand und Zerstäubungsqualität. Untersuchungen (Zhao et al., 1995a) zeigen, dass in Motoren mit äußerer Gemischbildung eine feinere Zerstäubung nicht zwangsläufig eine bessere Gemischbildung zur Folge hat. Das Einspritzventil erzeugt zwei Sprühkegel, die im Motor den Kraftstoff gleichmäßig auf beide Einlassventile des 4-Ventilers verteilen. Toxizität und Brennbarkeit realer Kraftstoffe erfordert den Einsatz von Ersatzkraftstoffen. Wie in Abschnitt 2.1.2.1 beschrieben, sind vor allem die Stoffeigenschaften Oberflächenspannung und Viskosität für die Güte der Zerstäubung verantwortlich. Die Wahl fiel daher auf *Rotisol*, eine Mischung aus Ethanol und Aceton, das ähnliche, für die Zerstäubung relevante Stoffwerte wie der reale Kraftstoff besitzt.

Für die Markierung der Luftströmung kam ein feiner Nebel zum Einsatz, der von einem Laskin-Nozzle Zerstäuber erzeugt wurde. Das Trägermedium war Propylencarbonat, das die Anforderungen optische Transparenz, thermische Stabilität und gute Löslichkeit für den bevorzugten fluoreszierende Farbstoff DCM erfüllt (siehe Abschnitt 3.1.2).

Eine der größten Schwierigkeiten bei diesen Zweiphasen-Messungen ist die Zuführung der Seedingpartikel in den Bereich des Sprays. Zwingende Voraussetzungen für eine korrekte Messung sind eine angemessene Partikeldichte und eine möglichst geringe Beeinflussung des Sprühstrahls. Somit wurde die Vernebelung mit einem möglichst geringen Eigenimpuls der Partikel realisiert, so dass die Partikel im Bereich des Sprays zum Zeitpunkt der Einspritzung nahezu stagnieren. Messungen ohne Spray zeigten in diesem Bereich Luftgeschwindigkeiten von weniger als  $0,1\text{m/s}$ . Damit sich die Umgebungsluft nach einer Einspritzung wieder beruhigen konnte, wurde eine Einspritzfrequenz von maximal  $10\text{Hz}$  gewählt. Die Einspritzdauer betrug zwischen  $2\text{ms}$  und  $5\text{ms}$ .

Zur möglichst vollständigen Charakterisierung des Sprays wurde zunächst eine umfangreiche Visualisierung durchgeführt. Für die Ermittlung quantitativer Daten über Tropfengrößen und -geschwindigkeiten sowie induzierte Luftgeschwindigkeiten wurden die neu entwickelten Messtechniken Zweiphasen-PIV und PDA/FLDA eingesetzt.

## 4.2 Visualisierung

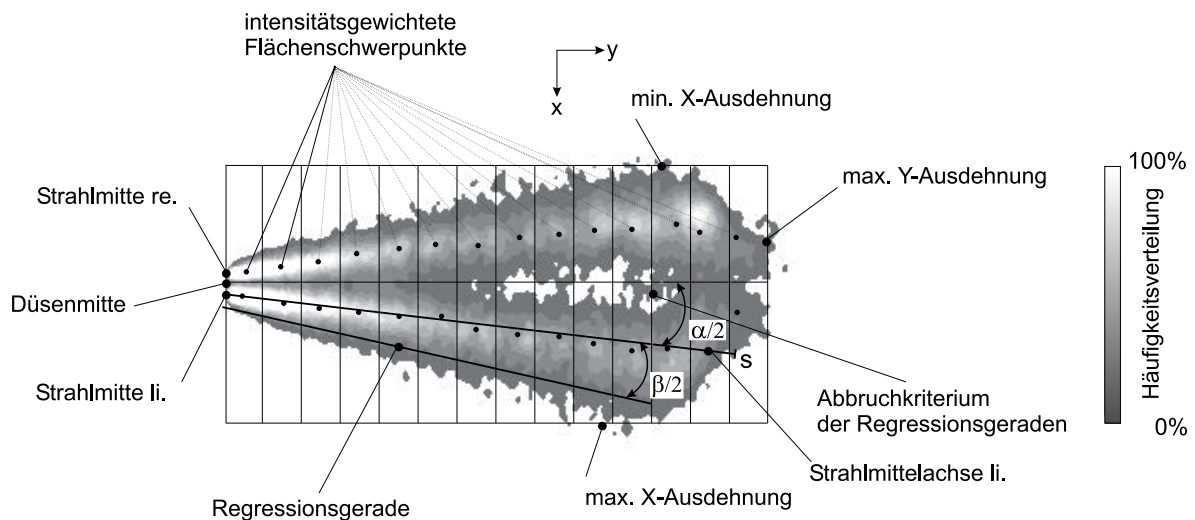
Den besten Eindruck über das Ausbreitungsverhalten des Sprühstrahls gibt die zeitaufgelöste Visualisierung wieder. Ein wichtiger Aspekt bei der Vermessung von motorischen Zweiphasenströmungen ist ihr periodisch instationärer Charakter. Einzelphänomene können daher nur mit hochfrequenten Messverfahren (z.B. aufwändige und teure Hochgeschwindigkeitskameras) erfasst werden. Aufgrund der Periodizität der ottomotorischen Einspritzung sind allerdings auch Messtechniken, die lediglich eine zeitliche Zuordnung der Messwerte erlauben, in der Lage statistische Informationen über die Strahlausbreitung zu liefern. Somit sind auch Standardkameras in Verbindung mit einer gepulsten Lichtquelle in der Lage, die wichtigsten Informationen über die Strahlausbreitung zu liefern.

Die Beleuchtung kann dabei integral über ein Stroboskop-Licht erfolgen, was allerdings einige Nachteile mit sich bringt. Diese bestehen hauptsächlich darin, dass der Tiefenschärfebereich einer Kamera begrenzt ist und die räumliche Zuordnung der Tropfen untereinander verlorengeht. Deshalb wurden vorliegende Untersuchungen mit einem Laser-Lichtschnitt durchgeführt, der eine zweidimensionale Betrachtung des Sprays ermöglicht. Als Lichtquelle diente ein Kupfer-Dampf-Laser (ca.  $2\text{mJ}$  Pulsenergie, bis zu  $30\text{kHz}$  Wiederholrate), dessen grünes Laserlicht von einer Zylinderoptik zu einem Lichtschnitt mit einer Dicke von weniger als  $1\text{mm}$  geformt wurde. Das von den Tropfen gestreute Licht wurde von einer digitalen  $12\text{bit}$  Schwarz/Weiß-Kamera ( $1280 \times 1024\text{Pixel}$ ) beobachtet. Eine spezielle Triggereinheit ermöglichte die Synchronisation von Einspritzung, Laserpuls und Kamera.

Der Einspritzvorgang bei der Saugrohreinspritzung im Ottomotor unterliegt, wie auch die Einspritzung bei der inneren Gemischbildung, starken zyklischen Schwankungen. Die Charakterisierung des Einspritzvorgangs auf Basis eines Einzelbilds liefert somit nur unzureichende Ergebnisse. Erst das Erstellen einer Häufigkeitsverteilung aus vielen einzelnen Einspritzzyklen ermöglicht eine statistisch gesicherte Auswertung der Strahlparameter

(z.B. Eindringtiefe, Kegelwinkel, Öffnungswinkel, etc.). Die Vorgehensweise bei der Verarbeitung der Einzelbilder stellt sich wie folgt dar.

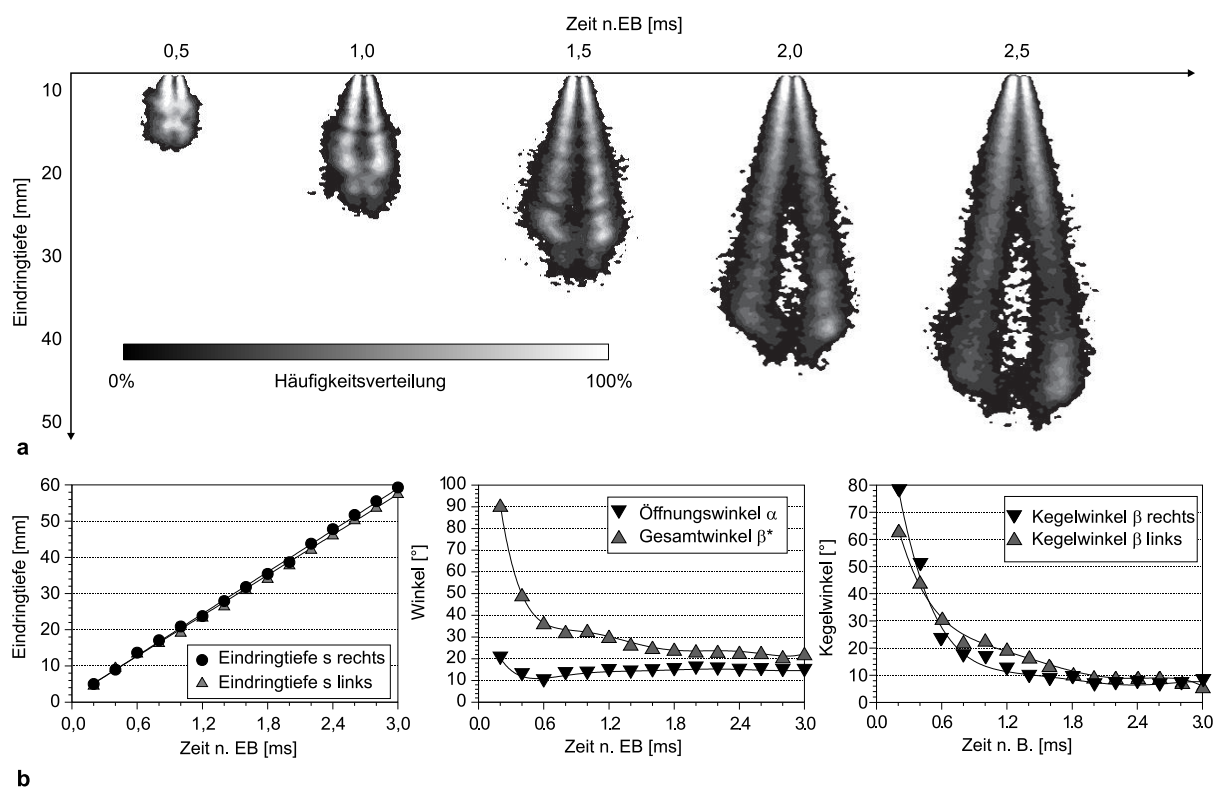
Jedes Einzelbild wird in einem ersten Verarbeitungsschritt einer Hintergrundkorrektur unterzogen, wodurch Reflexionen eliminiert werden. Die anschließende Binarisierung unterdrückt das Hintergrundrauschen mittels eines Intensitätsschwellwertes. Der korrekte Schwellwert kann bei Anwesenheit eines steilen Gradienten zwischen Signal und Rauschen einfach festgelegt werden. Lediglich sehr kleine Tropfen gehen verloren, wenn sie sich nicht ausreichend vom Hintergrundrauschen abheben. Intensitätswerte, die kleiner als der Schwellwert sind, werden zu 0 (schwarz) gesetzt. Die übrigen Pixel erhalten einen einheitlichen Grauwert, der dem Verhältnis des max. Grauwerts durch die Anzahl der Bilder einer Serie entspricht. Die binarisierten Bilder werden im letzten Verarbeitungsschritt addiert (siehe auch Wensing et al. (1997)).



**Abb. 4.2:** Methodik zur Ermittlung der globalen Sprayparameter Eindringtiefe, Kegelwinkel und Öffnungswinkel

Aus den Häufigkeitsverteilungen werden die charakteristischen Strahlparameter Öffnungswinkel, Kegelwinkel und Eindringtiefe automatisch ausgelesen (vgl. **Abb. 4.2**). Zunächst werden die Stützpunktkoordinaten der Strahlflächenberandung ermittelt. Anschließend wird das Spray gemäß seiner Mittelachse in zwei Abschnitte geteilt. Für beide Strahlen getrennt werden nun rechteckige Sektoren aufgebaut, in denen die Position der jeweiligen intensitätsgewichteten Flächenschwerpunkte bestimmt wird. Diese werden mit den gleichseitigen Strahleintrittspunkten verbunden. Die Mittelung und Addition der Einzelwinkel zwischen diesen Hilfslinien und der Teilungsachse ergibt den Öffnungswinkel  $\alpha$ . Die Eindringtiefe  $s$  der beiden Kegelstrahlen wird mit Hilfe der Teilöffnungswinkel bestimmt. Eine unter diesem Winkel vom Strahleintritt bis zur Flächenbegrenzung reichende Linie legt dieses Maß fest. Um für jede Seite des Zweistrahlstrays den Kegelwinkel  $\beta$  berechnen zu können, werden die Kegelstrahlen als achsensymmetrisch angesehen. Die Sprühstrahlbegrenzung wird beidseitig durch eine Regressionsgerade angenähert. Aus den Neigungswinkeln der Regressionsgeraden und den Öffnungswinkelanteilen können schließ-

lich die Kegelwinkel ausgewertet werden.



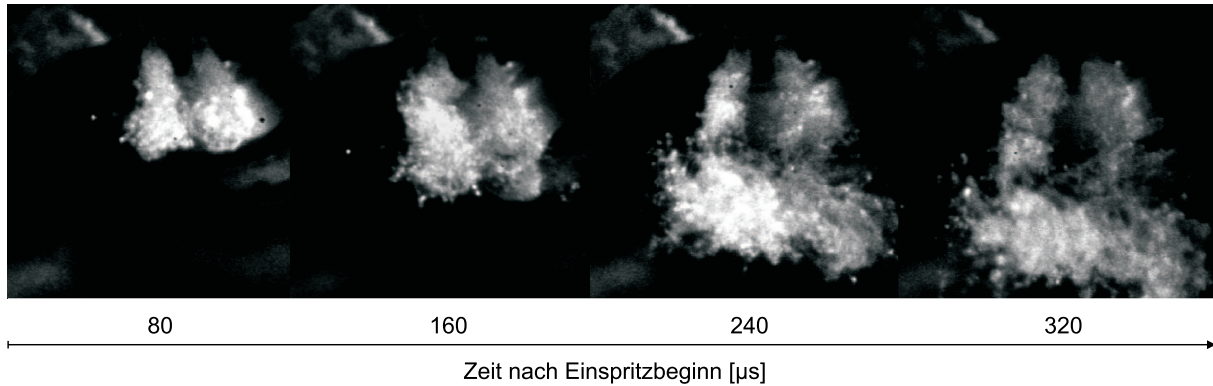
**Abb. 4.3:** Zeitaufgelöste 2D-Visualisierung **a)** Häufigkeitsverteilungen **b)** Strahlparameter (Eindringtiefe, Öffnungs- und Kegelwinkel bzw. Gesamtwinkel)

Auffällig ist zunächst das lineare Verhalten der Strahleindringtiefe im gesamten betrachteten Zeitbereich ( $3ms$  n.EB). Die Tropfen besitzen folglich einen ausreichend großen Startimpuls, dass sie von der Umgebungsluft nicht merklich abgebremst werden. Bis zu einem Zeitpunkt von ca.  $1,5ms$  n.EB breitet sich der Strahl kompakt aus ohne wirklich zwei einzelne Sprühkegel auszubilden (**Abb. 4.3a**). Die beiden gängigen Kenngrößen Öffnungs- und Kegelwinkel sind daher kurz nach Einspritzbeginn noch nicht sehr aussagekräftig. An ihrer Stelle kann der Gesamtwinkel  $\beta^*$  für die Charakterisierung des Strahls herangezogen werden, der in der Anfangsphase der Strahlausbreitung zwischen  $10^\circ$  und  $20^\circ$  beträgt (**Abb. 4.3b**). Ab  $1,5ms$  n.EB können Öffnungs- und Kegelwinkel dann exakt vermessen werden. Sie bleiben bis zum Ende des betrachteten Zeitbereichs nahezu konstant ( $\alpha \approx 15^\circ$ ;  $\beta \approx 9^\circ$ ).

Die Häufigkeitsverteilungen (**Abb. 4.3a**) lassen noch weitere Details erkennen. So zeigt das Spray neben einer leichten Asymmetrie der Strahlen, die bei zahlreichen Kontrollmessungen bestätigt werden konnte, zu allen Zeitpunkten einen deutlichen Einschnürungseffekt an der Strahlspitze. Weiterhin sind auf den Strahlachsen signifikante Intensitätsschwankungen in der Häufigkeitsverteilung zu erkennen.

Zur Aufklärung der Gründe für diese Phänomene müssen detailliertere Messungen durchgeführt werden. Neben der äußerst aufwändigen Bestimmung von Tropfen- und Luftgeschwindigkeiten mit Zweiphasen-PIV bzw. PDA/FLDA, die in den folgenden Abschnit-

ten dargestellt wird, können auch mit Hilfe einer mikroskopischen Hochgeschwindigkeits-Visualisierung tiefere Einsichten in die Mechanismen der Strahlausbreitung gewonnen werden.



**Abb. 4.4:** Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Einspritzbeginns

Die in **Abb. 4.4** dargestellte Zeitspanne der ersten  $320\mu s$  nach Einspritzbeginn wurden mit einer intensivierten, digitalen  $12bit$  Hochgeschwindigkeitskamera ( $600 \times 600$  Pixel/Bild) aufgenommen, die 8 Bilder mit einer maximalen Frequenz von  $100MHz$  belichtet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird hier allerdings nur jede zweite Aufnahme dargestellt. Weiterhin wurde für vorliegende Messungen eine Belichtungszeit von  $2\mu s$  bei einer Verstärkung von  $55\%$  eingestellt. Der Bildausschnitt wurde auf die Kreisfläche der Einspritzventilspitze angepasst und betrug ca.  $7 \times 7mm$ . Die Beleuchtung erfolgte mit einer Hochleistungsblitzlampe ( $700\mu s$  Blitzdauer,  $2J$  Blitzenergie).

Auf allen 4 typischen Bildern ist der Austritt des Kraftstoffs aus den beiden Düsenlöchern klar erkennbar. Das Bild  $80\mu s$  n.EB zeigt ein Aufstauen des eingespritzten Kraftstoffs und die einsetzende Zerstäubung durch die Interaktion mit der Umgebungsluft, die sich  $160\mu s$  n.EB noch intensiviert. Schon zu diesen frühen Zeitpunkten nach Öffnung des Ventils berühren sich die beiden Strahlen an der Strahlspitze. Die enge Anordnung der Düsenlöcher und der kleine Öffnungswinkel bewirken ein Verdrängen der Umgebungsluft nach außen und eine nachfolgende Ablenkung der Tropfen nach innen. Auf den Bildern  $240\mu s$  und  $320\mu s$  n.EB ist dann eine deutliche Ablösung der vereinigten Strahlspitze erkennbar. Diese Ablösung erfolgt streng periodisch und erklärt die auf den Häufigkeitsverteilungen beobachteten Intensitätsschwankungen auf den Strahlachsen (siehe **Abb. 4.3a**). Druckschwankungen im Kraftstoffsystem wurden erst in jüngster Zeit als Verursacher von erheblichen Geräuschemissionen erkannt (Fortnagel et al., 2000). Auch am Versuchsmotor konnten Druckschwankungen in der Kraftstoffzuführung gemessen werden. Charakteristisch waren dabei Schwankungen im Bereich von  $600Hz$  bei Öffnen und Schließen des Einspritzventils, sowie eine höherfrequente Schwingung von ca.  $10KHz$  (Amplitude im Bereich von  $30 - 60mbar$ ). Diese Oberschwingung könnte für die periodischen Strahlunterbrechungen, die in einem ähnlichen Frequenzbereich liegen ( $8 - 10KHz$ ), verantwortlich sein. Maßgeblichen Einfluss könnte auch die induzierte Luftbewegung auf dieses Phänomen ausüben, wobei sich beide Effekte möglicherweise

verstärkend überlagern.

Nähere Aufschlüsse über die Phänomene der Sprühstrahlausbreitung dieses 2-Strahl-Kegelventils kann deshalb nur eine Vermessung der Luftbewegung in Anwesenheit der Tropfenströmung geben. Die im Folgenden dargestellten Zweiphasen-PIV- und PDA/FLDA-Messungen werden das Spray möglichst vollständig charakterisieren.

### 4.3 Zweiphasen-PIV

Aufgrund der beobachteten Detail-Phänomene der Strahleinschnürung und der Ablösung größerer Tropfenkollektive stand zunächst eine simultane Erfassung der Geschwindigkeiten beider Phasen (simultanes Zweiphasen-PIV) im Vordergrund. Um statistische Aussagen über die Sprühstrahlausbreitung treffen zu können, wurden zusätzlich dazu sequenzielle Zweiphasen-PIV-Messungen bei verschiedenen Umgebungsdrücken durchgeführt.

Wie bei der 2D-Visualisierung kam auch bei den PIV-Messungen eine 12bit Schwarz/Weiß-Kamera (1280x1024Pixel) zum Einsatz. Sie wurde im DoubleShutter-Modus betrieben, um die Auswertungsmethode der Kreuzkorrelation anwenden zu können. Als Lichtquelle wurde ein Double Cavity Nd:YAG-Laser mit einer nominellen Pulsenergie von 120mJ bei einer Pulsdauer von 10ns verwendet. Der Laser wurde bei einer Wiederholrate von 10Hz betrieben, wobei der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen bei der sequenziellen Aufnahme der beiden Phasen 10µs für die Tropfenströmung und 100µs für die Luftströmung betrug. Für die simultane Aufnahme musste ein Kompromiss gefunden werden, der zwischen 30µs und 50µs lag. Durch die getrennte Aufnahme der beiden Belichtungen durch die Laserpulse konnte die Auswertung nach der Kreuzkorrelationsmethode mit einem FFT-Algorithmus der Firma *LaVision* durchgeführt werden. Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise eines PIV-Systems ist in Kapitel 2 ausführlich erläutert.

#### 4.3.1 Simultane Vermessung beider Phasen

Die Ausbreitung des Sprays eines saugrohreinspritzenden Ottomotors ist höchst instationär und weist von einer Einspritzung zur nächsten starke Schwankungen auf. Prinzipiell können gesicherte Informationen über die direkte Wechselwirkung zwischen Tropfen und Luft nur durch eine simultane Beobachtung der beiden Phasen gewonnen werden. Dabei kam die Peaktrennungsmethode zur Phasentrennung zum Einsatz, da sie für polydisperse Sprühstrahlen, wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, entscheidende Vorteile gegenüber der Maskierungstechnik besitzt. Ein ausführlicher Vergleich zwischen Maskierung und Peaktrennung ist in Abschnitt 6.2 anhand des Hohlkegelsprays eines direkteinspritzenden Ottomotors dargestellt.

Für die Realisierung von simultanem Zweiphasen-PIV nach der Peaktrennungsmethode müssen, wie in Abschnitt 3.2 erläutert, einige Voraussetzungen erfüllt sein.

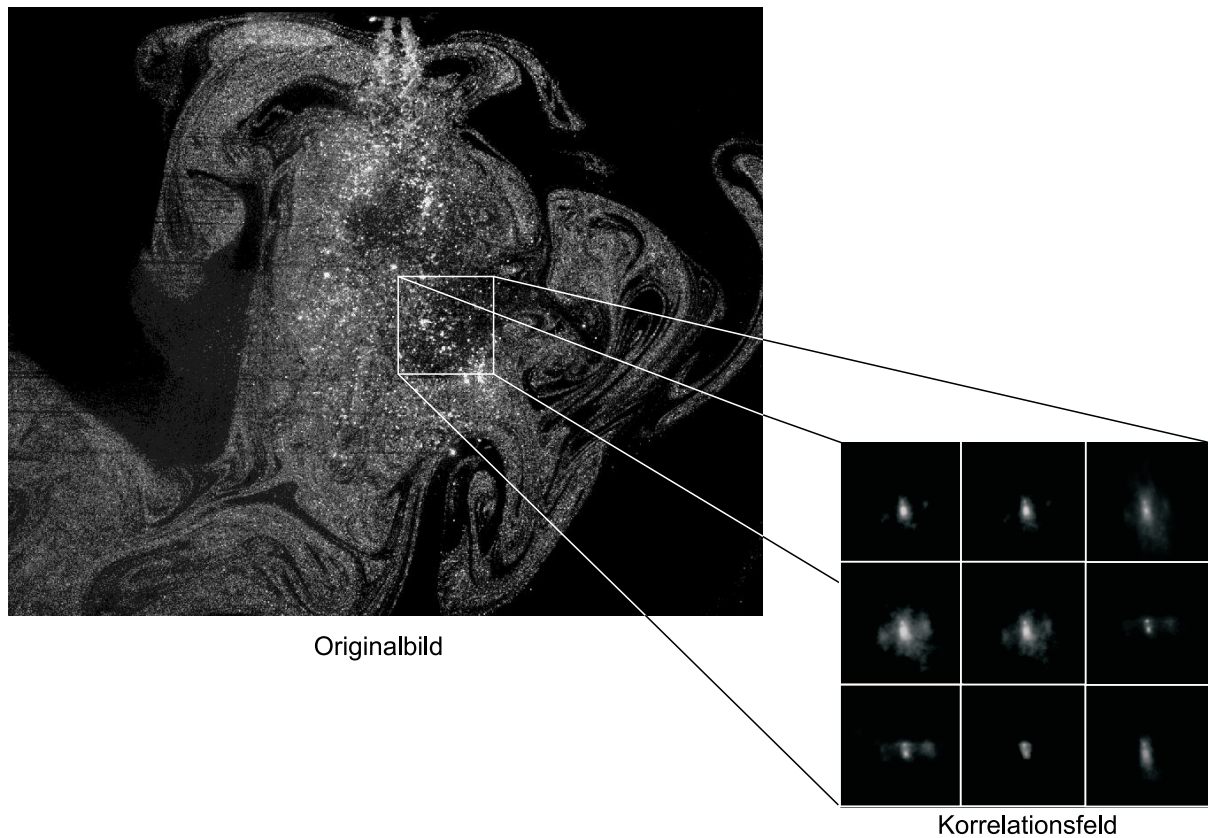
Eine entscheidende Größe ist der zeitliche Abstand zwischen den beiden Belichtungen  $\Delta t$ , der einen Partikelbild-Versatz von deutlich mehr als 2 Pixeln zur Folge haben sollte. Ein

Versatz von nur 2 Pixeln schränkt die möglichen Wertekombinationen der Einflussgrößen, wie dem Verhältnis von Größe, Anzahl und Helligkeit der beiden Phasen, stark ein und wirkt sich negativ auf die Genauigkeit der Messung aus. Der Pulsabstand darf allerdings auch nicht zu groß gewählt werden, um Fehler durch Loss-of-Pairs zu vermeiden. Dieser Umstand gestaltet die Wahl des Pulsabstands bei vorliegenden Messungen als äußerst schwierig. Einerseits ist bei einem  $\Delta t > 50\mu s$  für die Tropfenströmung schon eine deutliche "Out-of-Plain" Bewegung aus der Lichtschnittebene heraus festzustellen. Andererseits wirkt sich ein  $\Delta t < 30\mu s$  extrem negativ auf die Genauigkeit der Luftgeschwindigkeiten aus, da die induzierte Luftströmung ( $u_L < 3m/s$ ) im Vergleich zur Tropfenbewegung ( $u_{Tr} < 27m/s$ ) äußerst langsam ist (siehe **Abb. 4.6**. Bei einem  $\Delta t$  von  $30\mu s$  und einem Bildausschnitt von  $50 \times 50 mm$  entspricht ein Partikelbild-Versatz von  $1 Pixel$  in etwa  $1m/s$  realer Partikelgeschwindigkeit.

Die beiden weiteren einstellbaren Parameter sind das Helligkeits- und das Anzahlverhältnis von Tropfen zu Seedingpartikeln. Das Helligkeitsverhältnis kann über Laserleistung, Kamerablende und optische Filter eingestellt werden. In den vorliegenden Versuchen wurde die maximale Laserleistung und eine voll geöffnete Kamerablende (Normalobjektiv: Blende 1:1,8) angewandt, um eine maximale Helligkeit der Seedingpartikel zu erreichen. Zur Abschwächung des Mie-Streulichts wurde der fotografische Filter "hellorange" (Firma B&W) verwendet. Das Anzahlverhältnis wurde dann nach Gleichung 3.7 über den Partikelgenerator so variiert, dass möglichst keine der beiden Phasen zu stark dominiert. **Abb. 4.5** zeigt ein exemplarisches Ergebnisbild zusammen mit einem  $3 \times 3$  Korrelationsfeld (Spotgröße  $128 \times 128 Pixel$ ) im Bereich der Strahlspitze.

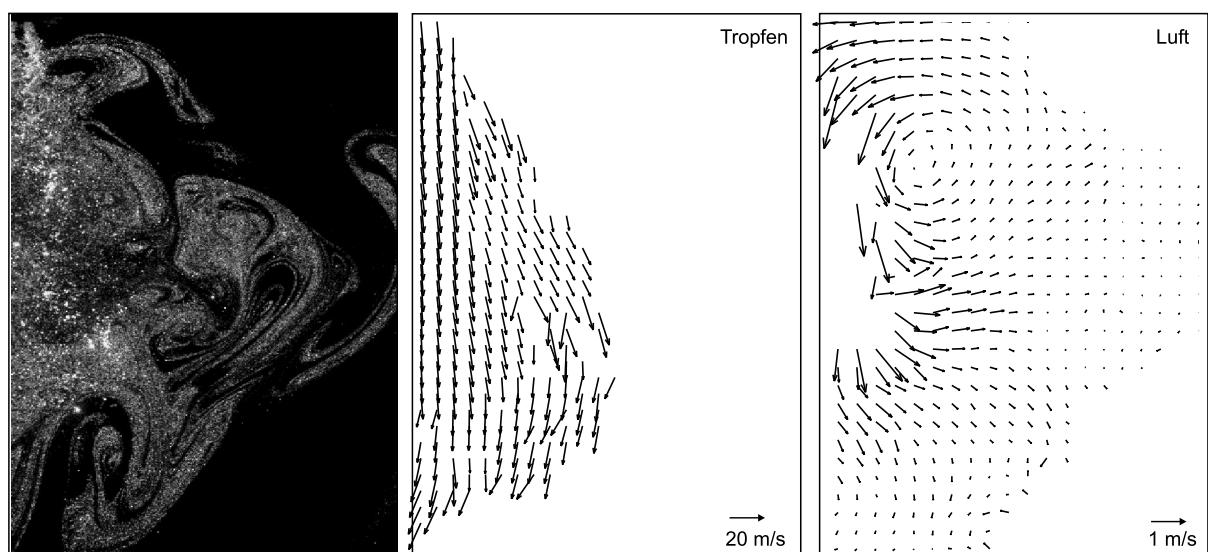
In allen Interrogation Spots des ausgewählten Bereichs (Strahlspitze) sind deutlich zwei, um etliche Pixel voneinander getrennte Peaks zu erkennen, die bisher in dieser Klarheit nicht verfügbar waren. Dabei ist der Peak mit dem größeren Pixelversatz stets breiter als der Peak in der Mitte des Spots. Hier greift die Peaktrennungsmethode nach dem Peakbreitenkriterium (**Abb. 4.5**). Die Seedingdichte kann allerdings in einem realen Spray nicht in allen Bereichen so eingestellt werden, dass beide Phasen eine ähnliche Dominanz besitzen. Die Folge sind zum Teil stark unterschiedliche Peakhöhen, die auch einen deutlichen Einfluss auf die Peakbreite besitzen (vgl. Abschnitt 3.2.3.1). Dadurch ergeben sich Schwierigkeiten bei der Zuordnung der Phasen. Aufgrund der deutlichen Geschwindigkeitsunterschiede zwischen Kraftstofftropfen und Luft kann hier eine Unterscheidung aufgrund des Pixelversatzes der Verschiebungspeaks getroffen werden. In Bereichen, in denen die Tropfenströmung allerdings zu dominant ist, kann trotz deutlich erkennbarer Anwesenheit von Seedingpartikeln keine Luftströmung detektiert werden (Bereich der Einspritzventilöffnung).

Das Resultat der Auswertung nach der Peaktrennungsmethode für Tropfen- und Luftströmung zeigt **Abb. 4.6**. Dabei wurde allerdings nur der rechte Sprühstrahlkegel zur Auswertung herangezogen, da der von dieser Seite ins Messvolumen eintretende Laserstrahl von den großen Kraftstofftropfen so abgeschwächt wird, dass auf der linken Bildhälfte deutliche Streifen auftreten (siehe **Abb. 4.5**). Diese Streifen stören sowohl den PIV-Algorithmus als auch die Peaktrennung empfindlich. Zudem sind im Bereich der



**Abb. 4.5:** Simultane Aufnahme beider Phasen mit einem Korrelationsfeld aus dem Bereich der Strahlspitze

Strahlachsen, nahe des Einspritzventils aufgrund der großen Dominanz der Tropfen keine Luftgeschwindigkeiten detektierbar.



**Abb. 4.6:** Simultane aufgenommene Geschwindigkeitsfelder von Kraftstofftropfen und Luftströmung



Die Kraftstofftropfen bewegen sich mit Geschwindigkeiten von ca.  $20\text{m/s}$ , weisen allerdings deutliche Unterschiede auf. Die schnellsten Tropfen befinden sich am Ventilaustritt (bis zu  $26\text{m/s}$ ), am Strahlrand werden kleinere Tropfen auf weniger als  $10\text{m/s}$  abgebremst. Die Luft wird durch Impulsaustausch mit den Tropfen an der Strahlspitze auf bis zu  $2\text{m/s}$  beschleunigt. Am Strahlrand bildet sich ein Rezirkulationsgebiet aus, wobei die Luft in Ventilnähe wieder in den Sprühstrahl hinein beschleunigt wird (Air Entrainment). Insgesamt ist die Intensität der induzierten Luftströmung im Vergleich zu dichten Sprays, wie sie bei der Diesel- oder der Otto-Direkteinspritzung auftreten, äußerst gering. Der toroidale Luftwirbel ist deshalb auch nicht in der Lage, die Einschnürung an der Strahlspitze aufzuheben und die Tropfen nach außen abzulenken. Auf manchen Einzelvektorfeldern der Tropfenströmung sind, wie auch in **Abb. 4.6**, an der Strahlspitze sogar Tendenzen erkennbar, die auf eine Tropfenbewegung in Richtung der Strahlmittelachse hindeuten.

Trotz intensiver Analyse vieler einzelner Simultanauswertungen konnten auch mit Kenntnis der direkten Tropfen/Luft Interaktion keine Rückschlüsse auf Detailphänomene, die bei der Visualisierung auftraten, gezogen werden. Die Ursachen für den instationären Abriss einzelner Tropfenkollektive und den Einschnürungseffekt an der Strahlspitze sind in der Phase kurz nach Einspritzbeginn zu suchen. In diesem Bereich ist die Tropfendichte allerdings so hoch, dass eine simultane Erfassung beider Phasen nicht möglich ist.

Die Vorteile, die eine simultane Vermessung der beiden Phasen im Hinblick auf den Aussagegehalt über die direkte Tropfen/Luft Interaktion mit sich bringen kann, werden im vorliegenden Anwendungsfall durch die Nachteile aufgehoben. In erster Linie sind hierbei die Schwierigkeiten des simultanen Zweiphasen-PIV bei der Phasentrennung in Anwesenheit hoher Tropfendichten zu nennen. Weiterhin ist der Umstand, dass die Pulsabstände für Tropfen- und Luftströmung nicht individuell einstellbar sind, für die Genauigkeit der Messung äußerst nachteilig. Auch ist der Zeitaufwand für die Berechnung der Phasentrennung im Vergleich zur getrennten Auswertung zweier Einzelaufnahmen extrem hoch.

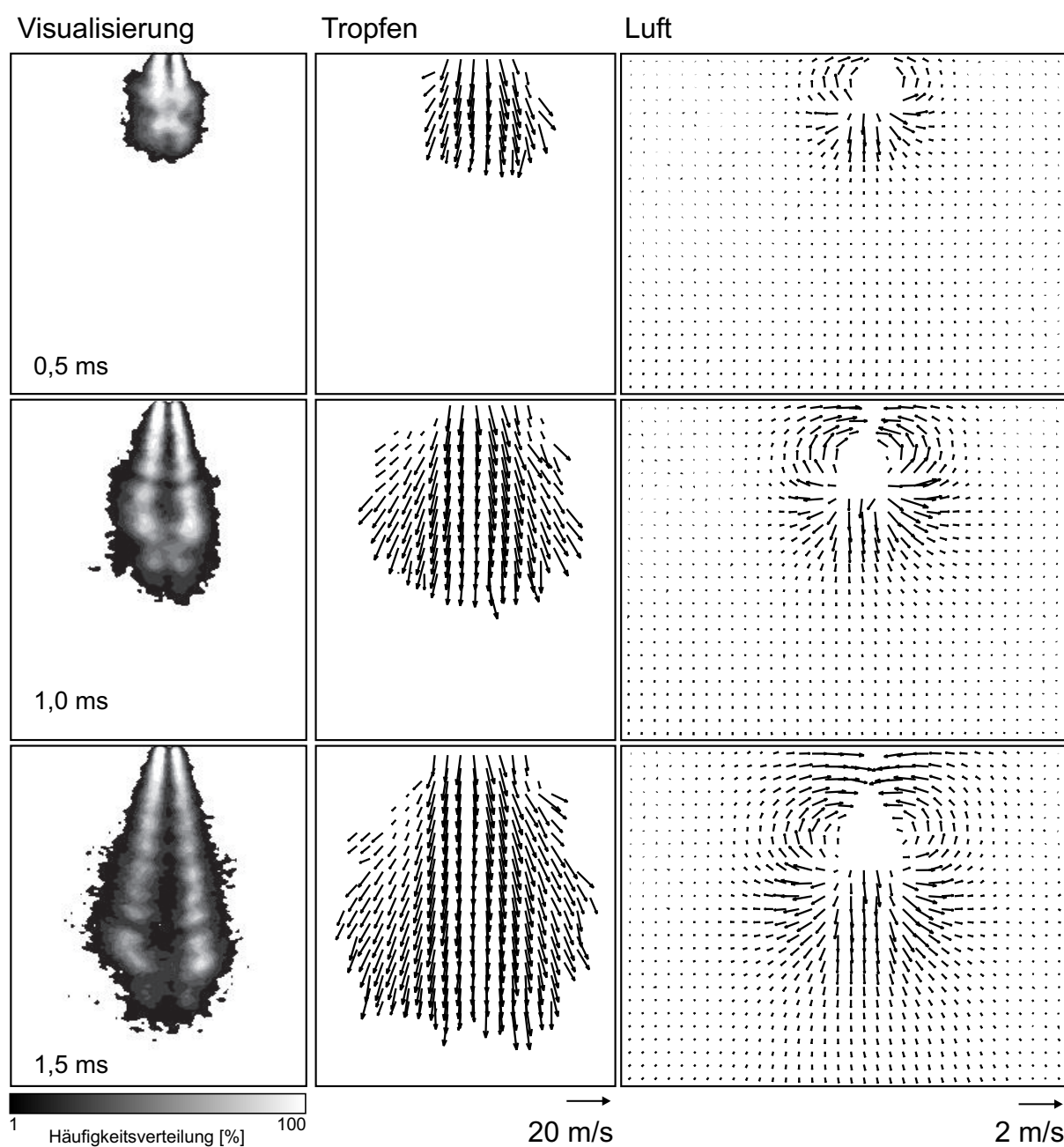
Für eine statistische Auswertung vieler Einzelaufnahmen und ein breite Variation des Aufnahmezeitpunkts nach Einspritzbeginn ist deshalb das sequenzielle Zweiphasen-PIV hier vorzuziehen.

### 4.3.2 Sequenzielles Zweiphasen-PIV

Wie sich bei der Visualisierung und bei den simultanen Messungen bestätigt hat, ist die Sprühstrahlausbreitung prinzipiell periodisch. Die Ausprägung einzelner Phänomene unterliegt allerdings zum Teil deutlichen, zyklischen Schwankungen. Um diese Schwankungen charakterisieren zu können und um eine globale Information über die Strahlentwicklung zu erhalten, ist eine statistische Auswertung vieler Einzelaufnahmen erforderlich.

Für die sequenziellen Zweiphasen-PIV-Untersuchungen wurden die selben Betriebsbedingungen wie bei der Visualisierung (Abschnitt 4.2) und den simultanen Zweiphasen-PIV-Messungen (Abschnitt 4.3.1) gewählt. Die Einspritzdauer betrug  $2\text{ms}$ , der Abstand der Aufnahmezeitpunkte betrug  $0,5\text{ms}$ . Die Phasenmittelung, die bei der Visualisierung auf

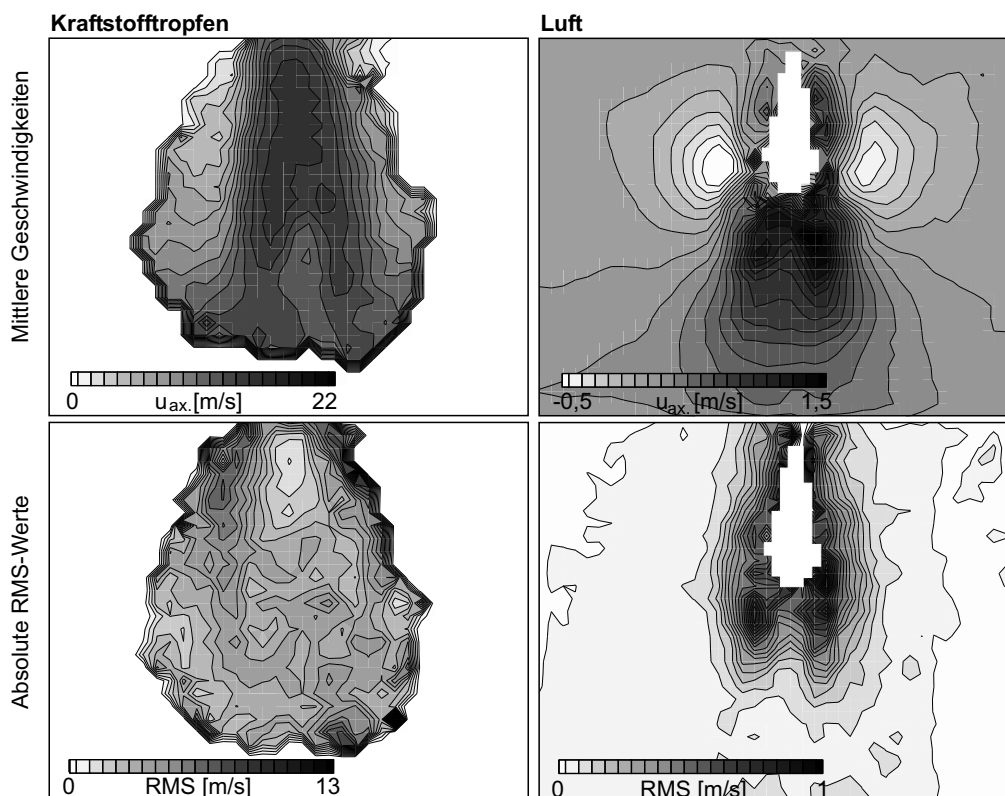
der Basis von 100 Einzelbildern durchgeführt wurde, erfolgte hier aufgrund der großen Datenmenge nur über 50 Einzelmessungen. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Laserpulsen konnte für die jeweilige Phase einzeln optimiert werden und betrug für die Kraftstofftropfen  $10\mu s$  und für die Luftströmung  $100\mu s$ . Zur exakten Trennung von Mie-Streulicht und Fluoreszenzlicht kam der Farbglasfilter *OG590* zum Einsatz (siehe Abschnitt 3.2.1). **Abb. 4.7** zeigt das Ergebnis der sequenziellen Vermessung von Tropfen- und Luftströmung zusammen mit den Häufigkeitsverteilungen zum selben Aufnahmezeitpunkt.



**Abb. 4.7:** Häufigkeitsverteilungen und gemittelte Geschwindigkeitsfelder von Tropfen- und Luftströmung 0,5ms bis 1,5ms n.EB

Das Spray entwickelt sich zunächst (bis  $0,5\text{ms}$  n.EB) kompakt in Richtung der Strahlmittellachse. Die mittleren, gemessenen Tropfengeschwindigkeiten betragen dabei über  $22\text{m/s}$ . Kleine Tropfen am Rand des Sprühstrahls werden allerdings stark abgebremst und durch die induzierte Luftströmung nach außen abgelenkt. Schon zu diesem frühen Zeitpunkt sind die charakteristischen Asymmetrien des Sprays sowohl in der Visualisierung als auch in den Vektorfeldern von Tropfen- und Luftströmung zu erkennen. Diese setzen sich auch im weiteren Verlauf der Strahlausbreitung fort. Ab dem Zeitpunkt  $1,0\text{ms}$  n.EB verbreitert sich der Sprühstrahl dann deutlich, was auch eine Folge der Ausbildung eines toroidalen Wirbels ist, obwohl die Luftgeschwindigkeiten zu dieser frühen Phase der Einspritzung noch sehr gering sind. Kleine Tröpfchen folgen allerdings auch dieser schwachen Luftströmung von maximal  $1,5\text{m/s}$ . Die größeren Tropfen mit hohem Impuls dagegen werden von der induzierten Luftströmung kaum beeinflusst.

Aufgrund der Durchführung vieler Einzelmessungen zum selben Zeitpunkt n.EB können hier bei der sequenziellen Technik Aussagen über die Intensität der Schwankungen von einer Einspritzung zur nächsten (Zyklusschwankungen) getroffen werden. **Abb. 4.8** zeigt exemplarisch die axialen Geschwindigkeiten von Tropfen- und Luftströmung  $2\text{ms}$  n.EB zusammen mit den entsprechenden RMS-Werten.



**Abb. 4.8:** Axialgeschwindigkeiten (Mittelung über 50 Einzelmessungen) von Kraftstofftropfen und Luftströmung  $2\text{ms}$  n.EB zusammen mit ihren RMS-Werten

Zusätzlich zu den Phänomenen, die schon anhand der Vektorfelder in **Abb. 4.7** (bis  $1,5\text{ms}$  n.EB) festgestellt und diskutiert werden konnten, fällt bei der Auftragung der Axialgeschwindigkeiten auf, dass die höchsten Geschwindigkeiten an der Strahlspitze auftreten.

Der Grund hierfür liegt darin, dass zu Beginn der Einspritzung vergleichsweise große Tropfen gebildet werden, die aufgrund ihres hohen Impulses von der Umgebungsluft nicht merklich beeinflusst werden. Quantitative Informationen über die Größenverteilungen der Tropfen innerhalb des Sprays können allerdings mit PIV nicht gewonnen werden. Erkennbar sind allerdings Geschwindigkeitsschwankungen entlang der beiden Strahlachsen. Diese wirken sich auch auf die Luftströmung aus, die in den Strahl hinein gerichtet ist (Air Entrainment). Von der Austrittsöffnung des Einspritzventils an wechselt die axiale Luftgeschwindigkeit mehrmals das Vorzeichen. Direkt im Kern des Sprays, zwischen den beiden Strahlen konnten aufgrund einer zu geringen Seedingdichte allerdings keine Geschwindigkeitsvektoren validiert werden. Trotzdem kann festgestellt werden, dass sich der periodische Abriss einzelner Tropfenkollektive, der auf den Hochgeschwindigkeitsbildern (vgl. **Abb. 4.4**) erkannt wurde, messbar auf die Geschwindigkeiten von Tropfen- und Luftströmung auswirkt.

Die RMS-Werte bringen für das physikalische Verständnis der Sprühstrahlausbreitung wenig weiterführende Erkenntnisse. Sie sind lediglich ein Maß für die Intensität der Schwankungen von einer Einspritzung zur nächsten und können eventuell zur Interpretation spezifischer zyklusabhängiger Verbrennungs- und Emissionsphänomene dienen. Weiterhin sind die statistischen Daten für die numerische Simulation von Bedeutung.

Die höchsten RMS-Werte der Tropfenbewegung (bis zu  $13m/s$ ) wurden erwartungsgemäß am Strahlrand und an der Strahlspitze ermittelt, die niedrigsten (unter  $1m/s$ ) am Austritt des Kraftstoffstrahls aus dem Einspritzventil. Die RMS-Werte der Luftströmung liegen fast durchwegs unter  $1m/s$  und sind in Bereichen des Sprühstrahls, in denen eine große Tropfendichte vorherrscht am höchsten.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse deutlich, dass allein mit Hilfe der Visualisierung und der Zweiphasen-PIV-Technik keine vollständige Beschreibung des Sprays möglich ist: Einerseits konnte die Luftströmung innerhalb der beiden Sprühkegel aufgrund der zu hohen Tropfen- bzw. zu geringen Seedingpartikeldichte vom fluoreszierenden PIV (FPIV) nicht erfasst werden. Andererseits kann nur die zeitliche Entwicklung der Tropfengrößenverteilung, die mit PIV nicht ermittelt werden kann, endgültige Aufschlüsse über die Ursachen der Sprühstrahlausbreitung geben. Sollte eine Lösung dieser beiden Problemstellungen realisierbar sein, kann sie nur mit der in dieser Arbeit entwickelten PDA/FLDA-Kombination erzielt werden. Diese werden im folgenden Abschnitt vorgestellt und diskutiert.

## 4.4 FLDA in Kombination mit PDA

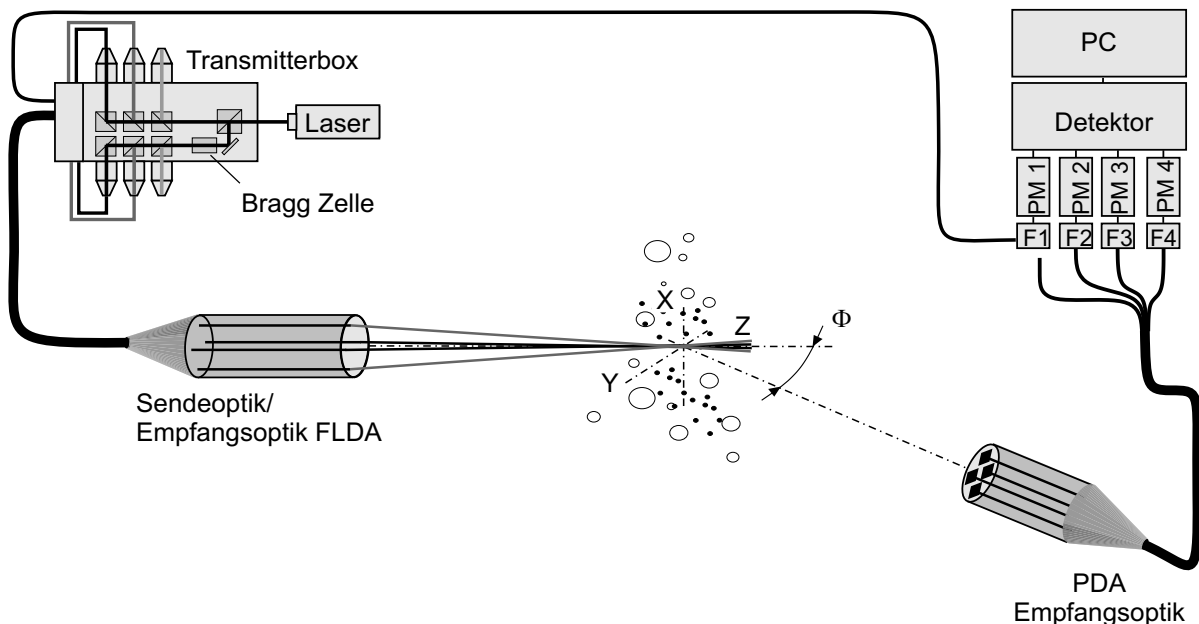
Die physikalische Funktionsprinzip der Laser Doppler Anemometrie mit fluoreszierendem Licht (FLDA) wurde in dieser Arbeit erstmals grundlegend untersucht (siehe Abschnitt 3.3), was zur Erschließung eines großen Verbesserungspotenzials dieser Technik führte. FLDA kann leicht mit der Phasen Doppler Anemometrie kombiniert werden, wodurch die Erfassung der wichtigsten Sprayparameter Tropfengrößenverteilung und Tropfenge-

schwindigkeiten sowie Luftgeschwindigkeiten ermöglicht wird. Weiterhin besitzt FLDA das Potenzial auch in dichten Sprühstrahlen Luftgeschwindigkeiten detektieren zu können (Meier et al., 2001, Rottenkolber et al., 2001). Die Messtechnik sollte sich demzufolge hervorragend eignen, die noch fehlenden Informationen über das Spray des zweistrahligen Einspritzventils zu liefern.

#### 4.4.1 Experimentelle Anordnung

Die experimentellen Randbedingungen, wie Einspritzparameter, Seedingmaterialien oder Seedingdichte, wurden zur Visualisierung (Abschnitt 4.2) und zu den Zweiphasen-PIV-Messungen (Abschnitt 4.3) konstant gehalten.

Für die PDA/FLDA-Messungen wurde ein kommerzielles *Fiber*-PDA-System (Firma Dantec) verwendet. Die Funktionsweise des Dual PDA ist u.a. bei Tropea et al. (1996) und Meier et al. (1999) ausführlich beschrieben. Als Lichtquelle wurde ein  $5W - Ar^+$  Laser, der im Multi-Mode betrieben wurde, verwendet. Der Laserstrahl wird von einem Strahlteiler in zwei Einzelstrahlen aufgeteilt, von denen der eine durch eine Bragg-Zelle geleitet wird, die eine Frequenzverschiebung von  $40MHz$  realisiert. Der dadurch erreichte Frequenzunterschied wird zur Vermeidung der Richtungszweideutigkeit der Strömung ausgenutzt (Durst et al., 1987). Anschließend werden beide Strahlen in zwei Farben ( $488nm$  und  $514,5nm$ ) aufgeteilt, um zwei Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig ermitteln zu können. Die vier Strahlen werden via Glasfaserkabel zur Sendeoptik geleitet. Der prinzipielle optische Aufbau ist in **Abb. 4.9** dargestellt.



**Abb. 4.9:** Messtechnische Anordnung für das kombinierte FLDA/PDA-Verfahren

Wie in Abschnitt 3.3.1.3 ausführlich erläutert wurde, ergibt sich aus der Theorie des FLDA die Möglichkeit das Fluoreszenzlicht unter wesentlich größeren Raumwinkeln, mit

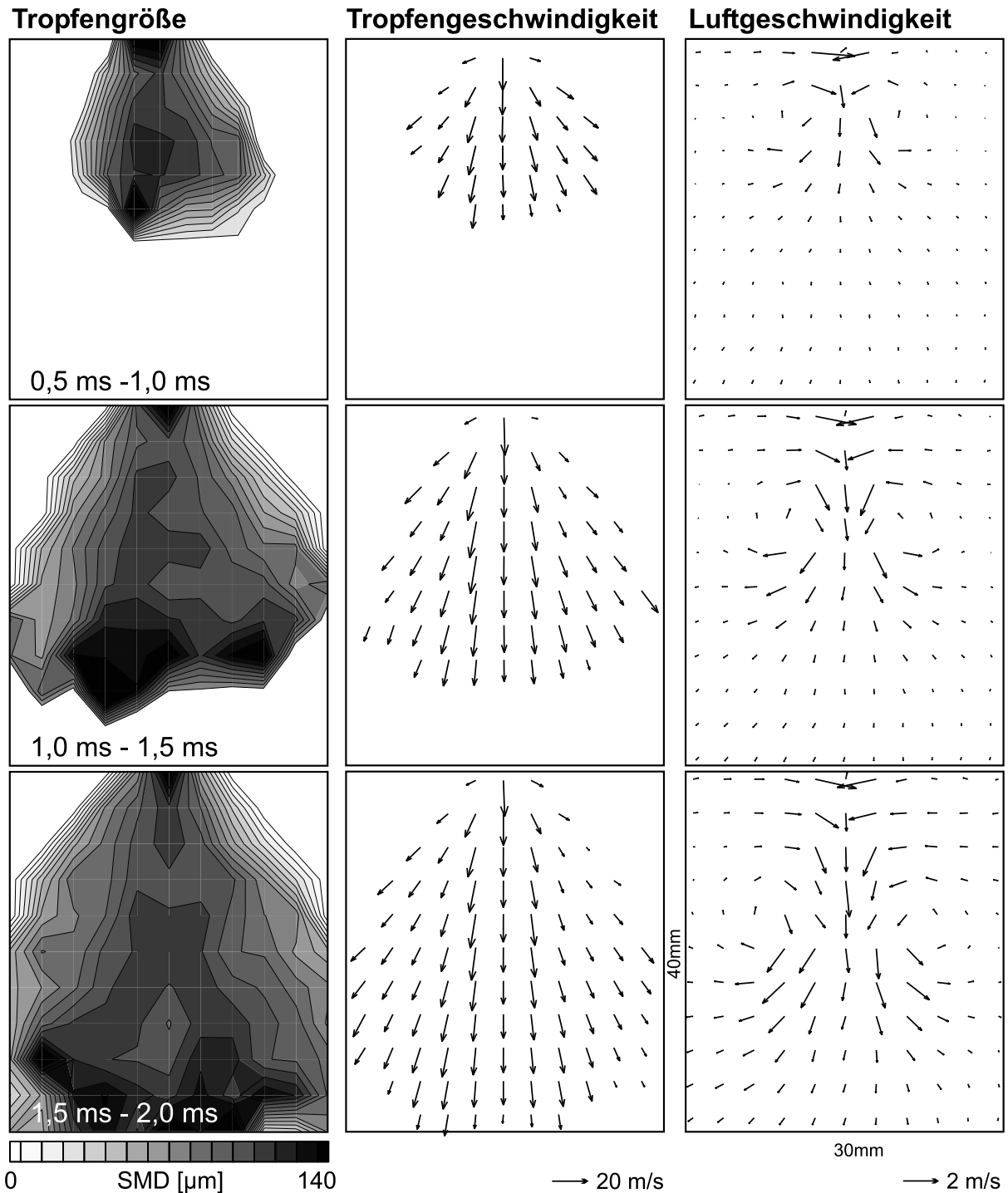
größeren Blendeneinstellungen und in geringerer Distanz zum Messvolumen zu empfangen als beim Standard-LDA. Zunächst sollten allerdings keine größeren Eingriffe in das kommerzielle Fiber-PDA-System vorgenommen werden. Deswegen wurde das System für die FLDA-Messungen nur leicht modifiziert. Im Sender des PDA-Systems befindet sich eine Linse, die das in Rückwärtsrichtung gestreute Licht auf eine Glasfaser mit vorgeschalteter Blende fokussiert. Diese Optik besitzt den Vorteil eines größeren Blenden- und Faserdurchmessers, weshalb das Fluoreszenzlicht nicht mit der Empfangsoptik des PDA Systems in Vorwärtsrichtung aufgenommen wurde. Die Glasfaser der Rückwärtsstreuung wird anstelle der PDA-Faser mit Filter F1 verbunden, wobei der Standard-Bandpassfilter für  $514,5\text{nm}$  durch einen *OG590* Tiefpassfilter ersetzt wird. Dieser *OG590* eliminiert jegliches Mie-Streulicht zu nahezu 100% (siehe Abschnitt 3.2.1), wodurch Seedingpartikel und Sprühstrahltröpfchen eindeutig voneinander unterschieden werden können. Ansonsten erfolgen Datenerfassung und Signalverarbeitung mit Standard-PDA-Komponenten.

Die Aufzeichnung des Fluoreszenzsignals in Rückwärtsstreuung bringt den Nachteil mit sich, dass das Messvolumen größer als beim PDA-Aufbau ist. Deshalb wurde das Fluoreszenzsignal zusammen mit dem Mie-Streulicht, das mit der PDA-Empfangseinheit aufgenommen wurde, koinzident gemessen. Dadurch konnte für PDA- und FLDA-Messergebnisse sichergestellt werden, dass sie ihren Ursprung im selben Messvolumen besitzen. Dadurch mussten PDA- und FLDA-Messungen allerdings nacheinander durchgeführt werden. Aufgrund der schlechteren Qualität der FLDA-Signale (siehe Abschnitt 3.3.2) wurden die Filter-Bandbreiten möglichst eng gewählt. Die Versorgungsspannung der Photomultiplier betrug für das Fluoreszenzlicht  $1800\text{V}$  und für das Mie-Signal  $1200\text{V}$ .

#### 4.4.2 Vergleichende Darstellung der Messergebnisse mit den Zweiphasen-PIV-Messungen

Zur Vermessung des Sprühstrahls wurde in einem  $30 \times 40\text{mm}$  Beobachtungsfeld  $11 \times 11$  Messpunkte ausgewählt, die in x- und y-Richtung jeweils äquidistant waren. Diese wurden mit Hilfe einer 2-Achsen-Traverse, die vom PDA-System automatisch gesteuert wird, angefahren. Um genügend Daten für eine zeitaufgelöste Messung zu erhalten, wurden sowohl bei den PDA- als auch bei den FLDA-Messungen pro Stützstelle 100.000 Einzelergebnisse aufgezeichnet, wobei sich die Datenrate je nach Messstelle stark unterschied. Dies ermöglicht bei einer Wiederholrate der Einspritzung von  $20\text{Hz}$  und einem Zeitintervall von  $0,5\text{ms}$  noch eine Statistik über ca. 1.000 Messwerte. **Abb. 4.10** zeigt das Ergebnis der Vermessung von Tropfen- und Luftströmung, wobei die Verteilung des mittleren Sauterdurchmessers (SMD) auf der Abbildung links, die Tropfengeschwindigkeiten in der Mitte und die Luftgeschwindigkeiten rechts dargestellt sind. Die Daten über den Zeitraum von Einspritzbeginn bis  $0,5\text{ms}$  n.EB besitzen noch wenig Aussagekraft und werden deshalb nicht dargestellt.

Die Ergebnisse der Tropfengeschwindigkeiten mit ihrer charakteristischen Asymmetrie stellen sich ähnlich wie die mit Hilfe der PIV-Messungen ermittelten Sprühstrahlausbreitung dar. Die Hauptstrahlrichtung befindet sich nahe der Strahlmittelachse, kleine Trop-



**Abb. 4.10:** Sauterdurchmesser, Tropfen- und Luftgeschwindigkeiten für die drei Zeitintervalle  $0,5 - 1,0\text{ms}$ ,  $1,0 - 1,5\text{ms}$  und  $1,5 - 2,0\text{ms}$  n.EB

fen am Rand des Sprays werden allerdings stark abgebremst und durch die induzierte Luftströmung nach außen abgelenkt. Die mittleren Tropfengeschwindigkeiten betragen auf den Strahlachsen und an der Strahlspitze ca.  $20\text{m/s}$  und liegen damit im Bereich der mit PIV bestimmten Geschwindigkeiten (vgl. **Abb. 4.7**).

Eine gute Übereinstimmung zeigt sich auch zwischen den fluoreszierenden Zweiphasen-

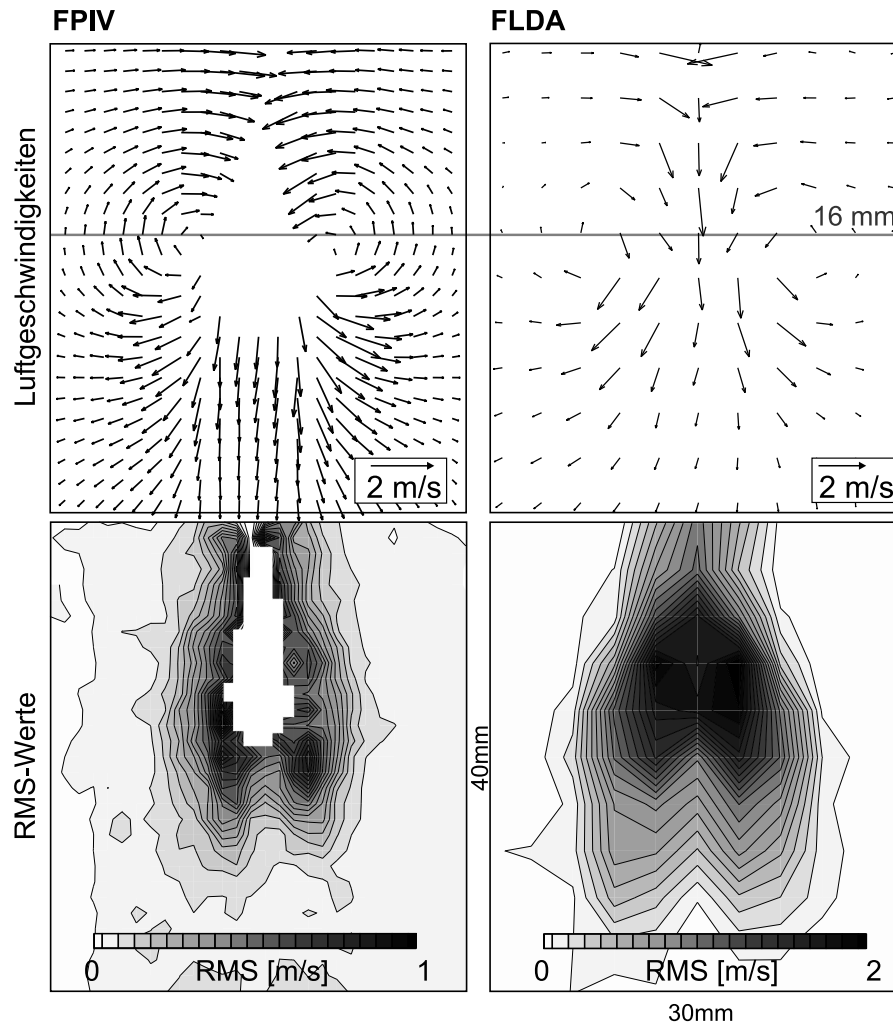
PIV-Messungen - im Folgenden auch FPIV genannt - und den FLDA-Untersuchungen der Luftströmung. Die Ausbildung eines toroidalen Wirbels, der sich im Verlauf der Strahlausbreitung während seiner Bewegung stromabwärts verstärkt, ist klar erkennbar. Auch die absoluten Geschwindigkeiten liegen in einem ähnlichen Bereich (max.  $2m/s$ ). Auffällig im Vergleich zum FPIV ist, dass das FLDA auch in der direkten Umgebung der Einspritzventilöffnung, im Bereich der Strahlachsen und zwischen den beiden Strahlkegeln in der Lage ist sinnvolle Vektoren zu ermitteln. Grundsätzlich können dafür zwei Gründe angegeben werden: Einerseits ist PIV immer auf eine ausreichende Seedingdichte angewiesen, um ein signifikantes Korrelationsergebnis zu erzielen. Andererseits reagiert die Genauigkeit einer PIV-Messung auch sehr empfindlich auf Verzerrungen durch Flüssigkeitslamellen oder Mehrfachstreuung aufgrund von hohen Tropfendichten. Letzteres kann sogar dazu führen, dass erkannte Vektoren durch das Postprocessing wieder eliminiert werden.

Die zusätzliche Messgröße, deren Ermittlung durch die Kombination des FLDA mit dem PDA erreicht wird, und die mit PIV nicht gemessen werden kann, ist die Größenverteilung der Kraftstofftropfen. Schon im ersten Zeitintervall  $0,5 - 1,0ms$  n.EB werden die größten Tropfen ( $SMD \approx 140\mu m$ ) an der Strahlspitze ermittelt. Diese sind das Resultat der Öffnungsphase des Einspritzventils (siehe **Abb. 4.4**). Aufgrund der engen Anordnung der Düsenlöcher und des kleinen Öffnungswinkels wird die Umgebungsluft vom Strahlzentrum verdrängt, wodurch die Tropfen zur Strahlmittelachse hin ablenkt und konzentriert werden. In der Folgezeit breiten sich die großen Tropfen entlang dieser Mittelachse aus. Aufgrund ihres hohen Impulses werden sie von der umgebenden Luft im betrachteten Zeitraum kaum abgebremst. Obwohl die induzierten Luftgeschwindigkeiten gering sind (max.  $2m/s$ ), werden die kleinen Tröpfchen von der Luftströmung abgelenkt. Dadurch entsteht eine räumliche Sortierung von Tropfengrößenklassen. Die größten Tropfen befinden sich hauptsächlich an der Strahlspitze und auf den Strahlachsen, während die kleinen Tropfen abgebremst und durch die induzierte Luftströmung vorwiegend an den Strahlrand transportiert werden. Die bei der Visualisierung beobachtete Einschnürung an der Strahlspitze kann damit zufriedenstellend erklärt werden. Die hochfrequenten Schwankungen der Tropfendichte spiegeln sich in den PDA/FLDA-Messungen allerdings nicht wider. Dies ist zum einen auf die geringere räumliche Auflösung im Vergleich zur Visualisierung bzw. PIV zurückzuführen, zum anderen ist durch die zeitliche Mittelung der Messdaten über  $0,5ms$  auch die zeitliche Auflösung entsprechend reduziert. Allgemein muss bei periodisch, zeitaufgelösten PDA- bzw. (F)FLDA-Messungen ein Kompromiss zwischen einer ausreichenden zeitlichen Auflösung und einer genügend breiten Datenbasis gefunden werden.

Für einen exemplarischen Vergleich der FPIV- und der FLDA-Messtechnik wurden die Ergebnisse der Luftströmung  $2ms$  (FPIV) bzw. zwischen  $1,5ms$  und  $2ms$  (FLDA) n.EB gegenübergestellt (**Abb. 4.11**).

Wie schon in **Abb. 4.7** festgestellt werden konnte, sind innerhalb der beiden Sprühkegel vom FPIV im Gegensatz zum FLDA keine sinnvollen Vektoren detektierbar. Dies bestätigt die theoretischen Überlegungen von Abschnitt 3.4 und ist im vorliegenden Fall hauptsächlich auf die zu geringe Seedingdichte in dieser Region des Sprühstrahls zurückzuführen.

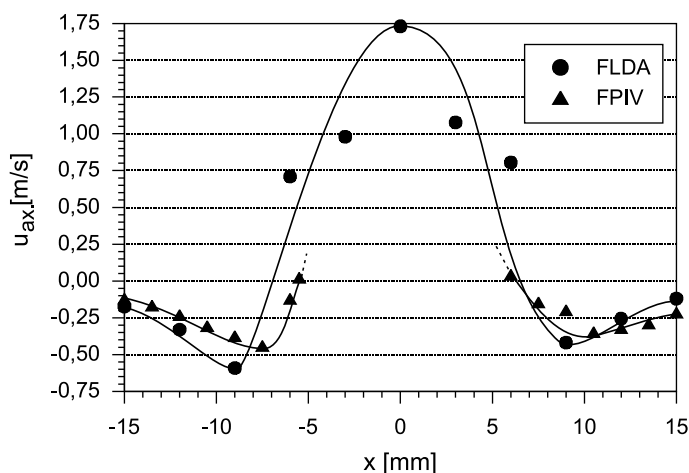




**Abb. 4.11:** Vergleich von FPIV und FLDA anhand der Luftströmung  $2\text{ m/s}$  bzw. zwischen  $1,5\text{ m/s}$  und  $2\text{ m/s}$  n.EB: Geschwindigkeitsfelder und RMS-Werte

Hier werden auch die höchsten Luftgeschwindigkeiten von über  $2\text{ m/s}$  detektiert (FLDA). **Abb. 4.12**, in der ein Vergleich der axialen Geschwindigkeiten entlang einer horizontalen Linie  $16\text{ mm}$  unterhalb der Öffnung des Einspritzventils dargestellt ist, verdeutlicht dies eindrucksvoll. Am Strahlrand bewirkt der torusförmige Wirbel eine Aufwärtsbewegung der Luft, die von beiden Messverfahren mit guter Übereinstimmung wiedergegeben wird. Zur Strahlmitte hin wird die Luft in den Sprühstrahl hinein beschleunigt. In diesem Bereich werden axiale Luftgeschwindigkeiten von bis zu  $2\text{ m/s}$  erreicht, mit FPIV können diese allerdings aufgrund der schwierigen Randbedingungen nicht detektiert werden.

Neben der guten Übereinstimmung können zwischen den mit FPIV und FLDA ermittelten Geschwindigkeiten aber auch zum Teil signifikante Unterschiede festgestellt werden. In der Nähe der Einspritzventilspitze und stromab des Toruswirbels liegen die Geschwindigkeiten der FPIV-Messungen deutlich unter denen, die mit FLDA ermittelt wurden. Dies kann nur mit der grundsätzlich unterschiedlichen Art der Geschwindigkeitsaussage der beiden Messtechniken erklärt werden. Während die PIV-Geschwindigkeit einen stärker



**Abb. 4.12:** Vergleich der mit FPIV und FLDA ermittelten axialen Geschwindigkeiten  $16\text{mm}$  unterhalb der Einspritzventilöffnung

räumlich gemittelten Messwert darstellt, ist die LDA-Geschwindigkeit im vorliegenden Fall über einen wesentlich längeren Zeitraum gemittelt. Dies kann bei einer stark instationären Strömung lokal zu unterschiedlichen Vektoren führen. Die schlechtere räumliche Auflösung des FLDA ist auf den enormen zeitlichen Aufwand der Durchführung von LDA-Messungen in einer periodisch instationären Strömung zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.4). Die RMS-Werte der FLDA-Messung betragen im Strahlzentrum bis zu  $2\text{m/s}$ , wobei in diesem Bereich des Strahls das FPIV keine sinnvollen Messergebnisse aufweisen kann. In den übrigen Regionen des Sprays liegen die RMS-Werte der beiden Messungen in einer ähnlichen Größenordnung.

Die Charakteristika und Ergebnisse der verschiedenen Zweiphasen-Messtechniken in ihrer Anwendung auf ottomotorische Sprühstrahlen werden im folgenden Abschnitt diskutiert, wobei die Visualisierung als einfachste und anschaulichste Technik mit einbezogen wird.

## 4.5 Visualisierung, Zweiphasen-PIV und FLDA

Generell können transiente Vorgänge, die nicht periodisch wiederholbar sind, nur mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitskameras visualisiert werden. Die in **Abb. 4.4** dargestellten Bilder zeigen eindrucksvoll den Vorgang der Primärzerstäubung nach der Einspritzventilöffnung und den instationären Abriss einzelner Tropfenkollektive. In Kombination mit den neu entwickelten, simultanen Zweiphasen-PIV-Methoden wäre sogar der transiente Vorgang einer Tropfen/Luft Interaktion quantitativ erfassbar. Wie **Abb. 4.3** verdeutlicht, sind allerdings auch diese instationären Vorgänge in gewisser Weise periodisch. Durch eine zeitlich hochauflösende Visualisierungstechnik mit einer gepulsten Lichtquelle und einer triggerbaren Standard-CCD-Kamera kann zwar der Einzelvorgang an sich nicht komplett beobachtet werden, der Informationsgehalt von phasengemittelten Bildern zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einspritzbeginn ist allerdings abgesehen von zyklischen Schwankungen ähnlich hoch. Die Visualisierung ist eine einfache Messtechnik, die schnell in der

Lage ist, einen globalen Eindruck über die Sprühstrahlausbreitung zu vermitteln. Mit Hilfe einer zweidimensionalen Beleuchtung (Laserlichtschnitt) und einer Phasenmittelung können darüber hinaus quantitative Informationen über Spraycharakteristika, wie Strahlkegelwinkel, Strahleindringtiefe, Ausbreitungsgeschwindigkeit und Häufigkeitsverteilung der Tropfen ermittelt werden. Detaillierte Daten über lokale Geschwindigkeits- und Größenverteilungen der Tropfen können durch die Visualisierung in der Regel nicht ermittelt werden. Messmethoden, wie PIV oder LDA bzw. PDA, sind dazu in der Lage, die Ursachen für die jeweilige, charakteristische Tropfenausbreitung sind allerdings oft in der Interaktion der Kraftstofftropfen mit der umgebenden Luft begründet, welche mit den genannten Messtechniken nicht erfasst werden können. Deshalb wurden in dieser Arbeit die in Kapitel 3 vorgestellten Methoden Zweiphasen-PIV und FLDA entwickelt und erstmals eingesetzt.

Mit Zweiphasen-PIV konnte schnell eine breite Datenbasis über die Geschwindigkeitsfelder der Tropfen- und der Luftströmung geschaffen werden. Durch die gezielte Aufnahme verschiedener Zeitpunkte nach Einspritzbeginn konnte weiterhin ein exakter Eindruck des zeitlichen Ausbreitungsverhaltens eines instationären Sprühstrahls gewonnen werden. Die induzierte Luftströmung bildet torusähnliche Wirbelsysteme aus (vgl. Abschnitt 4.3.2 und 4.4). Allerdings konnten in Bereichen geringer Seedingdichte - hauptsächlich im Sprayzentrum zwischen den beiden Einzelstrahlen - keine Geschwindigkeitsvektoren validiert werden. Deshalb wurde die FLDA-Technik eingesetzt, die auch in diesen Bereichen eine exakte Ermittlung der Luftgeschwindigkeit ermöglichte. Damit konnten die theoretischen Überlegungen aus Abschnitt 3.4 bestätigt werden. Darüber hinaus konnte durch die Kombination mit PDA auch die Größenverteilung der Sprühstrahltröpfchen bestimmt werden.

Durch die umfangreichen Messdaten, die durch die neuen Zweiphasen-Messtechniken gewonnen werden konnten, wurde das physikalische Verständnis der instationären Sprühstrahlausbreitung entscheidend verbessert. Sie können außerdem sowohl zur Definition der Startbedingungen für die numerische Simulation als auch zur Kontrolle und Validierung der berechneten Spraycharakteristika im Verlauf der Sprühstrahlausbreitung dienen.

Für den zukünftigen Einsatz und eine Abgrenzung der Messtechniken untereinander könnte folgende Aufwand-zu-Nutzen Bilanz hilfreich sein: Mit einer Visualisierung können sehr schnell viele globale Informationen über die Sprühstrahlausbreitung gewonnen werden. Detaillierte und quantitative Geschwindigkeitsdaten werden mit größerem Aufwand durch die neuen Zweiphasen-PIV-Methoden ermittelt. Durch die Möglichkeit der simultanen Erfassung beider Phasen sind sie darüber hinaus in der Lage den transienten Vorgang der Tropfen/Luft Interaktion direkt zu erfassen. Eine vollständige Beschreibung der Zweiphasenströmung auch unter schwierigen Messbedingungen kann mit der Kombination aus FLDA und PDA erreicht werden, wobei speziell der zeitliche Aufwand den der anderen Verfahren um ein Vielfaches übersteigt.

## 5 Äußere Gemischbildung im kalten Motorbetrieb

Wie in Abschnitt 2.1 herausgearbeitet werden konnte, ist gerade die Kaltstartphase des Motors von entscheidender Bedeutung für die Einhaltung künftiger Emissionsgrenzwerte. Einer der wichtigsten Aspekte bei der Gemischbildung im kalten Motorbetrieb ist der Kraftstofftransport, d.h. die Interaktion der Kraftstofftropfen mit der Ansaugluft. In den kalten Betriebszuständen findet diese Interaktion sowohl im Saugrohr als auch im Brennraum statt, wobei die Kraftstoffausbreitung im Saugrohr in kausalem Zusammenhang mit der Gemischverteilung und der Ladungsbewegung im Brennraum steht. Diese wiederum nimmt auf die Güte der Verbrennung maßgeblichen Einfluß und ist deshalb sowohl für den Wirkungsgrad des Motors, als auch für die Menge und die Zusammensetzung der Abgase verantwortlich. Diese Wirkungskette soll in den folgenden Abschnitten nachgezeichnet werden.

Die grundsätzliche Charakterisierung der Sprühstrahlausbreitung des Serien-Einspritzventils für den *Mercedes M111*-Motor wurde außerhalb des Motors vorgenommen (siehe Kapitel 4). Die Ergebnisse der im Folgenden erläuterten Untersuchungen wurden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kolbenmaschinen der Universität Karlsruhe (Prof. Spicher) ermittelt. Die Untersuchungen beinhalten die Ausbreitung dieses Sprays unter motorischen bzw. motornahen Bedingungen und seine Auswirkungen auf Verbrennung und Emissionen im kalten Motorbetrieb. Als Messverfahren zur Untersuchung der Zweiphasenströmung standen dabei unterschiedliche Visualisierungstechniken und die Zweiphasen-PIV-Methode im Vordergrund. Die Kombination von FLDA und PDA wurde aufgrund der schlechten optischen Zugänglichkeit des Motors und wegen des erwähnten großen zeitlichen Aufwands für die PDA/FLDA-Messungen bisher noch nicht eingesetzt.

### 5.1 Versuchsträger und Messtechnik

Aufgrund der Komplexität der Vorgänge in einem Ottomotor mit äußerer Gemischbildung kann die beschriebene Wirkungskette nur mit Hilfe von umfangreicher Messtechnik und durch Abstraktion einzelner Phänomene in Modellversuchen erfasst werden. Daher wurden im Verlauf der Arbeiten mehrere Versuchsträger verwendet, wobei ein Hauptaugenmerk auf die direkte Übertragbarkeit der Resultate gelegt wurde. Aufgrund der eingeschränkten optischen Zugänglichkeit eines Ottomotors im gefeuerten Betrieb wurden die Untersuchungen der Kraftstoffausbreitung und der Ansaugluftströmung an einem geschleppten Vollmotor und an einem optisch gut zugänglichen Modell durchgeführt. Die Verbrennungs- bzw. Abgasanalysen konnten am Institut für Kolbenmaschinen im Rahmen einer gemeinsamen Studie an einem baugleichen, gefeuerten Motor durchgeführt werden.

### 5.1.1 Motorische und motornahe Versuchsaufbauten

Für alle motorischen Untersuchungen kam ein Mercedes M111 4-Zylinder 16-Ventil Serienmotor, der zur Zeit die Abgasnorm EURO II erfüllt, zum Einsatz. Der Motor besitzt einen Hubraum von  $1998\text{cm}^3$  (89,9mm Bohrung, 78,7mm Hub) und ein Verdichtungsverhältnis von 10,4. Die maximale Leistung ( $100\text{KW}$ ) wird bei  $5500\text{min}^{-1}$  erreicht, das maximale Drehmoment von  $190\text{Nm}$  steht bei  $4000\text{min}^{-1}$  zur Verfügung. Die Einspritzung erfolgt nach dem Prinzip der sequenziellen *multi-point* Einspritzung, wobei die angesaugte Luftmenge mit Hilfe eines Heißfilm-Luftmassenmessers bestimmt wird. Die Steuerzeiten des Mercedes M111 sind in **Tab. 5.1** zusammengefasst.

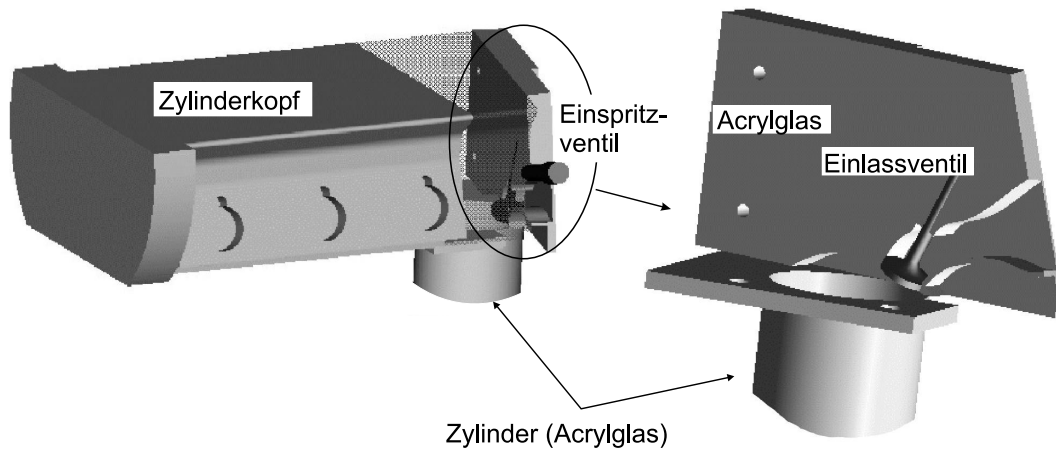
	Ventilhub	Öffnen	Schließen
Einlassventil	2 mm	10° KW vor LOT	192° KW nach LOT
Auslassventil	2 mm	174° KW nach ZOT	16° KW vor LOT

**Tab. 5.1:** Steuerzeiten des Mercedes M111

Entscheidend für eine Beurteilung und eine Optimierung des Kraftstofftransports ist die Möglichkeit zur Variation der Strahlausrichtung im Ansaugkanal. Hierfür wurde die Aufnahme der Einspritzleiste modifiziert. Der Einspritzwinkel konnte damit um  $+5^\circ$  bzw.  $-5^\circ$  in Relation zur Serienausrichtung ( $0^\circ$ ) um eine kurbelwellenparallele Achse gekippt werden. Bei allen Untersuchungen - im geschleppten, wie im gefeuerten Motorbetrieb - wurden Kühlwasser und Öltemperaturen unter  $30^\circ\text{C}$  gehalten. Ansaugluft-, Kraftstoff- und Umgebungstemperatur betragen ca.  $20^\circ\text{C}$ .

Die detaillierte Untersuchung der Gemischbildung ist nur durch die Anwendung optischer Messmethoden realisierbar, welche wiederum eine gute Zugänglichkeit zum Messbereich erfordern. Solche optische Zugänge zum Saugrohr und zum Brennraum eines realen Motors zu schaffen ist mit erheblichem Aufwand und enormen Kosten verbunden. Deshalb wurde für die detaillierte Untersuchung des Kraftstofftransports ein Modell konzipiert, das über annähernd reale Saugrohr- und Brennraumgeometrien und gleichzeitig über Zugänge mit ausgezeichneter optischer Qualität verfügt. Hierzu wurde der Zylinderkopf des Versuchsträgers ausgehend vom Abspritzpunkt in einem Winkel von  $13^\circ$  zur senkrechten Mittelebene zwischen den Einlassventilen aufgeschnitten. Anhand dieser Oberflächendaten des Ansaugkanals wurde die fehlende Kontur aus Acrylglas nachgebildet (siehe **Abb. 5.1**).

Die original dreidimensionale Oberfläche wurde im betrachteten Bereich durch ein ebenes Fenster ersetzt, um Verzerrungen und damit Fehler in der PIV-Analyse zu vermeiden. Die Übergänge zwischen Fensterfläche und Einlassventilsitz bzw. Saugrohrflansch wurden geglättet, um größere Störungen in der Einlassströmung zu vermeiden. Die Wände des Brennraums wurden ebenfalls durch einen aus Acrylglas bestehenden Zylinder ersetzt. Die Einlassventile wurden von einem speziell für diese Versuche entwickelten Mechanismus, der die Nockenwelle durch Kurvenscheiben ersetzt, angetrieben. Der Ansaugluftstrom wurde mit Hilfe eines Sauggebläses realisiert.



**Abb. 5.1:** Modell des optisch zugänglichen Zylinderkopfs

Die Beschaffenheit der Versuchsträger hat einen maßgebliche Einfluss auf die Anwendbarkeit der verschiedenen Messtechniken. Im folgenden Abschnitt werden die an den unterschiedlichen Versuchsträgern eingesetzten Messmethoden kurz vorgestellt.

### 5.1.2 Messverfahren

Im Allgemeinen ist die optische Zugänglichkeit in einem Vollmotor stark eingeschränkt. Außerdem muss das Bestreben dahin gehen, dass an der realen Geometrie von Ansaugkanal und Brennraum möglichst wenig verändert wird, um die ursprüngliche Strömung nicht zu beeinträchtigen. Die Endoskopie bietet die Möglichkeit, die Vorgänge im gesamten Ansaugkanal zu beobachten, ohne eine Änderung der Zylinderkopfgeometrie vornehmen zu müssen. Die Position des Endoskops im Ansaugtrakt und den aufgenommenen Bildausschnitt zeigt **Abb. 5.2**.

Als Empfangsoptik konnte ein Standard-Endoskop (400mm Länge, 4mm Durchmesser, 110° Öffnungswinkel) verwendet werden. Die Beleuchtung wurde durch die Glasfaser des Endoskops realisiert, indem das Licht eines Nd:YAG-Lasers mit einer Pulsenergie von ca. 20mJ eingekoppelt wurde. Das Endoskop wiederum wurde an die Standard-CCD-Kamera, die schon in Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde, angekoppelt. Die Bilder wurden entzerrt und durch Subtraktion eines Hintergrundbilds korrigiert. Um den Einfluß von Zyklusschwankungen zu eliminieren, wurde eine Mittelung über jeweils 100 Bilder zum selben Zeitpunkt nach Einspritzbeginn (n.EB) vorgenommen. Durch die globale Beleuchtung können mit dieser Messtechnik allerdings nur qualitative Informationen gewonnen werden.

Für detaillierte, quantitative Messungen wurde der beschriebene Modellprüfstand eingesetzt. Der prinzipielle Aufbau der 2D-Visualisierung und der PIV-Messungen in Ansaugkanal und Zylinder des Modellprüfstands ist in **Abb. 5.3** schematisch dargestellt.

Der von einem Kupferdampf-Laser in Kombination mit einer Zylinderoptik erzeugte Lichtschnitt wurde von unten in den Ansaugkanal eingebracht. Die belichtete Ebene orientiert

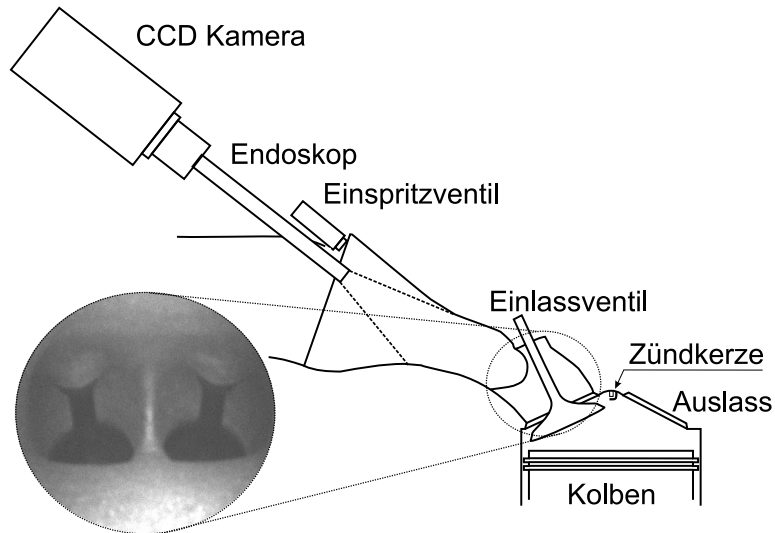


Abb. 5.2: Endoskopische Visualisierung der Kraftstoffausbreitung im Saugrohr des Vollmotors

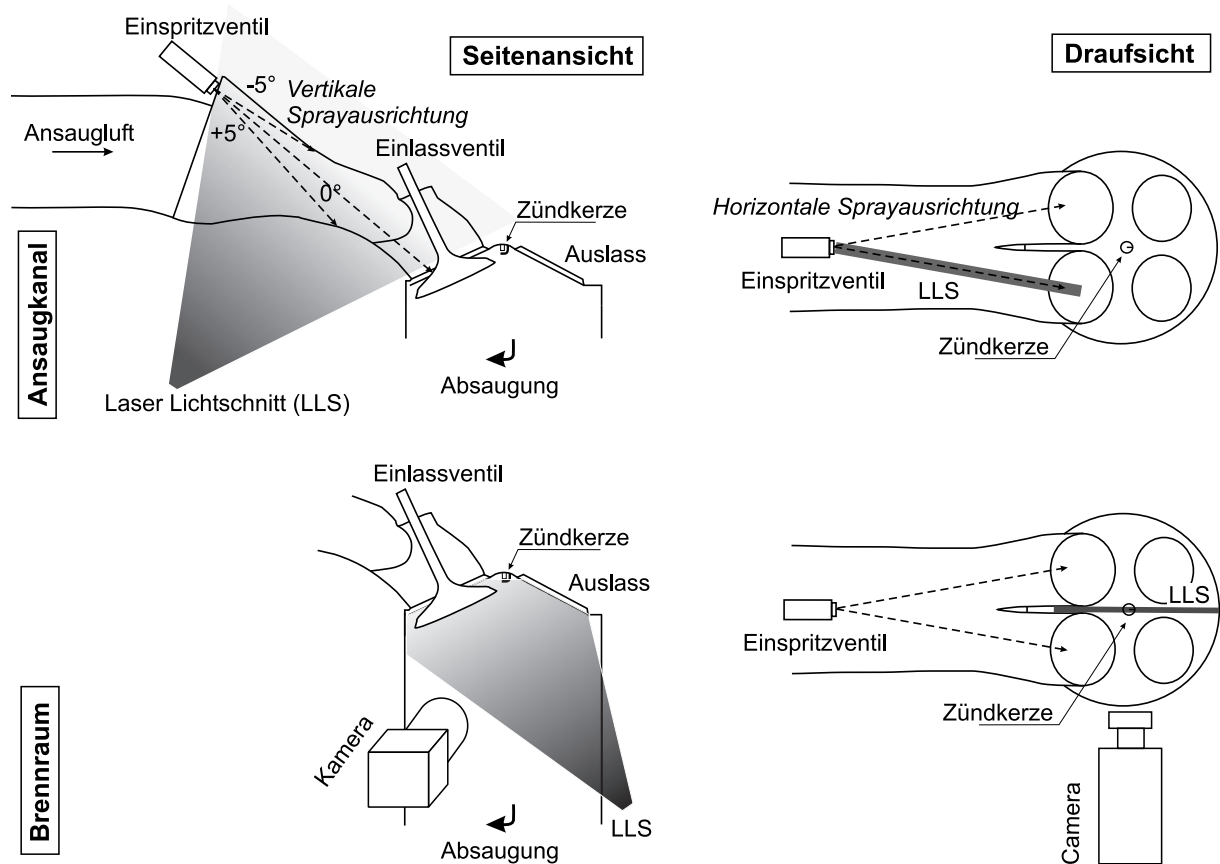


Abb. 5.3: Orientierung der Lichtsmittebenen am Modellprüfstand

sich an der Strahlachse des äußeren, kameranahen Sprühkegels. Sie ermöglicht die Beobachtung des Sprays von der Öffnung des Einspritzventils an bis kurz vor das Einlassventil. Im Zylinder wurden Testmessungen mit den verschiedensten Visualisierungsebenen

durchgeführt. Die für die Kraftstoffausbreitung im Brennraum aussagekräftigste Ebene (**Abb. 5.3 unten**) steht senkrecht zum Kolbenboden und erstreckt sich unterhalb der Zündkerze mittig von Einlass zu Auslass. Die Kamera wurde dabei möglichst senkrecht zum Lichtschnitt ausgerichtet.

Die Messtechniken 2D-Visualisierung und PIV bzw. Zweiphasen-PIV wurden in dieser Arbeit bereits ausführlich vorgestellt (Abschnitt 4.2 und 2.2.1).

Die Auswirkungen der Kraftstoffausbreitung auf Verbrennung und Emissionen wurden am Institut für Kolbenmaschinen im Rahmen eines gemeinsamen Projekts (FVV) durchgeführt. Der Vorgang der Zündung und die anschließende Flammenausbreitung wurde dabei mit Hilfe der Lichtleitertechnik beobachtet. Der Zylinderdruck, der ein Maß für die Güte der Verbrennung darstellt, wurde mit einem piezoelektrischen Quarzsensor indiziert. Weiterhin stand ein schneller Flammenionisationsdetektor (FRFID) zur Bestimmung der Menge an unverbrannten Kohlenwasserstoffen (HC) im Abgas zur Verfügung. Diese Messtechnik wurde auch dazu verwendet, die Menge an insgesamt (Saugrohr, Brennraum und Abgastrakt) gespeichertem Kraftstoff zu ermitteln. Hierzu wurde nach einiger Zeit des stationären Motorbetriebs die Einspritzung eines Zylinders abgeschaltet. Die HC-Werte steigen zunächst an, um in der Folge wieder auf einen konstanten Wert zu fallen. Das Resultat einer Volumen-gewichteten Integration dieser HC-Emissionen stellt die insgesamt gespeicherte Kraftstoffmenge dar. Eine genaue Beschreibung der oben genannten Messverfahren ist bei Kölmel (2000) und Rottenkolber et al. (1999a) zu finden.

## 5.2 Gemischbildung im Saugrohr

Während der Kaltstartphase sind bei Motoren mit äußerer Gemischbildung Zerstäubung, Sprühstrahlausbreitung und Wandfilmbildung im Saugrohr ausschlaggebend für die sich im Brennraum anschließenden Prozesse, wie Kraftstoffausbreitung, Verdampfung, Verbrennung und Abgasentstehung. Deswegen wurde der Schwerpunkt der Untersuchungen auf die Zweiphasenströmung im Saugrohr gelegt. Diese wurden an den zwei beschriebenen Versuchsträgern durchgeführt. Während detaillierte 2-D Visualisierungen und PIV- bzw. Zweiphasen-PIV-Messungen am Modellaufbau (s.o.) vorgenommen wurden, konnten am realen Motor zunächst nur globale Visualisierungen mit Hilfe eines Endoskops realisiert werden. Detaillierte PIV-Messungen gelangen erst nach Abschluss der Arbeit durch aufwändige Umbaumaßnahmen am Zylinderkopf, die einen optischen Zugang zum Ansaugkanal ermöglichten (Hehle, 2000).

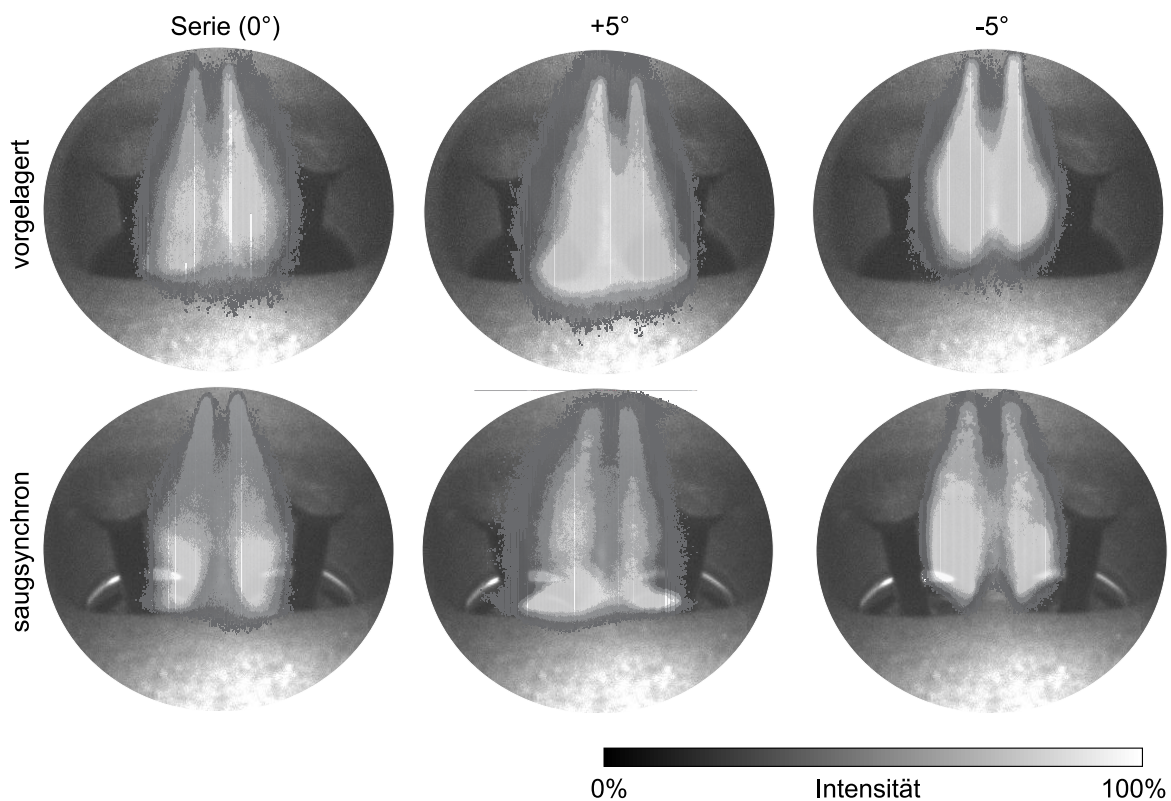
### 5.2.1 Kraftstoffausbreitung

Die Visualisierung ist, wie in Abschnitt 4.2 demonstriert werden konnte, ein äußerst nützliches Werkzeug für eine grundsätzliche Beurteilung des globalen Ausbreitungsverhaltens des Sprays. Die endoskopische Visualisierungstechnik besitzt den besonderen Vorteil, dass nur geringfügige Umbaumaßnahmen am Motor vorgenommen werden müssen,



und damit die Sprühstrahlausbreitung unter realistischen Bedingungen beobachtet werden kann. Die Messungen wurden bei geschlepptem Motorbetrieb ( $N = 1500 \text{min}^{-1}$ ) durchgeführt, wobei der Saugrohrdruck (ca.  $700 \text{mbar}$ ) dem eines gefeuerten Motorbetriebs bei mittlerer Last (indizierter Mitteldruck  $p_{mi} \approx 4 \text{bar}$ ) angepasst wurde.

**Abb. 5.4** zeigt die Ausrichtung des Sprays, das so genannte *Spraytargeting*, bei vorgelagerter und saugsynchroner Einspritzung (Einspritzbeginn:  $200^\circ \text{KW}$  bzw.  $440^\circ \text{KW}$  n.ZOT). Der Aufnahmezeitpunkt für die Spraybilder betrug  $5 \text{ms}$  n.EB für vorgelagerte und  $4 \text{ms}$  n.EB für saugsynchrone Einspritzung. Um eine statistische Information über das Strahlverhalten zu erhalten, wurde eine Phasenmittelung über 100 Einzelbilder durchgeführt. Für eine weitere Parametervariation wurde die Ausrichtung des Einspritzventils um  $\pm 5^\circ$  zur Serienlage verändert.



**Abb. 5.4:** Endoskopische Visualisierung (Phasenmittelung über 100 Einzelbilder) der Kraftstoffausbreitung im Ansaugkanal ( $N = 1500 \text{min}^{-1}$ ,  $p_{mi} \approx 4 \text{bar}$ )

Im Allgemeinen kann zunächst festgestellt werden, dass die Messungen gut mit der Visualisierung außerhalb des Motors unter atmosphärischen Bedingungen (siehe Abschnitt 4.2) übereinstimmen. Strahleindringtiefe, Strahlkegelwinkel und Öffnungswinkel des Zwei-strahl-Sprays können in etwa bestätigt werden, durch die perspektivische Verzerrung und die integrale Beleuchtung ist allerdings nur ein qualitativer Vergleich möglich. Signifikant ist, dass durch den kleinen Öffnungswinkel der beiden Strahlen (ca.  $14^\circ$ ) die meisten Tropfen die Einlassventile auf der Innenseite erreichen. Dies führt dazu, dass viel Kraftstoff auf dem Teilungssteg zwischen den beiden Einlassventilen auftritt und dort die Wand stark benetzt.

Weiterhin ist der Einfluss des Einspritzzeitpunkts und der Ausrichtung des Einspritzventils klar erkennbar. Bei vorgelagerter Einspritzung und Serienlage des Einspritzventils sind die Sprühstrahlen zentral auf die Mitte der Einlassventile ausgerichtet, ohne dass sie vorher die Ansaugkanalwände erkennbar berühren. Schon eine leichte Neigung ( $+5^\circ$ ) des Einspritzventils in Richtung Ansaugkanalboden führt dazu, dass ein Großteil der Kraftstofftropfen auf der unteren Kanalwand auftrifft. Bei der  $-5^\circ$ -Lage ist der Sprühstrahl hauptsächlich auf den zündkerzennahen Quadranten der Einlassventile ausgerichtet.

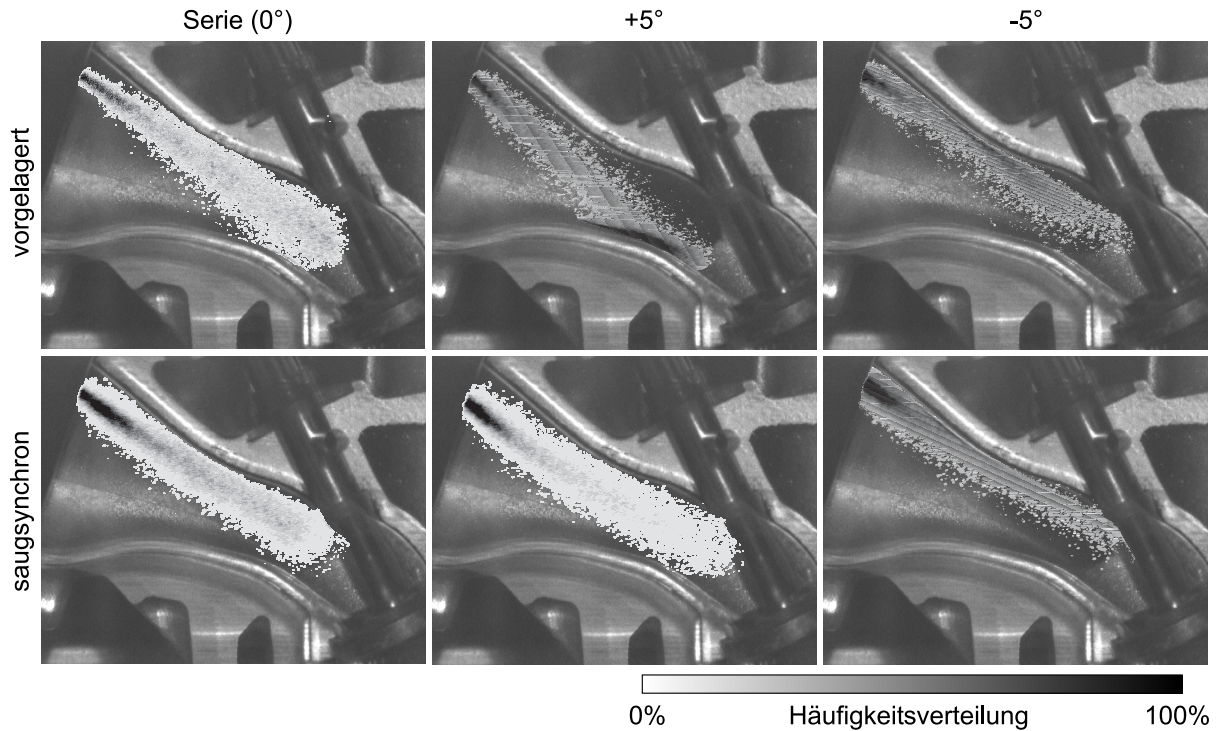
Im Kaltstart wird von vielen Automobilherstellern eine saugsynchrone Einspritzstrategie bevorzugt. Dies trifft auch für den untersuchten M111 zu. Hier zeigt sich für alle Einbaulagen des Einspritzventils eine deutliche Ablenkung des Strahls durch die Ansaugluftströmung in Richtung der oberen Kanalwand. Der erwartungsgemäß stärkste Effekt ist dabei für die negative Ventillage zu beobachten. Die Kraftstofftropfen dringen bei diesem Betriebspunkt fast ausschließlich in der Gegend der Zündkerze in den Brennraum ein.

Aufgrund der integralen Beleuchtung und der perspektivischen Verzerrung durch das Endoskop können bei diesen Vollmotoruntersuchungen keine quantitativen Aussagen über die Strahlausbreitung gemacht werden. Zusätzlich dazu ergeben sich aus der Position des Endoskops Gebiete - hauptsächlich der Bereich der oberen Kanalwand, die nicht bzw. schlecht beobachtet werden können. Deshalb wurden umfangreiche Laserlichtschnitt-Visualisierungen am optisch gut zugänglichen Zylinderkopfmodell durchgeführt.

An diesem Modell können die realistischen Betriebspunkte sehr gut simuliert werden. Lediglich ein für Teillast-Betriebspunkte notwendiger Unterdruck im Saugrohr konnte nicht realisiert werden. Die Ansaugluftgeschwindigkeit ( $30\text{m/s}$ ) wurde durch ein Sauggebläse so eingestellt, dass sie bei maximalem Ventilhub den Daten der Simulation von DaimlerChrysler für den Betriebspunkt  $N = 1500\text{min}^{-1}$  und  $p_{mi} \approx 4\text{bar}$  entsprach. Die variierten Parameter wurden im Vergleich zu den Endoskopiemessungen am Vollmotor konstant gehalten. **Abb. 5.5** zeigt das Spray  $4\text{ms}$  (vorgelagert) und  $3\text{ms}$  (saugsynchron) nach Einspritzbeginn.

Während der Strahl bei Vorlagerung und Serienlage die Saugrohrwände bis zu diesem Zeitpunkt nach Einspritzbeginn kaum berührt, trifft bei den von der Serienlage abweichenden Ventillagen der Großteil der Kraftstoffmasse auf die obere bzw. untere Saugrohrwand. Durch die Interaktion mit der Ansaugluft wird der Strahl bei allen Einbaulagen des Einspritzventils in Richtung der oberen Kanalwand abgelenkt. Im Hinblick auf die Strahlausbreitung konnte somit eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den Endoskopie-Messungen am realen Motor gefunden werden.

Der Hauptvorteil der 2D-Visualisierung besteht allerdings darin, dass zusätzlich zur qualitativen Beurteilung des Spraytargetings auch quantitative Daten über den Sprühstrahl gewonnen werden können. Hierbei sind für die gewählte Messebene im Ansaugkanal vor allem die Häufigkeitsverteilung und die Sprayparameter Strahleindringtiefe, -kegelwinkel und -geschwindigkeit von Bedeutung. Die Bestimmung dieser Größen wurde bereits in Abschnitt 4.2 ausführlich beschrieben. Lediglich für die Strahleindringtiefe kann die oben

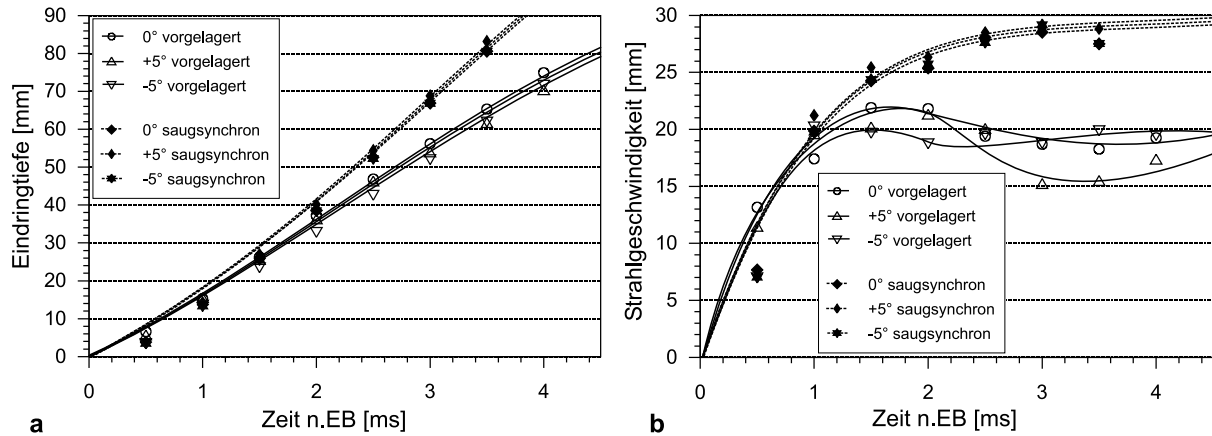


**Abb. 5.5:** 2D-Visualisierung der Kraftstoffausbreitung im Ansaugkanal

dargestellte Methode im Saugrohr nicht angewendet werden, da der Strahl sich nicht zwangsläufig geradlinig ausbreitet, sondern durch Wandkontakt oder durch Interaktion mit der Ansaugluft abgelenkt werden kann. Die Strahllänge muss in solchen Fällen durch eine Segmentierung des Strahls und eine anschließende Interpolation zwischen den intensitätsgewichteten Flächenschwerpunkten ermittelt werden. Die genaue Vorgehensweise bei der Bestimmung von Strahllänge und -geschwindigkeit ist bei Rottenkolber et al. (1998b) und Liedtke (1998) dargestellt.

Die Auswertung dieser Strahlparameter ermöglicht weiterhin eine übersichtliche Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Kraftstoffausbreitung, der insbesondere für die Wahl der Einspritzstrategie von großem Interesse ist. Die Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Kraftstoffstrahls ermöglicht eine exakte Festlegung des Einspritzzeitpunkts bei den verschiedenen Betriebspunkten. Des weiteren ist für eine gute Gemischbildung entscheidend, dass ein Großteil der Kraftstoffmasse möglichst schnell in den Bereich des heißen Einlassventils transportiert wird. Dies ist gerade für Kaltstart und Warmlauf von Bedeutung, da hier die Gefahr am größten ist, dass sich Kraftstoff an den kalten Saugrohrwänden abscheidet.

In **Abb. 5.6** ist die Strahleindringtiefe und die Geschwindigkeit der Strahlspitze in Abhängigkeit der Zeit nach Einspritzbeginn (n.EB) dargestellt. Die Eindringtiefe des Sprays entwickelt sich bei Einspritzung in ruhende Umgebung nahezu linear. Erwartungsgemäß ergeben sich ähnliche Werte wie bei den Messungen außerhalb des Motors (vgl. Abschnitt 4.2). Bei saugsynchroner Einspritzung werden die Tropfen nach ca.  $1,5\text{ms}$  n.EB merklich von der Luft erfasst, was größere Strahleindringtiefen als bei der vorgelagerten Einsprit-



**Abb. 5.6:** Eindringtiefe (a) und Strahlgeschwindigkeit (b) des Kraftstoffsprays im Ansaugkanal

zung zur Folge hat.

Signifikante Unterschiede zwischen den einzelnen Ventileinbaulagen sind in **Abb. 5.6a** nicht erkennbar. Diese werden erst bei einer Betrachtung der aus Eindringtiefe und Aufnahmezeitpunkt berechneten Strahlgeschwindigkeit deutlich (**Abb. 5.6b**). Für alle Betriebspunkte werden die Tropfen bis ca.  $1\text{ms}$  n.EB gleichermaßen auf über  $20\text{m/s}$  beschleunigt. Während bei saugsynchroner Einspritzung die Tropfen danach von der überlagerten Luftströmung auf nahezu  $30\text{m/s}$  beschleunigt werden, stagniert die Geschwindigkeit der Strahlspitze bei Vorlagerung. Hierbei muss allerdings zwischen den einzelnen Ventillagen differenziert werden. Während bei der Serieneinbaulage die Strahlgeschwindigkeit auf deutlich über  $20\text{m/s}$  ansteigt und auch in der Folgezeit diesen Wert kaum unterschreitet, werden bei Neigung des Ventils um  $+5^\circ$  oder  $-5^\circ$  die Tropfen durch intensive Wandinteraktion merklich abgebremst. Der Zeitpunkt des Auftreffens der Strahlspitze auf die Wand spiegelt sich in den Graphen durch ausgeprägte Gradienten bei ca.  $1,5\text{ms}$  n.EB ( $-5^\circ$ ) und ca.  $2,5\text{ms}$  n.EB ( $+5^\circ$ ) wider. Dabei wirkt sich das Auftreffen des Strahls unter großen Winkeln, wie es bei  $+5^\circ$ -Ventilneigung auftritt, wesentlich stärker aus.

Ein weiterer, für die Applikation des Einspritztimings entscheidender Parameter ist die Zeit, die vergeht, bis die ersten Kraftstofftropfen das Einlassventil erreichen. Diese Größe kann aus der Visualisierung ebenfalls ermittelt werden. Allerdings kann der Kraftstoff nicht bis zum Einlassventil hin verfolgt werden, da in diesem Bereich die Reflexionen von Ventilschaft und Acrylglas so hoch sind, dass sie das Streulicht der Tropfen überlagern. Somit kann nur über die Kenntnis der Strahlgeschwindigkeit eine genaue Flugdauer berechnet werden. Die Ankunftszeiten zeigt **Tab. 5.2**. Auffällig ist dabei die aufgrund der Wandinteraktion längste Flugzeit bei Vorlagerung und  $+5^\circ$ -Lage des Einspritzventils. Ebenfalls signifikant ist die um ca.  $1\text{ms}$  kürzere Flugzeit bei saugsynchroner Einspritzung im Vergleich zur Vorlagerung. Die übrigen Unterschiede zwischen den Betriebspunkten sind marginal und liegen im Bereich der Messungenauigkeit.

Wie schon in Kapitel 4 deutlich wurde, ist die Visualisierung ausgezeichnet geeignet schnell einen qualitativen Eindruck über das Ausbreitungsverhalten des Kraftstoffs zu erhalten.

<b>Ankunftszeit</b>	<b>Serie (0°)</b>	<b>+5°</b>	<b>-5°</b>
<b>vorgelagert</b>	4,7 ms n.EB	5,2 ms n.EB	4,8 ms n.EB
<b>saugsynchron</b>	4,0 ms n.EB	3,9 ms n.EB	4,1 ms n.EB

**Tab. 5.2:** Ankunftszeiten der Strahlspitze am Einlassventil

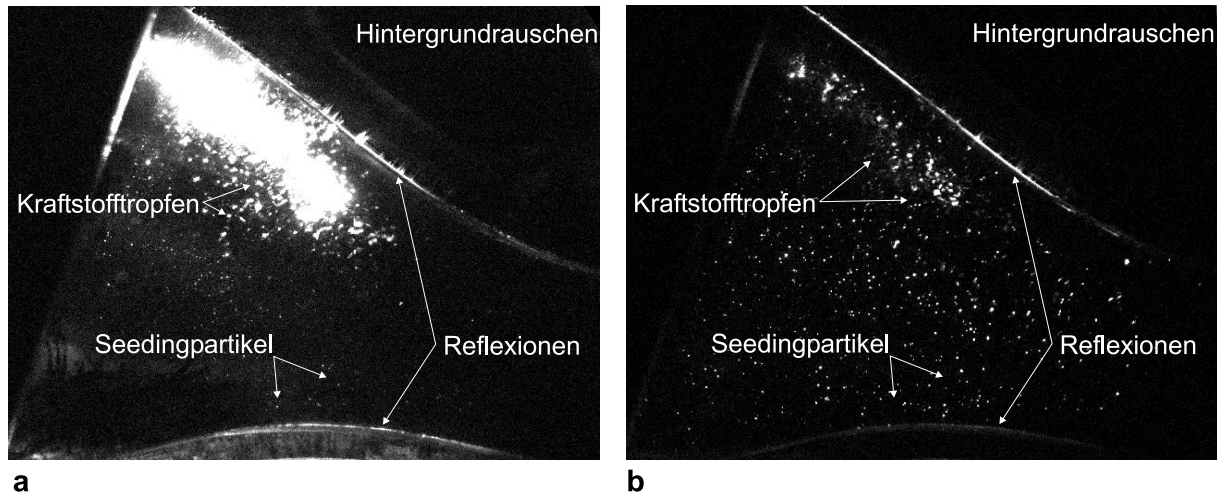
Darüber hinaus kann durch den Einsatz von Endoskopen auch in realen Motoren ein optischen Zugang einfach ermöglicht werden, ohne die herrschenden Strömungsbedingungen nachhaltig zu beeinträchtigen. Die endoskopische Visualisierung diente im vorliegenden Fall hauptsächlich dazu, die Messungen am Modell-Zylinderkopf zu überprüfen. Die am Modell realisierbaren 2D-Visualisierungen erlauben im Gegensatz zu den endoskopischen Messungen am Vollmotor bereits die Ermittlung quantitativer Daten über das globale Ausbreitungsverhalten des Sprühstrahls. Detaillierte Geschwindigkeitsdaten über Kraftstoff- bzw. Luftströmungen können allerdings erst durch die im folgenden Abschnitt dargestellten Zweiphasen-PIV-Messungen gewonnen werden.

### 5.2.2 Kraftstoff/Luft Interaktion

Ziel der Zweiphasen-PIV-Untersuchungen war eine simultane Bestimmung der Geschwindigkeiten von Kraftstoff- und Luftströmung, um die direkte Interaktion der beiden Phasen erfassen zu können. Zur Phasentrennung wurde die Peaktrennungsmethode (siehe Abschnitt 3.2.2.2) eingesetzt. Im Gegensatz zu den 2D-Visualisierungen wurden die Messungen allerdings bei stationär durchströmtem Ansaugkanal durchgeführt. Dabei wurden drei verschiedene Massenströme von  $2g/s$ ,  $10g/s$  und  $16g/s$  eingestellt. Hintergrund dieser Vorgehensweise war neben einer Reduktion der Einflussfaktoren auf die Interaktion auch die parallel durchgeführte numerische Simulation, die zunächst nur eine stationäre Strömungsberechnung erlaubte (vgl. Burger et al. (2001)).

**Abb. 5.7** verdeutlicht nochmals die Notwendigkeit der Verwendung fluoreszierender Seedingpartikel in Kombination mit optischen Filtern. Mit der konventionellen PIV-Methode wäre für die vorliegende Messaufgabe nur die getrennte Erfassung der beiden Phasen möglich, da die hohe Streulichtintensität der großen Kraftstofftropfen und die geringe Intensität der Tracerpartikel von der Kamera nicht gemeinsam aufgezeichnet werden können (**Abb. 5.7a**). Die Verwendung von fluoreszierenden Seedingpartikeln und optischen Filtern erreicht, dass das Mie-Streulicht der Kraftstofftropfen abgeschwächt wird und die Tracerpartikel deutlich sichtbar werden. Eine starke Kontrastverbesserung durch die Unterdrückung von unerwünschten Reflexionen an den Wänden ist ein zusätzlicher großer Vorteil der FPIV-Technik (siehe **Abb. 5.7b**).

Die simultane Information der Geschwindigkeiten beider Phasen ist vorwiegend bei der Untersuchung klassisch transienter Phänomene, wie beispielsweise des Einflusses einer instationären Gasphase auf den Tropfenzerfall, von entscheidender Bedeutung. Bei der Untersuchung des Strahlausbreitungsverhaltens im Ansaugkanal eines Ottomotors ist da-

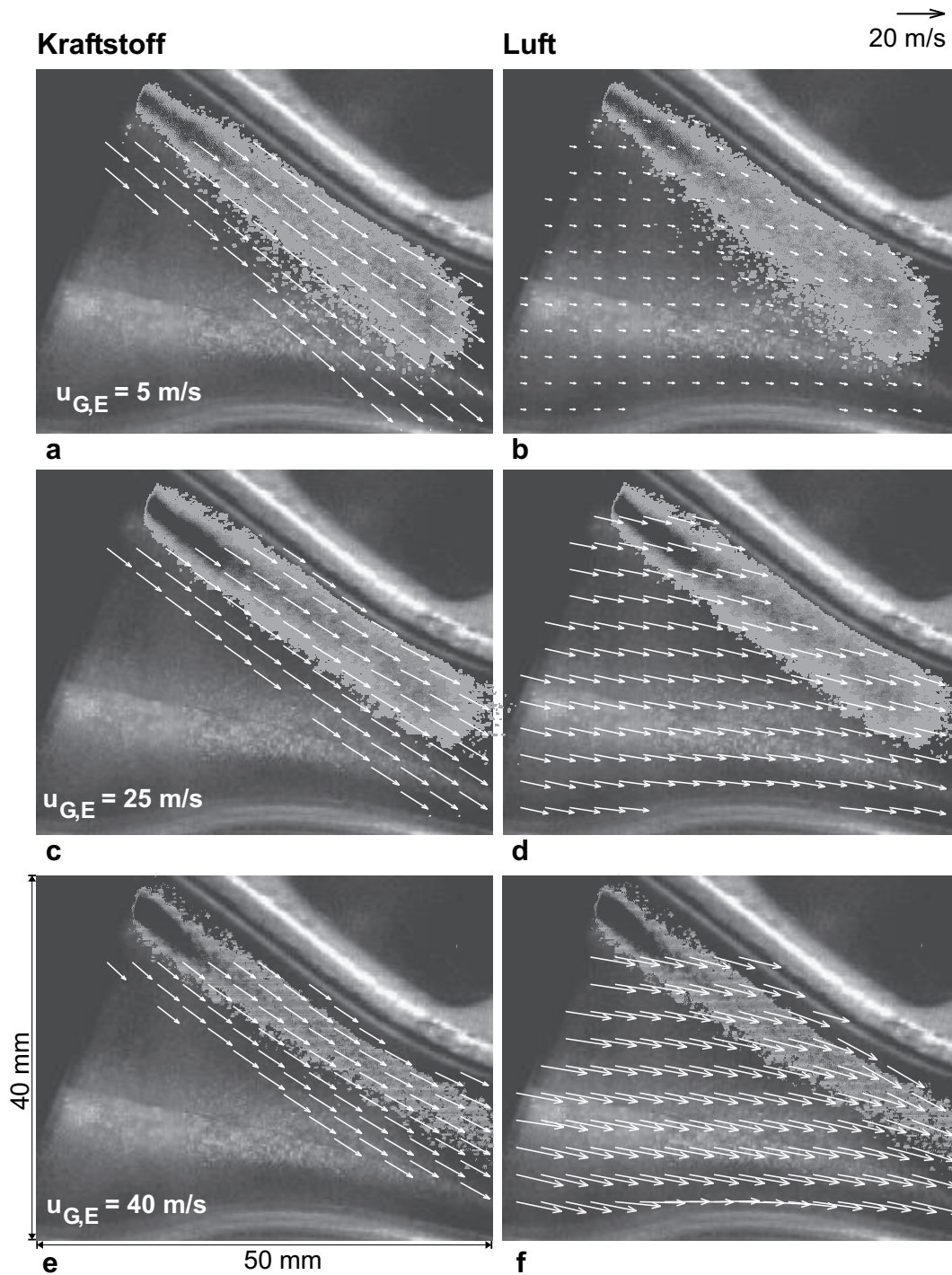


**Abb. 5.7:** PIV-Rohbilder Kraftstofftropfen ( $1,5\text{ms}$  n.EB) und fluoreszierende Seedingpartikel **a)** ohne optischen Filter **b)** Fotofilter

gegen eher die statistische Information von Interesse, da Einzelmessungen aufgrund von starken Schwankungen von Zyklus zu Zyklus kein repräsentatives Bild des Kraftstofftransports wiedergeben. Deshalb wurde eine Phasenmittelung über jeweils 100 Einzelmessungen für die drei untersuchten Luftmassenströme durchgeführt (**Abb. 5.8**).

Beim kleinsten Luftmassenstrom von ca.  $2\text{g/s}$  beträgt die Luftgeschwindigkeit  $u_{G,E}$  am Eintritt des zum Zylinderkopf gehörenden Teils des Ansaugkanals ca.  $5\text{m/s}$ . Dieser Betriebspunkt entspricht dem eines geringen Vorlagerungswinkels bzw. einer saugsynchronen Einspritzung bei geringer Last und niedriger Drehzahl. Die Geschwindigkeit der ersten im Kanal detektierbaren Tropfen  $u_{Tr}$  beträgt zwischen  $23\text{m/s}$  und  $24\text{m/s}$ . In **Abb. 5.8a** ist eine geradlinige Ausbreitung des Sprays erkennbar. Durch den hohen Eigenimpuls der Tropfen ist die Luftströmung nicht in der Lage, diese merklich abzulenken. Lediglich eine leichte Verlangsamung der mittleren Tropfengeschwindigkeit wird bei einer graphischen Darstellung der absoluten Geschwindigkeiten entlang der Strahlachse deutlich (**Abb. 5.9a**). Die Luft dagegen wird in den Sprühstrahl hinein auf bis zu  $7\text{m/s}$  beschleunigt (Air Entrainment) und in Richtung der Strahlachse abgelenkt (**Abb. 5.8b** und **Abb. 5.9a**).

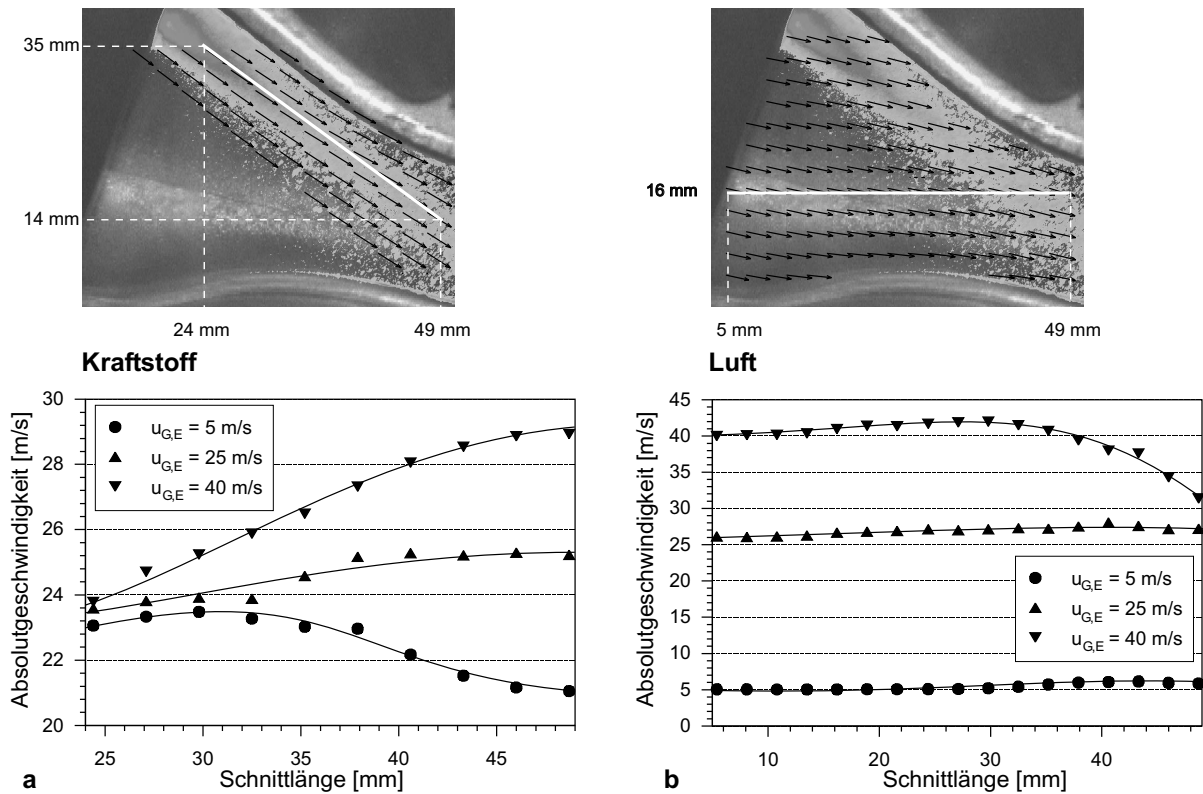
Wird der Luftdurchsatz erhöht ( $10\text{g/s}$ , Eintrittsgeschwindigkeit  $25\text{m/s}$ ), kann eine veränderte Strömungssituation beobachtet werden (**Abb. 5.8c** und **d**). Diese Bedingungen treten für die saugsynchrone Einspritzung bei moderaten Lastpunkten auf. Wegen des höheren Impulses der Gasströmung werden die Tropfen in Richtung der oberen Kanalwand abgelenkt. Die Strömungsstrukturen der Gasphase verändern sich durch den Einfluss des Kraftstoffsprays deutlich weniger als im vorigen Strömungsfall. Quantitativ kann eine leichte Beschleunigung der Tropfen von  $23,5\text{m/s}$  auf  $25\text{m/s}$  entlang der Strahlachse festgestellt werden. Der Impulsaustausch zwischen Kraftstoff und Luft müsste eigentlich eine Verlangsamung der Luft im Bereich des Sprühstrahls bewirken. Allerdings zeigt **Abb. 5.9** für die Luftströmung ebenfalls eine Zunahme der Geschwindigkeit von  $25,5\text{m/s}$



**Abb. 5.8:** Simultane Zweiphasen-PIV-Messungen der Kraftstofftropfen 1,5ms n.EB (a, c, e) und der Luftströmung (b, d, f) bei 3 Luftmassenströmen

auf über  $27 \text{ m/s}$ . Diese Beschleunigung der Luft kann durch die Querschnittsverengung des Einlasskanals und den zusätzlichen Verdrängungseffekt des Sprays erklärt werden.

Saugsynchrone Einspritzung bei höheren Lastpunkten und Drehzahlen bedeutet, dass durchaus Spitzengeschwindigkeiten der Ansaugluft von mehr als  $100 \text{ m/s}$  auftreten können. Aufgrund der geringen Leistung der Absaugung war am Modellprüfstand die Luftge-



**Abb. 5.9:** Kraftstofftropfen- (a) bzw. Luftgeschwindigkeiten (b)

schwindigkeit am Eintritt in den Zylinderkopf auf ca.  $40\text{ m/s}$  beschränkt. Allerdings reicht diese Geschwindigkeit aus, um die Kraftstofftropfen unmittelbar nach dem Verlassen des Einspritzventils in Richtung der oberen Kanalwand abzulenken. Gleichzeitig werden sie durch die Ansaugluft von Geschwindigkeiten um  $24\text{ m/s}$  am Kanaleintritt auf bis zu  $29\text{ m/s}$  beschleunigt (**Abb. 5.8e** bzw. **Abb. 5.9a**). Wie schon beim mittleren Luftdurchsatz festgestellt werden konnte, bewirkt die Querschnittsverengung des Kanals sowie die Verdrängungswirkung des Sprays eine Beschleunigung der Luftströmung auf nahezu  $44\text{ m/s}$  außerhalb des Sprühkegels (**Abb. 5.8f** bzw. **Abb. 5.9a**). Allerdings reduzieren sich die absoluten Luftgeschwindigkeiten durch den Impulsaustausch mit den Kraftstofftropfen innerhalb des Sprühstrahls auf beinahe  $30\text{ m/s}$  (siehe auch Richter (1998)).

Anhand der umfangreichen Daten, die aus der simultanen Erfassung der Zweiphasenströmung hervorgehen, kann der instationär periodische Prozess der Kraftstoffausbreitung im Saugrohr wesentlich besser verstanden werden. Darüber hinaus können auf Basis dieser Daten Modelle zur Gemischbildung im Saugrohr überprüft und verbessert werden. Erste Ergebnisse einer numerischen Simulation dieses Strömungsfalls bestätigen dies eindrucksvoll (Burger et al., 2001). Dabei konnte die Tropfengrößenverteilung des Sprays als eine der Startbedingungen für die Simulation mit Hilfe der in Abschnitt 4.4.2 vorgestellten PDA-Messungen zur Verfügung gestellt werden.



### 5.3 Vorgänge im Brennraum

Die Strömungsverhältnisse der Luft und die Verteilung der Kraftstofftropfen im Ansaugkanal sind neben anderen Parametern, wie beispielsweise der Tropfengrößenverteilung, der Kraftstoffanlagerung in Wandfilmen und der Temperaturverteilung, ausschlaggebend für die Situation der Gemischaufbereitung im Brennraum. Speziell im kalten Motorbetrieb wird der Kraftstoff im Ansaugkanal nur zum Teil verdampft und gelangt in flüssiger Form in den Brennraum. Zur Beobachtung der Ausbreitung von flüssigem Kraftstoff im Brennraum ist der Modellprüfstand aufgrund seiner guten optischen Zugänglichkeit hervorragend geeignet.

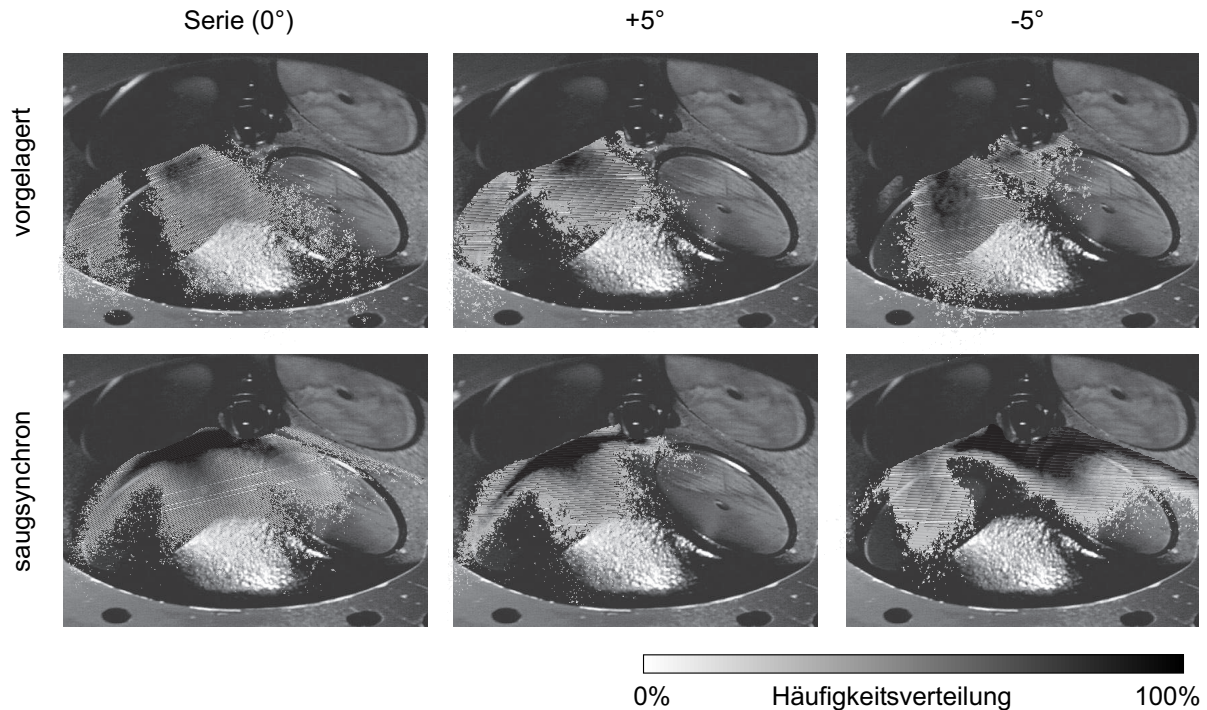
Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse vom Modellprüfstand auf den realen Motor sicherzustellen, wurden die Auswirkungen der Kraftstoffausbreitung auf die Verbrennung untersucht. Diese Arbeiten wurden im Rahmen einer gemeinsamen Studie an einem Motorprüfstand des Instituts für Kolbenmaschinen (IfKM) mit Hilfe von Druckindizierung und Lichtleitmesstechnik an einem identischen, aber gefeuerten Motor durchgeführt.

#### 5.3.1 Kraftstoffausbreitung

Ziel der Untersuchungen im Zylinder war es, wie im Ansaugkanal durch Zweiphasen-PIV-Messungen quantitative Informationen über die Charakteristika der Kraftstoffausbreitung zu erhalten. Aufgrund der Verzerrungen durch den Acrylglaszylinder, der schon nach den ersten Einspritzungen von einem dicken Kraftstofffilm überzogen war, konnte für die PIV-Messungen allerdings keine ausreichende Genauigkeit gewährleistet werden. Die Messungen im Zylinder beschränkten sich deswegen zunächst auf eine 2D-Visualisierung, wobei aufgrund der stark vereinfachten Auswertung eine große Zahl an Parametervariationen durchgeführt werden konnte. Insgesamt wurden neben den drei Ventileinbaulagen und den beiden Einspritzstrategien drei Lichtschnittebenen und 10 Aufnahmezeitpunkte pro Zyklus in die Messmatrix aufgenommen, um sowohl räumlich als auch zeitlich einen guten Eindruck über die Kraftstoffausbreitung zu gewinnen. Zu statistischen Zwecken wurde außerdem je Messpunkt eine Häufigkeitsverteilung über 100 Einzelaufnahmen (Auswertungsmethode siehe Abschnitt 4.2) erstellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden im Folgenden die einzelnen Motorbetriebspunkte durch die aussagekräftigste Lichtschnittebene und einen repräsentativen Aufnahmezeitpunkt charakterisiert.

Wie die endoskopischen Messungen im Ansaugkanal (vgl. **Abb. 5.4**) und die Sprayanalyse in Abschnitt 4.2 zeigten, ist der Öffnungswinkel des Einspritzventils äußerst gering. Dies führt dazu, dass der Kraftstoff die Einlassventile zentral, in der Nähe des Teilungsstegs erreicht. Deswegen wurde die in **Abb. 5.3** dargestellte Orientierung der Messebene für die weiteren Erläuterungen herangezogen. Zudem musste ein repräsentativer Aufnahmezeitpunkt für den Vergleich mehrerer Motorbetriebspunkte ausgewählt werden. Für die vorgelagerte Einspritzung war dies der Punkt  $370^\circ KW$  nach ZOT, bei saugsynchroner Einspritzung konnte erst bei  $470^\circ KW$  nach ZOT die höchste Kraftstoffdichte detektiert

werden. Zur besseren Orientierung wurden die Häufigkeitsverteilungen einer Hintergrundaufnahme des Brennraums überlagert (**Abb. 5.10**).



**Abb. 5.10:** Kraftstoffverteilung im Zylinder

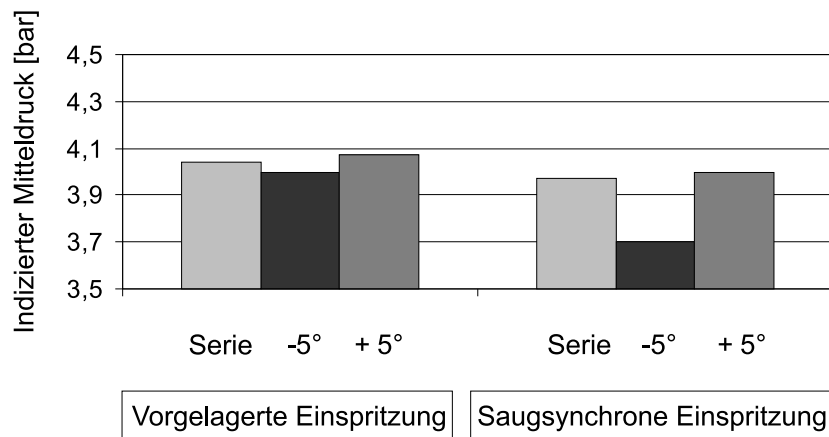
Die Auswirkungen der Kraftstoffausbreitung im Ansaugkanal (vgl. **Abb. 5.5** und **5.8**) sind im Zylinder deutlich erkennbar. Ausgehend von der +5°-Lage wird der Kraftstoff durch die Wechselwirkung mit der Ansaugluft für kleinere Winkel immer stärker an die obere Kanalwand gedrängt. Die hohen Kraftstoffkonzentrationen an der oberen Wand setzen sich bis zum Übergang in den Brennraum fort, wo sie hauptsächlich in Richtung Zündkerze und Auslassventile transportiert werden. Bei -5° herrscht sogar zu diesem frühen Aufnahmezeitpunkt schon eine hohe Tropfendichte in der Nähe der auslassseitigen Zylinderwand. Eine Betrachtung des gesamten zeitliche Verlauf der Kraftstoffausbreitung (vgl. Rottenkolber et al. (1998b)) macht deutlich, dass bei der -5°-Lage beinahe der komplette Kraftstoffanteil in Richtung Auslassventile und auslassseitige Zylinderwand transportiert wird. Auch für die Serienlage ist die Tropfendichte in diesen Bereichen gerade zu späten Zeitpunkten hoch. Im Gegensatz dazu verteilt sich der Kraftstoff bei der +5°-Lage wesentlich zentraler und homogener im Brennraum.

Die Variation der Einspritzventilneigung wirkt sich bei vorgelagerter Einspritzung wesentliche weniger stark aus. So weist die Kraftstoffverteilung im Brennraum für die einzelnen Winkellagen keine signifikanten Unterschiede auf, da der Kraftstoff durch die Vorlagerung immer Zeit hat sich vor dem Einlassventil anzusammeln. Durch die schräge Stellung der Ventile läuft der Kraftstoff in Richtung Kanalboden, was zur Folge hat, dass bei allen Ventillagen der meiste Kraftstoff zentral bzw. einlassseitig in den Brennraum transportiert wird. Lediglich bei der -5°-Lage sind auch an der Zündkerze noch einige Tropfen detektierbar.

### 5.3.2 Verbrennung

Die Auswirkungen der Kraftstoffausbreitung auf die Güte der Verbrennung bzw. die Flammenausbreitung wurden durch indizierte Druckmessungen und den Einsatz der Lichtleitmesstechnik in der Zündkerze am gefeuerten Motor untersucht. Die Methoden stellen Standard-Messtechniken dar, die z.B. bei Spicher und Sterlepper (1993), Wittig et al. (1998) oder Kölmel (2000) ausführlich beschrieben sind und deshalb hier nicht näher erläutert werden sollen.

Der indizierte Mitteldruck  $p_{mi}$  zählt zu den schnellsten und gebräuchlichsten Methoden zur Beurteilung der Verbrennungsqualität. Für alle visualisierten Betriebspunkte (vgl. **Abb. 5.4**, **5.5** und **5.10**) wurden somit zunächst die indizierten Mitteldrücke ermittelt. **Abb. 5.11** zeigt die gemessenen Mitteldruck-Werte für eine Drehzahl von  $N = 1500 \text{min}^{-1}$  und einen mittleren Lastpunkt von  $p_{mi} = 4 \text{bar}$ . Dieser Lastpunkt wurde bei Serien-Ventillage und vorgelagerter Einspritzung als Referenz eingestellt.

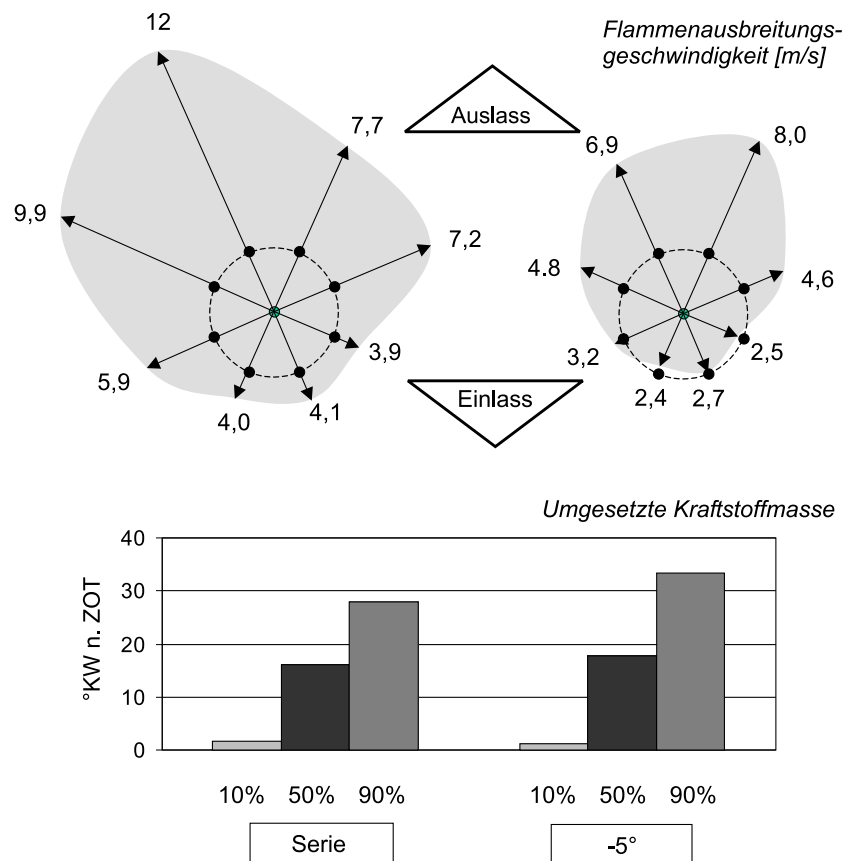


**Abb. 5.11:** Vergleich der indizierten Mitteldrücke bei  $N = 1500 \text{min}^{-1}$

Im Allgemeinen zeigt die vorgelagerte Einspritzung für alle Neigungswinkel des Einspritzventils ein deutlich höheres Druckniveau als die saugsynchrone Einspritzung. Hierbei wurde für die  $-5^\circ$ -Lage ein Wert von  $3,7 \text{bar}$  ermittelt, der um mehr als 9% unter dem Wert aller übrigen Betriebspunkte lag. Exakt dieser Betriebspunkt konnte auch bei der Visualisierung im Zylinder (**Abb. 5.10**) als äußerst kritisch identifiziert werden, da hohe Tropfendichten in der Gegend der Zündkerze und der Auslassventile festgestellt wurden. Ein solches Ausbreitungsverhalten der Kraftstofftropfen führt zu Ablagerungen in den Spalten der Auslassventile und der auslassseitigen Brennraumwand. Diese lokalen Bereiche überstöchiometrischer Kraftstoffanteile in der Frischladung können nicht vollständig verbrannt werden, was eine geringere Druckentwicklung zur Folge hat. Somit muss im Hinblick auf die Verbrennungsgüte ein zentrales Eindringen des Kraftstoffs in den Brennraum angestrebt werden.

Die weiteren Gründe für den signifikant niedrigen Mitteldruck bei saugsynchrone Einspritzung und negativer Einbaulage des Einspritzventils wurden durch detaillierte Ver-

brennungsuntersuchungen mittels Lichtleittechnik ermittelt. Zusätzlich dazu wurde eine Analyse des Kraftstoffmassenumsatzes durchgeführt, der sich aus dem indizierten Mitteldruck nach dem thermodynamischen Zwei-Zonen-Modell (Shung und Jun, 1997, Attar und Karim, 1998, Kölmel, 2000) berechnet. **Abb. 5.12** demonstriert die Unterschiede in der Verbrennung zwischen der  $-5^\circ$ - und der Serien-Ventillage bei saugsynchroner Einspritzung anhand der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront und des Kraftstoffmassenumsatzes.



**Abb. 5.12:** Flammenausbreitung und Kraftstoffmassenumsatz für die saugsynchrone Einspritzung bei  $N = 1500 \text{ min}^{-1}$  und  $p_{mi} \approx 4 \text{ bar}$

Die für beide Einbauten charakteristische, schnellere Flammenausbreitung in Richtung Auslass- als in Richtung Einlassseite ist auf die starke Tumble-Bewegung der Ladung im Inneren des Brennraums zurückzuführen. Der signifikante Unterschied zwischen den Betriebspunkten besteht allerdings darin, dass die Flammenausbreitung in alle Richtungen für die negative Einbauten langsamer abläuft als für die Serienlage. Dies drückt sich sowohl in der maximalen ( $8 \text{ m/s}$  im Vergleich zu  $12 \text{ m/s}$ ) als auch in der mittleren Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ( $5 \text{ m/s}$  im Vergleich zu  $8,5 \text{ m/s}$ ) aus. Global bedeutet dies einen deutlich verzögerten Massenumsatz für die  $-5^\circ$ -Lage. Während bei der Serienventillage 90% der Kraftstoffmasse schon nach  $28^\circ \text{KW n.ZOT}$  umgesetzt werden kann, wird dieser Umsatzpunkt bei der negativen Winkellage erst nach  $33^\circ \text{KW n.ZOT}$  erreicht. Dies ist hauptsächlich auf die in **Abb. 5.10** dargestellte stärkere Benetzung der

Brennraumwand im Bereich der Auslassventile und die damit verbundene inhomogenere Gemischaufbereitung zurückzuführen.

Allgemein kann unter kalten Bedingungen ein deutlicher Einfluss von Spraytargeting und Einspritzstrategie auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und die umgesetzte Kraftstoffmasse festgestellt werden. Die direkte Verknüpfung der Kraftstoffausbreitung in Ansaugkanal und Brennraum mit der Qualität der Verbrennung wurde in zahlreichen Untersuchungen mit unterschiedlichsten Kaltlauf-Betriebspunkten bestätigt.

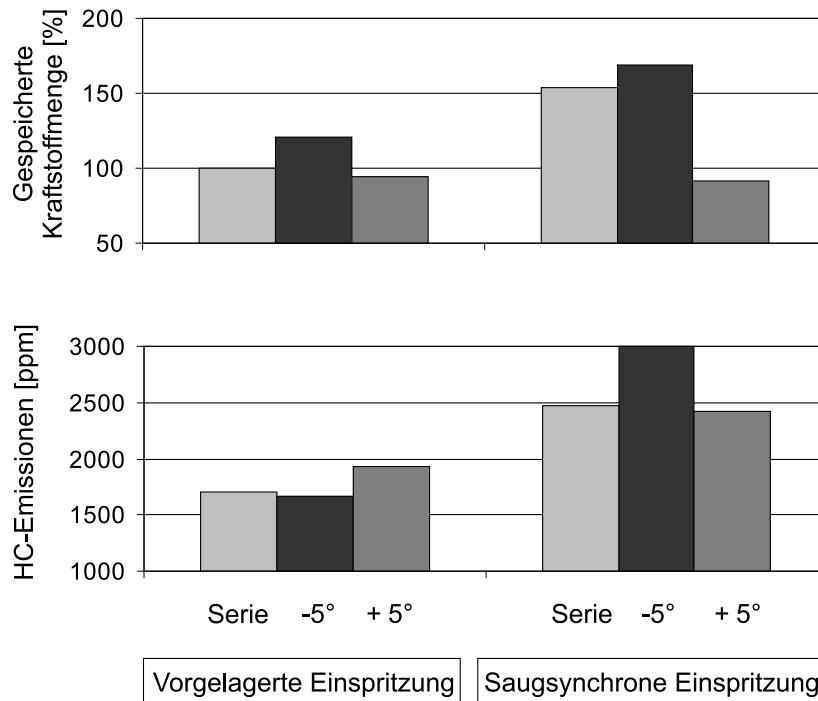
## 5.4 Emissionen

Den entscheidenden Faktor bei der Verbesserung der Kaltstarteigenschaften von Ottomotoren stellt die Reduktion der Emission toxischer Verbrennungsprodukte (hier: HC und CO) dar. Diese unterliegen schon heute strengen Grenzwerten, die in Zukunft noch deutlich verschärft werden. Aufgrund der Problematik der Abgasnachbehandlung während und unmittelbar nach dem Startvorgang muss die Reduktion der Schadstoffe durch eine Optimierung von Verbrennung und Gemischbildung erfolgen. Eine solche Optimierung kann nur durch ein verbessertes Verständnis der Einzelkomponenten in der gesamten Wirkungskette erreicht werden. Diese beginnt, wie in den vorherigen Abschnitten dargestellt wurde, bei der Strahlausbreitung bzw. der Einspritzstrategie und setzt sich über die Verbrennung bis zu den Emissionen hin fort.

Neben der Einhaltung der Emissionsgrenzwerte muss allerdings auch die Fahrbarkeit des Automobils im Kaltlauf garantiert werden. Insgesamt in Ansaugkanal, Brennraum und Abgastrakt gespeicherter Kraftstoff wirkt sich negativ auf das Ansprechverhalten des Motors aus und verschlechtert im Allgemeinen auch das Emissionsverhalten. Deshalb wird im Folgenden neben den Emissionswerten auch die gespeicherte Kraftstoffmenge in die Diskussion miteinbezogen.

In **Abb. 5.13** sind die HC-Emissionen und die Menge an gespeichertem Kraftstoff dargestellt. Diese Kraftstoffmenge wurde durch Abschaltung von Einspritzung und Zündung an einem Zylinder und Integration der  $\lambda$ -Werte von diesem Zeitpunkt an berechnet. Die Werte wurden anschließend auf den Bezugspunkt der Serienventillage bei vorgelagerter Einspritzung normiert. Zum Vergleich wurden exakt die gleichen Betriebspunkte, wie bei den Untersuchungen von Kraftstoffausbreitung und Verbrennung, eingestellt.

Tendenziell lassen sich bei einem Vergleich zwischen saugsynchroner und vorgelagerter Einspritzung niedrigere HC-Emissionen und weniger gespeicherter Kraftstoff bei Vorlagerung feststellen. Große Tropfendichten im Bereich der Auslassventile, wie sie bei saugsynchroner Einspritzung auftreten (siehe **Abb. 5.10**), verursachen Kraftstoffablagerungen in den Ventilspalten und an der auslassseitigen Zylinderwand. Dieses lokal überfettete Gemisch kann nicht vollständig umgesetzt werden und gelangt direkt in den Abgastrakt. Bei vorgelagerter Einspritzung steht für die Verdunstung des Kraftstoffs wesentlich mehr Zeit zur Verfügung. Durch den hohen Impuls der relativ großen Tropfen des Serien-Einspritzventils (vgl. Abschnitt 4.4.2) gelangt ein Großteil der Kraftstoffmasse zu den



**Abb. 5.13:** Gespeicherter Kraftstoffanteil und unverbrannte Kohlenwasserstoffe bei  $N = 1500 \text{ min}^{-1}$  und  $p_{mi} \approx 4 \text{ bar}$

Einlassventilen. Die Oberflächen der Einlassventile besitzen auch im kalten Motorbetrieb Temperaturen, die ein Verdampfen der meisten Kraftstoffbestandteile bewirken. Thermographiemessungen von Rottenkolber et al. (1998a) konnten die Temperaturverteilung im Ansaugkanal und auf den Einlassventiloberflächen erstmals quantifizieren. Zusätzlich zur Förderung der Gemischbildung durch die heißen Ventiloberflächen kommt durch das zentrale Eindringen des Kraftstoffs bei Vorlagerung (siehe **Abb. 5.10**) eine homogenere Mischung zustande.

Vorgelagert sind zwischen den einzelnen Einspritzventil-Winkellagen bei der Kraftstoffausbreitung im Brennraum nur geringfügige Unterschiede zu erkennen, was sich auch in den Emissionswerten widerspiegelt. Lediglich der Wandfilm ist für die negative Winkellage deutlich höher als für die anderen beiden Lagen. Dies kann nur darauf zurückzuführen sein, dass der Teil der Einlasskanalwand, der bei der negativen Lage benetzt wird, wesentlich kälter ist als die Wände im Bereich des Einlassventils (siehe Rottenkolber et al. (1998a)).

Bei saugsynchroner Einspritzung zeigt die positive Ventillage die niedrigsten Wandfilmwerte. Für diesen Betriebspunkt wurde auch die Strahlausbreitung mit den geringsten Wandberührungen im Saugrohr visualisiert (siehe **Abb. 5.5**). Des Weiteren wurden bei der Brennraumvisualisierung sehr wenig Tropfen im Bereich der Auslassventile detektiert. Eine geringfügige Reduzierung der HC-Emissionen in diesem Betriebspunkt bestätigt die Einschätzung des visualisierten Effekts. Die höchsten Wandfilm- und HC-Werte ergeben sich bei der saugsynchronen Einspritzung für die  $-5^\circ$ -Lage. Hier kumulieren sich alle oben beschriebenen, negativen Effekte. Zusätzlich dazu kann hier eine starke Benetzung

der Zündkerze sogar ein Erlöschen des Zündfunken zur Folge haben.

Insgesamt konnten in dieser Arbeit die Ursachen der Abgasentstehung im kalten Motorbetrieb durch die Betrachtung der gesamten Wirkungskette erstmals komplett dargestellt werden. Die Ergebnisse zeigen einen deutlichen Einfluss von Spraytargeting und Einspritzstrategie auf Gemischbildung, Verbrennung und Abgasemissionen auf. Die Orientierung des Kraftstoffstrahls in Richtung der oberen Einlasskanalwand wirkt sich dabei negativ auf die Homogenität der Gemischverteilung im Brennraum aus. Starke Kraftstoffanlagerungen im Bereich der Zündkerze und der Auslassventile haben eine deutliche Zunahme der Kohlenwasserstoffemissionen zur Folge. Allgemein kann eine gute Homogenisierung bei niedrigen Betriebstemperaturen nur durch eine optimale Anpassung der Sprühstrahleigenschaften an die geometrischen Gegebenheiten des Ansaugtrakts und an die zum Einspritzzeitpunkt herrschenden Strömungsbedingungen erreicht werden. Daher kann ein fester Neigungswinkel der Einspritzventile stets nur einen Kompromiss für einen weiten Last- und Drehzahlbereich darstellen.

Die Sprühstrahleigenschaften beinhalten allerdings neben den hier diskutierten Parametern Strahlausrichtung und Einspritztiming auch die entscheidenden Größen Tropfendurchmesser- und Anfangsimpuls. Eine andere Strahlcharakteristik, die beispielsweise mit luftunterstützten Einspritzventilen oder so genannten *Flash-Boiling*-Einspritzventilen erreicht werden kann, erfordert eine neue Anpassung von Einspritzstrategie und Einbaulage der Einspritzventile. Erfolgt eine solche Anpassung nicht können auch mit wesentlich geringeren Tropfengrößen im Vergleich zu konventionellen Einspritzventilen durchaus schlechtere Emissionswerte erzielt werden.

Generell konnte nachgewiesen werden, dass die Resultate der Strömungsuntersuchungen an einem einfachen und preisgünstigen Modell-Zylinderkopf sehr gut auf die Ergebnisse des realen Motorbetriebs übertragbar sind. Insbesondere die im Hinblick auf Spraytargeting und Sprühstrahl/Luft Interaktion gewonnenen Erkenntnisse ergeben zusammen mit den Verbrennungs- und Abgasanalysen im kalten Motorbetrieb ein konsistentes Bild der realen Vorgänge im Motor.

## 6 Charakterisierung von DI-Einspritzstrahlen bei erhöhten Umgebungsdrücken

Neben der Emissionsreduzierung ist auch die Senkung des Kraftstoffverbrauchs ein zentrales Ziel der Entwicklung von Ottomotoren. Verbesserungen des Wirkungsgrads können mit dem herkömmlichen Konzept der äußeren Gemischbildung allerdings kaum noch erzielt werden. Die Benzin-Direkteinspritzung dagegen besitzt ein vergleichsweise hohes Potenzial zur Verbrauchsreduzierung durch die Möglichkeit der Entdrosselung im Teillastbetrieb. Trotz verstärkter Forschungsaktivitäten in den letzten Jahren konnte sich bis jetzt allerdings keine Strategie zur Ladungsschichtung entscheidend durchsetzen. Die Problematik besteht darin, dass zu dem Zeitpunkt, der thermodynamisch für eine Zündung optimal ist, in der Umgebung der Zündkerze ein brennbares Gemisch vorhanden sein muss. Erschwerend hinzu kommt, dass die Zeit für die Gemischaufbereitung umso geringer wird, je später in der Kompressionsphase die Einspritzung erfolgt.

Für eine gezielte Optimierung der Brennverfahren ist die detaillierte Kenntnis der Kraftstoffausbreitung daher unerlässlich. Die Entwicklung des Sprays hängt dabei maßgeblich von der Interaktion der Kraftstofftropfen mit der Luftströmung im Brennraum ab. Diese Luftbewegung im Brennraum eines direkteinspritzenden Ottomotors ist, ähnlich wie die Strömung im Saugrohr, hochgradig instationär und zeigt starke Zyklusschwankungen. Grundsätzlich sollte demnach mit den in dieser Arbeit weiterentwickelten Messverfahren ein maßgeblicher Beitrag zur Verbesserung der Gemischbildung in DI-Ottomotoren erreicht werden. Die Möglichkeiten und Grenzen der Anwendung der verschiedenen Zweiphasen-PIV-Verfahren auf ein typisches Hohlkegelspray für die Benzin-Direkteinspritzung sollen in diesem Kapitel diskutiert werden.

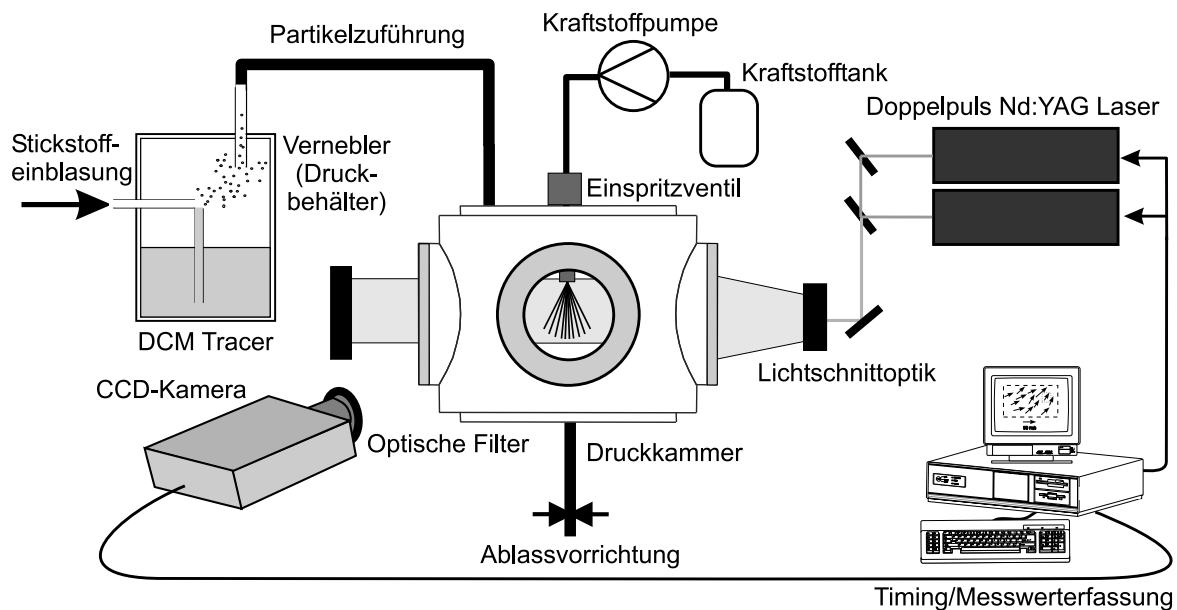
Aufgrund der Zyklusschwankungen stand zunächst eine simultane Erfassung der Geschwindigkeiten beider Phasen (simultanes Zweiphasen-PIV) im Vordergrund, wobei die zwei Methoden zur Phasentrennung - Maskierung und Peaktrennung - angewendet und verglichen wurden. Um globalere Aussagen über die Sprühstrahlausbreitung treffen zu können, wurden zusätzlich dazu 2D-Visualisierungen und sequenzielle Zweiphasen-PIV-Messungen bei verschiedenen motortypischen Umgebungsdrücken durchgeführt.

### 6.1 Versuchsaufbau

Die Kraftstoffausbreitung und die damit verbundene induzierte Luftströmung in DI-Ottomotoren hat stark instationären Charakter. Gleiches gilt für die im Brennraum vorhandene Gasströmung zum Zeitpunkt der Einspritzung. Erschwerend hinzu kommt, dass sich alle drei Strömungskomponenten wechselseitig beeinflussen. Um die verschiedenen Effekte besser separieren und identifizieren zu können, wurden deshalb die Sprühstrahlausbreitung und die induzierte Luftströmung zunächst in einer Druckkammer vermessen.



In **Abb. 6.1** ist der Aufbau zur Untersuchung des Sprühstrahls eines direkteinspritzenden Ottomotors dargestellt. Die Versuche wurden in einer Druckkammer (bis zu  $50\text{bar}$ ) mit hervorragendem optischen Zugang am Institut für Kolbenmaschinen durchgeführt. Die Kammer besitzt einen Innendurchmesser von  $200\text{mm}$  und drei Quarzglasfenster, die rechtwinklig zueinander angeordnet sind. Die Gaszufuhr wird mit Hilfe einer Stickstoff-Druckflasche über den Vernebler realisiert. Um die Kammer kontinuierlich mit Seedingpartikeln versorgen zu können und gleichzeitig den Druck konstant zu halten, muss eine leichte Hintergrundgasströmung zugelassen werden. Diese hat auf die Qualität der Messungen keinen Einfluss.



**Abb. 6.1:** Versuchsaufbau zur Vermessung eines DI-Sprays unter erhöhten Umgebungsdrücken

Das untersuchte Einspritzventil ist ein typischer Hochdruck-Drallzerstäuber (statischer Volumenstrom: ca.  $15\text{cm}^3/\text{s}$ ), der ein Hohlkegelspray mit einem nominalen Strahlkegelwinkel von  $90^\circ$  erzeugt. Eine Hochdruck-Kraftstoffpumpe realisiert Einspritzdrücke bis zu  $100\text{bar}$ , wobei für vorliegende Messungen ein Vordruck von  $50\text{bar}$  gewählt wurde. Die Einspritzdauer wurde bei  $2\text{ms}$  konstant gehalten. Der Umgebungsdruck wurde zwischen ca.  $1\text{bar}$  (Atmosphärendruck) und  $11\text{bar}$  variiert.

Für die 2D-Visualisierung bzw. für PIV wurde ein Lichtschnitt durch die Mittelachse des Sprays gelegt. Da der Sprühstrahl eines DI-Einspritzventils äußerst dicht ist, wird der Laserstrahl auf seinem Weg durch das Spray stark abgeschwächt. Von einer Beleuchtung von beiden Seiten, die für unsymmetrische Sprays erforderlich wäre, konnte aufgrund der hervorragenden Symmetrie des Sprays abgesehen werden. Zur Auswertung wurde deshalb auch nur der halbe Strahlkegel herangezogen (Bildbereich:  $30\times 30\text{mm}$ ).

Um die induzierte Luftströmung vermessen zu können, wurde die Luft mit fluoreszierenden Seedingpartikeln versetzt. Hierzu wurde der in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Laskin-Nozzle Zerstäuber verwendet, der in Propylencarbonat gelöstes DCM vernebelte (siehe

Abschnitt 3.1).

Eine 12bit Schwarz/Weiß-Kamera (1280x1024Pixel) kam wie bei den in Kapitel 4 und 5 beschriebenen Versuchen auch hier zum Einsatz. Sie wurde hier mit einem *Pixel-Binning* von 2x2 betrieben, um die Empfindlichkeit und die Bildfrequenz zu erhöhen. Zur Beleuchtung des Sprays wurde ein Double Cavity Nd:YAG-Laser mit einer nominellen Pulsenergie von 320mJ bei einer Pulsdauer von 5ns verwendet. Der Laser wurde allerdings nur mit einer Pulsenergie von ca. 150mJ betrieben, da aufgrund der eintretenden Fluoreszenzsättigung keine weitere Intensitätssteigerung mehr erreicht werden konnte. Die Wiederholrate der Doppelbelichtungen betrug 10Hz, wobei der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen 6μs betrug.

Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, wurde für die simultanen Messungen fotografische Filter (hier: "hellorange") verwendet, um das Mie-Streulicht abzuschwächen. Bei den sequenziellen Messungen kam der Farbglasfilter OG590 zum Einsatz.

Die Auswertung wurde nach der Kreuzkorrelationsmethode mit einem FFT-Algorithmus der Firma *LaVision* durchgeführt. Die Spotgröße betrug 64x64 bei einer Überlappung von 75%. Dabei wurde zum Teil die *adaptive multigrid* Technik (vgl. z.B. Scarano und Riethmuller (1999)) angewandt.

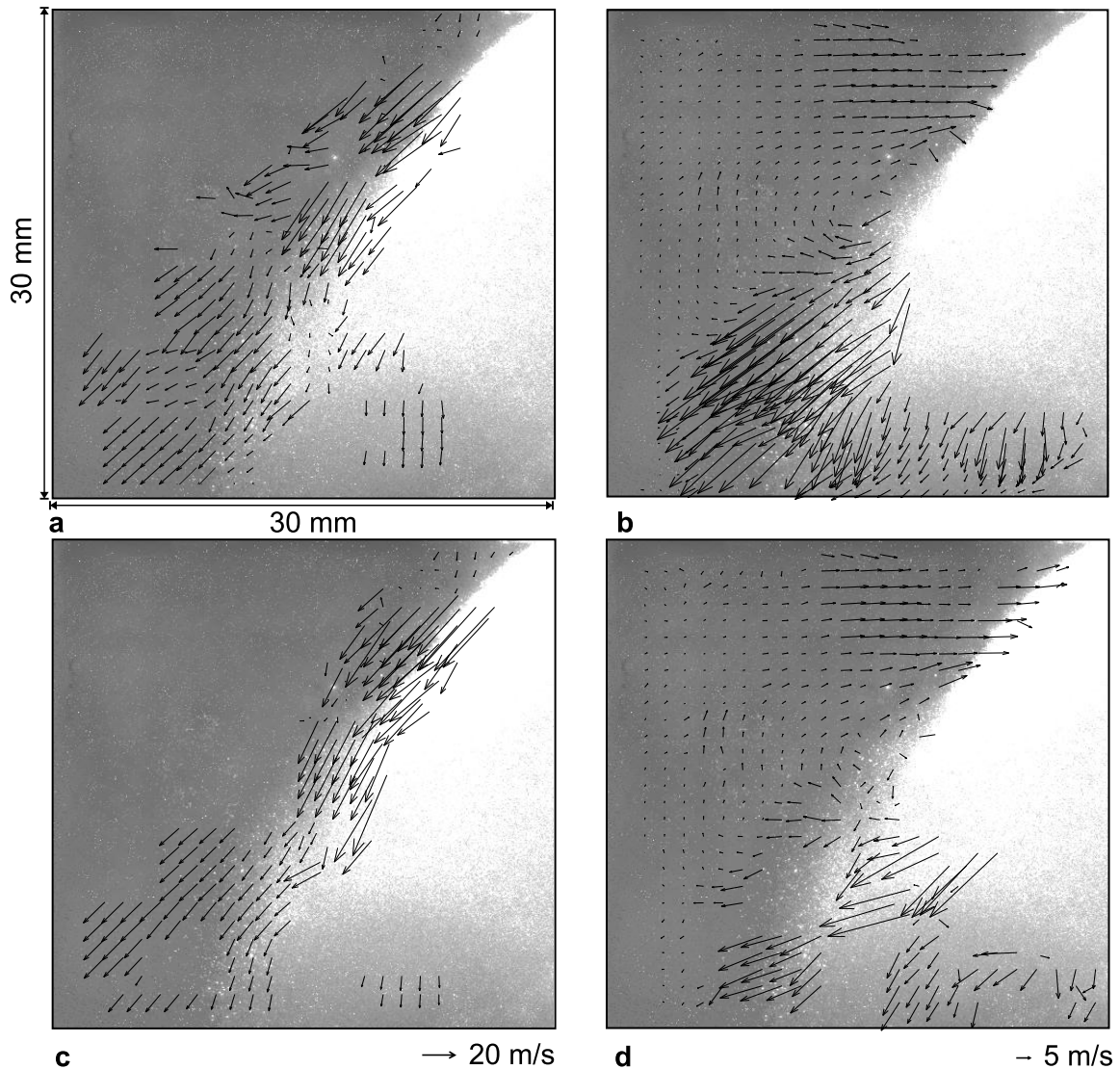
## 6.2 Simultane Zweiphasen-PIV-Messungen

Die Sprühstrahlausbreitung und die damit verbundene induzierte Luftströmung eines direkt einspritzenden Ottomotors ist in hohem Maße instationär und weist von einer Einspritzung zur nächsten starke Schwankungen auf. Um Informationen über die direkte Wechselwirkung zwischen Tropfen und Luft zu erhalten, wurden in dieser Arbeit PIV-Methoden entwickelt, mit denen beide Phasen gleichzeitig erfasst werden können.

In Kapitel 3 wurden die verschiedenen Möglichkeiten der Zweiphasen-PIV-Messtechnik ausführlich erläutert. Für die simultane Erfassung beider Phasen mit einer Kamera wurden speziell in den Abschnitten 3.2.2.1 und 3.2.2.2 am Beispiel des vorliegenden DI-Sprays die Vorgehensweisen bei der Maskierungstechnik und der Peaktrennungsmethode vorgestellt.

Um die Anwendbarkeit dieser beiden Methoden vergleichen zu können, wurde ein identisches Rohbild, das 2ms nach Einspritzbeginn bei Atmosphärendruck aufgenommen wurde, mit beiden Trenntechniken ausgewertet. **Abb. 6.2a** und **b** zeigt die mit der Maskierungstechnik berechnete Kraftstoff- bzw. Luftströmung, **Abb. 6.2c** und **d** die mit der Peaktrennungsmethode bestimmten Geschwindigkeiten.

Grundsätzlich geben beide Auswertetechniken ein ähnliches Strömungsbild wieder. In beiden Fällen können keine validierbaren Vektoren in der Nähe der Ventilspitze und der Strahlachse gefunden werden, da die Tropfendichte in diesen Bereichen zu hoch ist. Die ersten detektierbaren Tropfengeschwindigkeiten stromab des Bereichs höchster Tropfendichte liegen bei ca. 45m/s. Da die Tropfen eines DI-Sprays sehr klein sind, werden diese

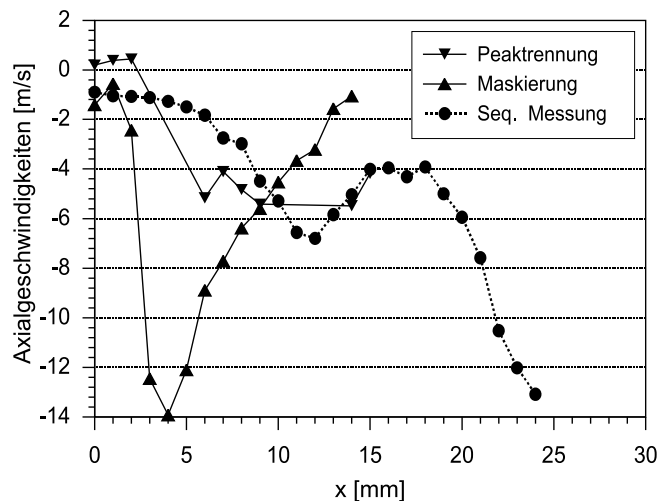


**Abb. 6.2:** Geschwindigkeitsfelder  $2\text{ms}$  nach Einspritzbeginn (Einspritzdruck:  $50\text{bar}$ , Umgebungsdruck: ca.  $1\text{bar}$ ) **a)** Spray (Maskierungstechnik) **b)** Luft (Maskierungstechnik) **c)** Spray (Peaktrennungsmethode) **d)** Luft (Peaktrennungsmethode)

schnell auf unter  $20\text{m/s}$  abgebremst, wobei eine starke Umlenkung der Tropfen ca.  $20\text{mm}$  stromab des Einspritzventils auffällt. Ähnliche Tropfengeschwindigkeiten wurden auch von Hargrave et al. (2000) mit einem PDA-System ermittelt. Die Luftströmung weist einen großen toroidalen Wirbel auf, dessen Zentrum sich ungefähr auf Höhe der Umlenkung der Tropfenbahn befindet. Dies gibt einen ersten Hinweis darauf, welchen starken Einfluss die induzierte Luftströmung auf die Flugbahn der Tropfen nimmt. Ausführlich werden die Phänomene der Tropfen/Luft-Interaktion in Abschnitt 6.3 diskutiert.

Ein Vergleich der beiden Auswertemethoden zeigt qualitativ eine gute Übereinstimmung bei der Ausbreitung der Kraftstofftropfen. Auch für die Luftströmung ergibt sich in Bereichen, in denen keine Tropfen vorhanden sind, eine nahezu perfekte Übereinstimmung.

Lediglich in der Region stromab des Wirbelzentrums weichen die beiden Techniken signifikant voneinander ab. Zur Verdeutlichung der Unterschiede werden in **Abb. 6.3** die Axialgeschwindigkeiten der Luftströmung in einer horizontalen Linie  $24\text{mm}$  unterhalb des Einspritzventils grafisch dargestellt.



**Abb. 6.3:** Vergleich der axialen Luftgeschwindigkeiten

Die Peaktrennungsmethode ist, wie die Monte Carlo Analyse (Abschnitt 3.2.3) zeigt, nicht in der Lage zwei korrekte Geschwindigkeitsvektoren zu ermitteln, wenn der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen nicht groß genug ist. Der mittlere Unterschied im Versatz der Partikelbilder muss dabei mindestens  $2\text{Pixel}$  betragen. Ein weiteres Kriterium ist die Dominanz der Phasen, die sich aus der Zahl der belegten Pixel und der Helligkeit einer Phase zusammensetzt. Für eine korrekte Bestimmung der Vektoren beider Phasen sollte die Dominanz ähnlich verteilt sein (siehe Gleichung 3.7). Je stärker die Dominanz zu einer Phase hin verschoben ist, desto größer muss der Unterschied der Partikelbildverschiebung sein, um eine gegenseitige Beeinflussung der Peaks zu vermeiden. Beide Kriterien konnten in dieser Anwendung nicht erfüllt werden. Zum einen musste aufgrund der hohen Austrittsgeschwindigkeiten der Tropfen ein sehr kleiner zeitlicher Abstand zwischen den Belichtungen gewählt werden, was eine geringe Verschiebung der Partikelbilder bei niedrigen Partikelgeschwindigkeiten zur Folge hat. Zum anderen dominiert das Spray gegenüber den Seedingpartikeln aufgrund der hohen Tropfendichte deutlich. Die Trennung zweier Korrelationspeaks innerhalb eines Interrogation Spots ist deshalb stark erschwert. Wird demzufolge nur eine Phase erkannt, entsteht eine Lücke im Vektorfeld der anderen Phase. Dieser Effekt wurde durch eine eingeschränkte Peaksuche einer maximal zulässigen Verschiebung der Partikelbilder von  $2\text{Pixeln}$  für die Gasphase reduziert, ohne dabei die Fehler in der Gasphase durch die Beeinflussung der dominanten Flüssigphase zu berücksichtigen. Trotzdem tritt das Phänomen der fehlenden Vektoren in **Abb. 6.2 c** und **d** jeweils im linken, unteren Bereich deutlich zutage.

Die in dieser Arbeit angewandte Maskierungstechnik (siehe Abschnitt 3.2.2.1) ist dagegen von Geschwindigkeitsdifferenz und Phasendominanz weitgehend unabhängig. Die einzi-

ge Bedingung für eine korrekte Trennung der Phasen ist ein ausreichender Helligkeitsunterschied, damit ein passender Schwellwert gefunden werden kann. Fallen allerdings Partikel der einen Phase in den Helligkeitsbereich der anderen, tragen sie zur mittleren Geschwindigkeit dieser Phase bei, was zu einem falschen Ergebnis führt. So wurden in dem Bereich stromab des Wirbelzentrums von der Maskierungstechnik Axialgeschwindigkeiten ermittelt, die bis zum dreifachen der Geschwindigkeiten betragen, die von der Peaktrennungsmethode bestimmt wurden (vgl. **Abb. 6.2 b** und **d**).

Beide simultanen Methoden weisen somit aufgrund der schwierigen Bedingungen, die ein extrem dichtes Spray mit sich bringt, deutliche Schwächen im Randbereich des Sprühstrahls auf. Um die Güte der Phasentrennung und damit die Genauigkeit der Geschwindigkeiten überprüfen zu können, wurden die beiden Phasen nacheinander vermessen (sequenzielles Zweiphasen-PIV). Durch die Verwendung eines *OG590* Hochpass Filters, der das Mie-Streulicht komplett eliminiert, kann eine eindeutige Phasentrennung sichergestellt werden. Die über 50 Einzelauswertungen gemittelten Geschwindigkeiten zeigen eindrucksvoll, dass im vorliegenden Fall die Maskierungstechnik die realen Luftgeschwindigkeiten deutlich überschätzt (siehe **Abb. 6.3**).

Sequenzielle PIV-Messungen der einzelnen Phasen sind allerdings nur dann möglich, wenn stationäre oder streng periodische Vorgänge vorliegen. Die ottomotorische Sprühstrahlausbreitung ist periodisch instationär, weshalb die Ergebnisse einer sequenziellen Vermessung der Phasen nach einer Mittelung über viele Zyklen einen globalen Eindruck über die Interaktion von Kraftstofftropfen und Luft wiedergeben. Die direkten, lokalen Interaktionsphänomene zwischen Tropfen und Luft sind allerdings stark transient und können nur simultan erfasst werden.

Im vorliegenden Anwendungsfall hat die sequenzielle Aufnahmetechnik die Vorteile einer exakteren Phasentrennung und einer schnelleren Auswertung. Für eine breite Parametervariation ist deshalb das sequenzielle Zweiphasen-PIV vorzuziehen, obwohl die Information über die direkte Interaktion der beiden Phasen verloren geht.

### 6.3 Phasengemittelte Untersuchungen bei erhöhten Umgebungsdrücken

Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, ist das vordringlichste Ziel bei der Benzin-Direkteinspritzung, dass für alle Betriebsbedingungen zum Zündzeitpunkt im Bereich der Zündquelle ein entflammbares Kraftstoff/Luft Gemisch vorliegt. Veränderungen der Sprühstrahlausbreitung von Zyklus zu Zyklus sind daher äußerst unerwünscht, aber nicht vollständig vermeidbar. Um diese Schwankungen charakterisieren zu können und um eine globale Information über die Strahlentwicklung zu erhalten, ist eine statistische Auswertung vieler Einzelaufnahmen erforderlich.

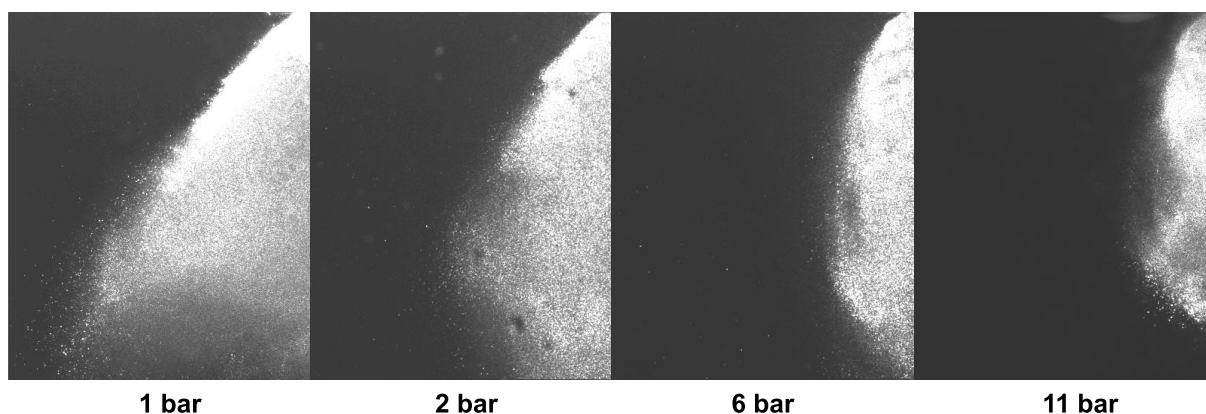
Bei den Verfahren der inneren Gemischbildung variiert der Einspritzzeitpunkt von früher, saugsynchroner Einspritzung bei Volllast bis zu später Einspritzung in der Kompressionsphase bei niedriger Teillast. Neben der Temperaturänderung ist die Variation des

Umgebungsdrucks daher einer der entscheidenden Parameter für die Sprühstrahlentwicklung bei der Direkteinspritzung. Der Umgebungsdruck steigt für das Kraftstoffspray von atmosphärischen Bedingungen bei saugsynchroner Einspritzung auf über  $10\text{bar}$  bei Ladungsschichtung.

### 6.3.1 Visualisierung

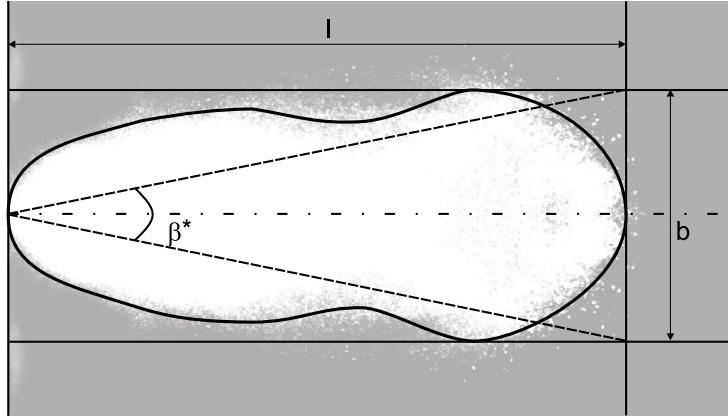
Eine umfangreiche 2D-Lichtschnitt-Visualisierung diene zunächst zur Ermittlung des globalen Ausbreitungsverhaltens des Sprays. Während der Einspritzdruck für alle Messungen bei  $50\text{bar}$  konstant war, wurde der Umgebungsdruck zwischen Atmosphärendruck und  $11\text{bar}$  variiert. Die zeitliche Ausbreitung des Sprays wurde fein aufgelöst, indem Zeitschritte zwischen  $0,2\text{ms}$  und  $0,5\text{ms}$  für die Aufnahmen gewählt wurden. Die gesamte Einspritzdauer betrug  $2\text{ms}$ .

Zur Veranschaulichung des Strahlverhaltens bei Erhöhung des Umgebungsdrucks zeigt **Abb. 6.4** Einzelaufnahmen des DI-Sprays  $2\text{ms}$  nach Einspritzbeginn (n.EB). Dabei ist eine verstärkte Einschnürung des Strahls und damit eine Verkleinerung des Strahlkegelwinkels feststellbar.



**Abb. 6.4:** DI-Hohlkegelspray  $2\text{ms}$  nach Einspritzbeginn bei  $1\text{bar}$ ,  $2\text{bar}$ ,  $6\text{bar}$  und  $11\text{bar}$  Umgebungsdruck

Um statistische Informationen über die Sprühstrahlausbreitung zu erhalten, wurden zu jedem Aufnahmezeitpunkt 50 Bilder aufgenommen und anschließend gemittelt. Weiterhin ist für eine bessere Vergleichbarkeit der Betriebspunkte eine quantitative Auswertung des Strahlkegelwinkels erforderlich. Die Anwendung der üblichen Definition gestaltet sich hier allerdings äußerst schwierig. Der Winkel zwischen den Regressionsgeraden durch die Randpunkte des Sprühstrahlkegels bis zur maximalen horizontalen Ausdehnung (vgl. Abschnitt 4.2) ist bei diesem Spray wenig aussagekräftig, da diese maximale Breite bei hohen Umgebungsdrücken sehr nah am Einspritzventil liegen kann (vgl. **Abb. 6.4**). Dies führt in manchen Fällen sogar dazu, dass für hohe Umgebungsdrücke ein größerer Strahlkegelwinkel ermittelt wird als für atmosphärische Bedingungen, was dem visuellen Eindruck deutlich widerspricht.

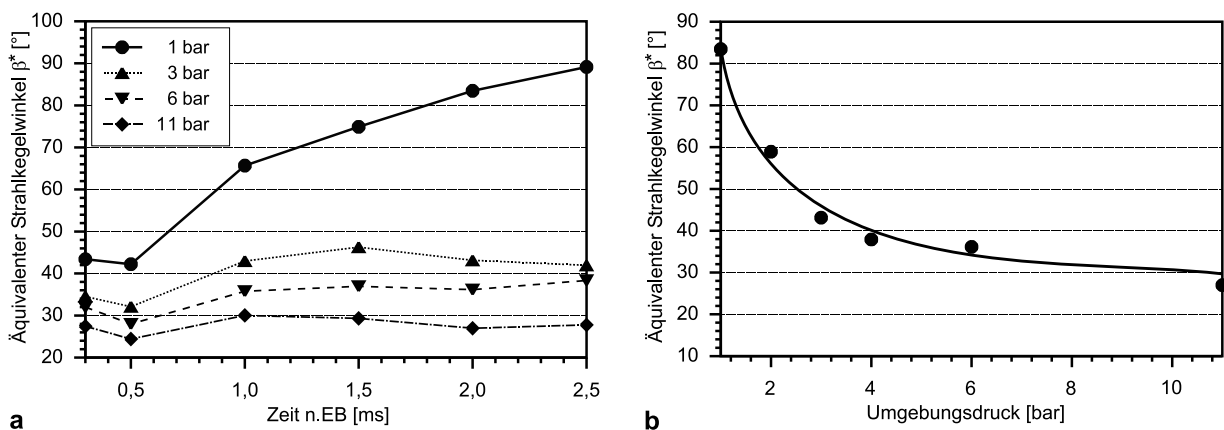


**Abb. 6.5:** Schematische Darstellung der Bestimmung des Strahlkegelwinkels  $\beta^*$

Somit musste ein "äquivalenter" Strahlkegelwinkel  $\beta^*$  eingeführt werden (siehe **Abb. 6.5**). Dieser berechnet sich nach Gleichung 6.1 aus der maximalen Strahlbreite  $b$  und der Strahlleindringtiefe  $l$ , die aus den gemittelten Bildern exakt bestimmt werden können.

$$\beta^* = 2 \cdot \arctan \left( \frac{b/2}{l} \right) \quad (6.1)$$

**Abb. 6.6a** zeigt das zeitliche Verhalten des äquivalenten Strahlkegelwinkels bei vier verschiedenen Umgebungsdrücken. Zusätzlich dazu verdeutlicht **Abb. 6.6b** das Abnehmen des Kegelwinkels mit steigendem Druck, wobei das voll ausgebildete Spray zum Zeitpunkt  $2ms$  n.EB am Ende der Einspritzphase zur Darstellung dieses Phänomens herangezogen wurde.



**Abb. 6.6:** Entwicklung des Strahlkegelwinkels a) Zeitaufgelöste Darstellung b) Druckabhängigkeit ( $2ms$  n.EB)

Die zeitliche Entwicklung des Strahls zeigt für alle Drücke zunächst eine Abnahme des Kegelwinkels (bis  $0,5ms$  n.EB). Danach öffnet sich der Strahl, wobei der Winkel bei atmosphärischem Gegendruck beinahe den nominellen Winkel von  $90^\circ$  erreicht. Schon bei  $3bar$  Umgebungsdruck dagegen überschreitet der Sprühstrahl einen Öffnungswinkel

von  $45^\circ$  nicht mehr. Die rapide Abnahme des Strahlkegelwinkels mit steigendem Druck (**Abb. 6.6b**) bestätigt den visuellen Eindruck von **Abb. 6.4**.

Die Visualisierung ist in der Lage, das Ausbreitungsverhalten des Sprühstrahls anschaulich zu beschreiben. Die Ursachen der erkannten Phänomene können allerdings nur durch eine quantitative Erfassung der Geschwindigkeitsfelder beider Phasen aufgeklärt werden.

### 6.3.2 Sequenzielles Zweiphasen-PIV

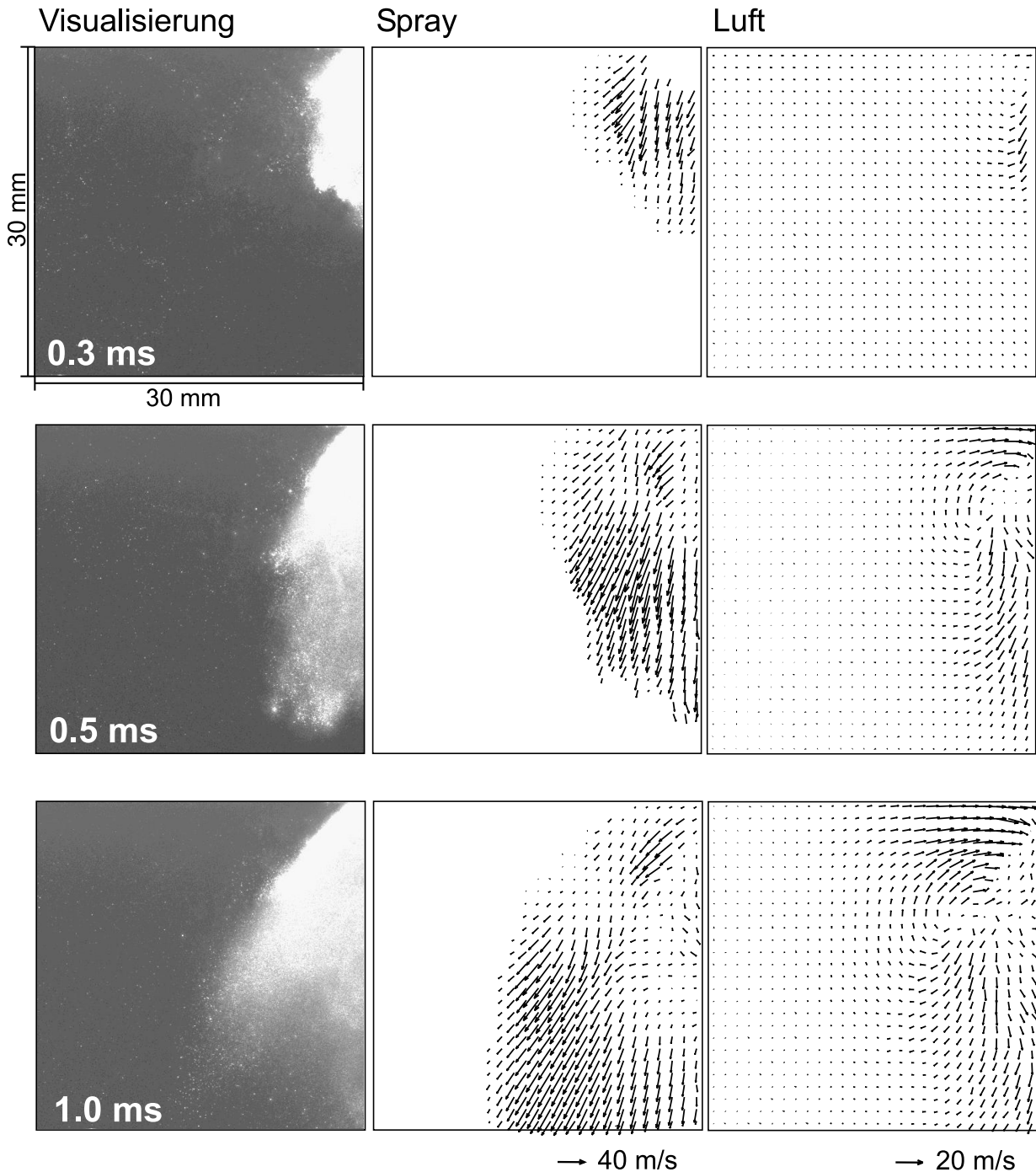
Wie in Abschnitt 6.2 ausführlich erläutert, ist für den vorliegenden Fall eines dichten DI-Sprays die sequenzielle Zweiphasen-PIV-Methode am geeignetsten, um eine breite Parametervariation durchzuführen.

Für die Zweiphasen-PIV-Untersuchungen wurden die selben Betriebs- und Aufnahmezeitpunkte wie bei der Visualisierung (Abschnitt 6.3.1) gewählt. Die Phasenmittelung erfolgte ebenfalls über 50 Einzelmessungen. Lediglich die Variation des Umgebungsdrucks beschränkte sich aufgrund der Datenmenge auf Atmosphärendruck und  $11\text{bar}$ .

In **Abb. 6.7** bis **Abb. 6.10** ist eine Visualisierung des Sprays in Kombination mit den Geschwindigkeitsfeldern von Kraftstofftropfen und Luftströmung dargestellt. Dabei wurden 6 verschiedene Zeitpunkte nach Einspritzbeginn zur Auswertung herangezogen. Wie schon bei den simultanen Messungen (Abschnitt 6.2) festgestellt wurde, ist die Ermittlung korrekter Geschwindigkeitsvektoren in der Nähe der Austrittsöffnung des Einspritzventils und auf der Strahlachse äußerst schwierig, da die hohe Tropfendichte eine scharfe Abbildung einzelner Partikel kaum zulässt. Da bei einer sequenziellen Vermessung der Zweiphasenströmung aber jeweils nur Partikel einer Phase abgebildet werden, wird die Bildqualität leicht verbessert. Dies führt dazu, dass auch in den dichtesten Bereichen einige korrekte Vektoren ermittelt werden können. Die gemittelten Vektorplots können dadurch fast im gesamten Detektionsfeld einen guten Eindruck über die Strömung beider Phasen vermitteln.

Unter atmosphärischen Bedingungen entwickelt sich das Spray zunächst (ca.  $0,3\text{ms}$  n.EB) kompakt in Richtung der Strahlachse (**Abb. 6.7**). Die gemessenen Tropfengeschwindigkeiten betragen dabei über  $40\text{m/s}$  im Bereich der Hauptströmung des Hohlkegels. Die Tropfen werden allerdings am Rand des Sprühstrahls stark abgebremst, da die kleinen Tropfen ihren Anfangsimpuls schnell verlieren. In dieser frühen Phase der Einspritzung induziert das Spray noch keine signifikante Luftströmung. Auch zum Zeitpunkt  $0,5\text{ms}$  n.EB breitet sich der Sprühstrahl noch hauptsächlich in Richtung der Strahlachse aus, was durch die ermittelten äquivalenten Strahlkegelwinkel von weniger als  $45^\circ$  (**Abb. 6.6**) bestätigt wird. Da die Tropfen das Einspritzventil aber unter  $90^\circ$  verlassen, werden sie ca.  $8\text{mm}$  nach dem Verlassen der Düse stark umgelenkt (mittlere Spalte). Die Ursache für diese Umlenkung ist ein Unterdruckgebiet innerhalb des Hohlkegels, das die Ausbildung eines inneren Luftwirbels zur Folge hat, der die Kraftstofftropfen zur Strahlachse hin ablenkt. Gleichzeitig entwickelt sich ein äußerer toroidaler Wirbel, der wesentlich stärker ausgeprägt ist als der innere. Die höchsten Luftgeschwindigkeiten werden durch das star-

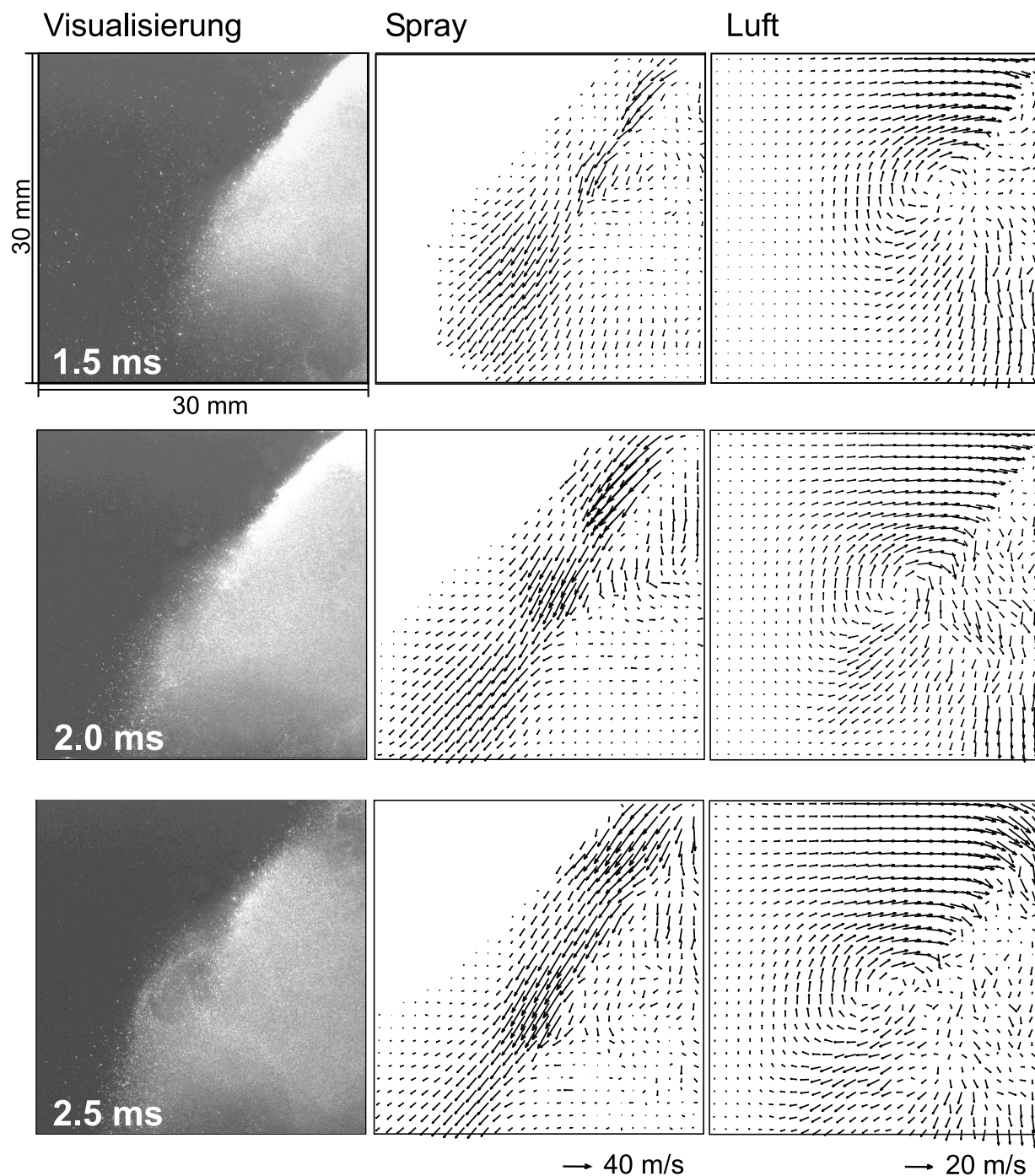




**Abb. 6.7:** Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei atmosphärischem Gegendruck 0,3ms bis 1,0ms n.EB (50bar Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen)

ke Entrainment in der Nähe der Ventilöffnung induziert (ca.  $13\text{m/s}$ ). Auch stromab des Wirbelzentrums entstehen Geschwindigkeiten von über  $7\text{m/s}$  (rechte Spalte).

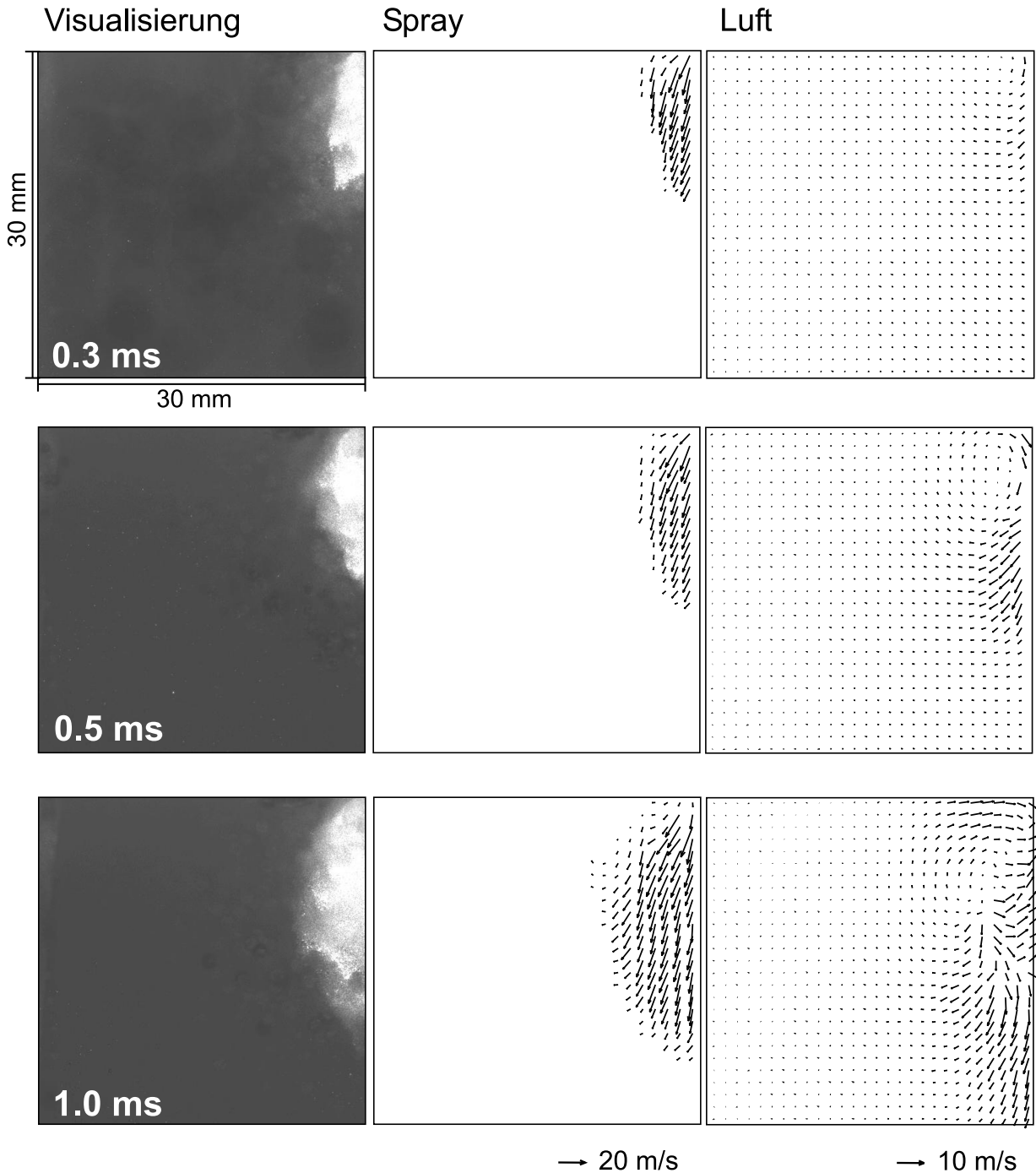
Was sich schon zum Zeitpunkt 1,0ms n.EB andeutet, wird ab 1,5ms n.EB deutlich: Der starke äußere Wirbel lenkt die Tropfen ein zweites Mal ab und öffnet den Strahlkegel, so dass sich eine wellige Struktur in der Tropfenströmung ausbildet, die bis 0,5ms nach Einspritzende erhalten bleibt. Offensichtlich ist in erster Linie die Interaktion von Tropfen-



**Abb. 6.8:** Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei atmosphärischem Gegendruck 1,5ms bis 2,5ms n.EB (50bar Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen)

und Luftströmung für die strukturellen Übergänge bei der Entwicklung des Hohlkegelsprays verantwortlich. Nur dadurch kann das Spray den nominellen Öffnungswinkel von  $90^\circ$  erreichen. Berechnungen von Yamauchi und Wakisaka (1996) bestätigen qualitativ die vorliegenden Ergebnisse, stützen sich allerdings nicht auf gemessene Geschwindigkeitsfelder.

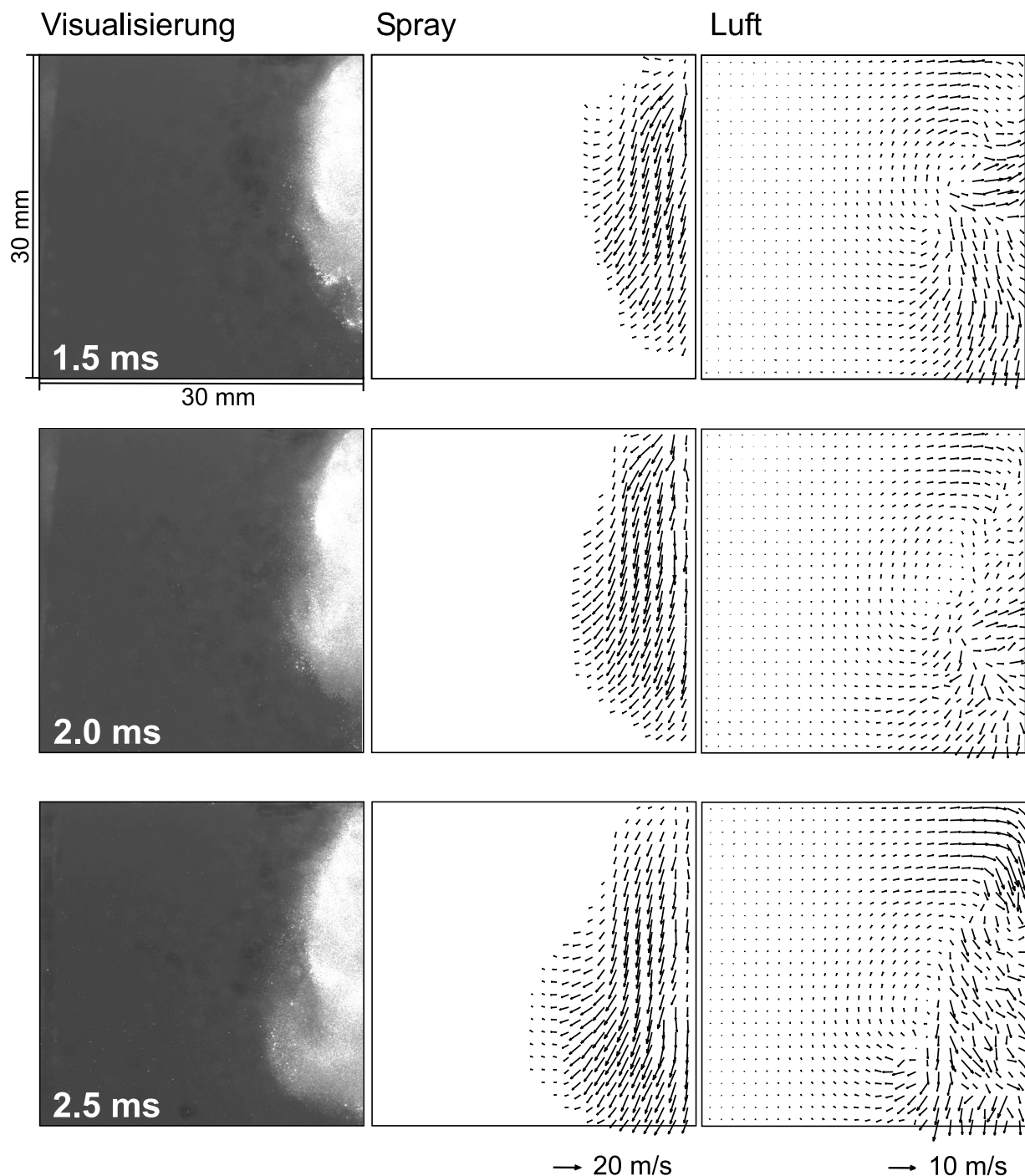
Entscheidender noch als das Strahlverhalten bei atmosphärischen Bedingungen ist für



**Abb. 6.9:** Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei 11bar Gegendruck 0,3ms bis 1,0ms n.EB (50bar Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen)

die innere Gemischbildung die Sprühstrahlausbreitung bei erhöhtem Gegendruck (Ladungsschichtung). Wie die Visualisierung zeigt (**Abb. 6.4**), kollabiert der Spraykegel des verwendeten DI-Ventils und der Öffnungswinkel sinkt von ca.  $85^\circ$  auf weniger als  $30^\circ$ . Die Zweiphasen-PIV-Messungen bei 11bar Umgebungsdruck sollen zur Klärung der Ursachen für dieses Verhalten beitragen.

Aufgrund der 11fachen Dichte der Umgebungsluft wird der Impulsaustausch zwischen



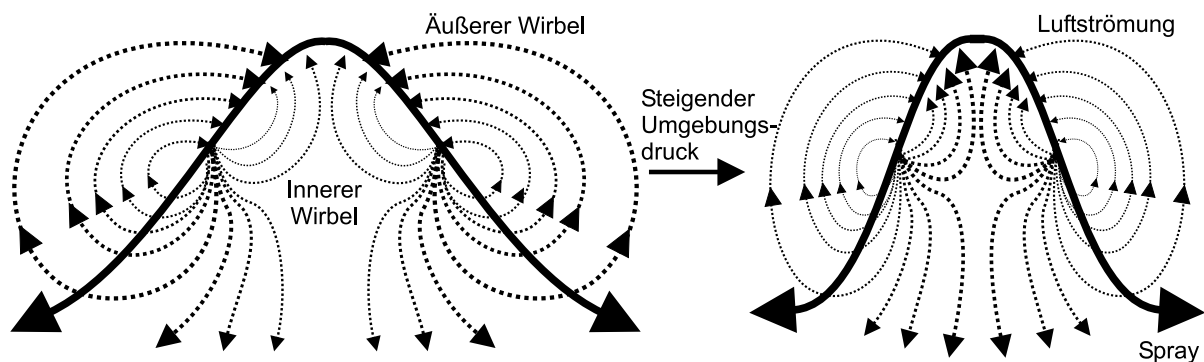
**Abb. 6.10:** Sequenzielles Zweiphasen-PIV bei 11bar Gegendruck 1,5ms bis 2,5ms n.EB (50bar Einspritzdruck, Mittelung über 50 Einzelmessungen)

Tropfen und Luft stark intensiviert. Nach Gleichung 2.1 führt dies zu wesentlich kleineren Primärtropfen. Die Tropfen besitzen somit einen geringeren Anfangsimpuls und werden dadurch schon kurz nach Verlassen des Einspritzventils auf ca. 20m/s abgebremst (**Abb. 6.9**). Die daraus resultierende, extrem hohe Tropfendichte ist die Ursache dafür, dass das Entrainment von umgebender Luft in den Hohlkegel hinein stark behindert ist. Die höchsten Entrainment-Geschwindigkeiten betragen während der gesamten Ein-

spritzphase nur etwa  $5\text{ m/s}$ , was weniger als die Hälfte der Geschwindigkeiten bei atmosphärischen Umgebungsbedingungen darstellt. Dieses schwache Entrainment ist die Ursache für ein starkes Unterdruckgebiet innerhalb des Sprühkegels, was wiederum die Ausbildung eines ausgeprägten inneren Wirbels nach sich zieht. Die höchsten Geschwindigkeiten dieses inneren Wirbels betragen bei  $1,5\text{ m/s}$  n.EB bis zu  $12\text{ m/s}$  (**Abb. 6.10**). Gleichzeitig verstärkt sich aber auch der äußere Wirbel gegen Ende der Einspritzung, wodurch sich eine Tendenz zur Öffnung des Kegels an der Strahlspitze entwickelt. Somit ist auch bei erhöhten Gegendrücken eine wellige Form des Strahlkegels zu beobachten, lediglich der Kegelwinkel reduziert sich aufgrund des starken inneren Wirbels.

Die Ergebnisse der Sprayuntersuchungen bestätigen im Hinblick auf die globale Spraygestalt Visualisierungen und numerischen Berechnungen von Ren und Nally (1998) und Fan et al. (1997). Die numerischen Berechnungen der Luftströmung geben dabei den äußeren Wirbel gut wieder, der innere Wirbel wird allerdings nicht bestätigt. Ein Modell zur Sprühstrahlausbreitung, welches die wichtigsten Mechanismen der Tropfen/Luft Interaktion zu erklären versucht, wurde von Yamauchi et al. (1998) vorgestellt. Die Ergebnisse bestätigen vorliegende atmosphärische Messungen qualitativ gut, berücksichtigen aber ebenfalls die Existenz eines inneren Wirbels nicht. Messungen, die das Verhalten von instationären Hohlkegelsprays bei unterschiedlichen Umgebungsdrücken erklären können, wurden bislang noch nicht publiziert.

Basierend auf den Zweiphasen-PIV-Messungen werden in **Abb. 6.11** die Mechanismen, die zur Ausbildung eines sich öffnenden Hohlkegels bei atmosphärischen Bedingungen beitragen und die zum Kollabieren des Sprays bei erhöhten Gegendrücken führen, zusammengefasst. Dabei sind die Strömungsstrukturen von Tropfen und Luft bei atmosphärischen und erhöhten Umgebungsdrücken schematisch skizziert.



**Abb. 6.11:** Mechanismen der Tropfen/Luft Interaktion bei Erhöhung des Umgebungsdrucks

Die Messungen lassen den Schluss zu, dass hauptsächlich die induzierte Luftströmung für das Ausbreitungsverhalten verantwortlich ist. Ein innerer und ein äußerer Toruswirbel hindern die Kraftstofftropfen an einer geradlinigen Ausbreitung gemäß ihres Anfangsimpulses. Während der innere Wirbel die Tropfen zunächst im Bereich der Strahlachse konzentriert, lenkt der äußere Wirbel sie anschließend in radialer Richtung ab. Dies führt zu der charakteristischen glockenförmigen Gestalt des Sprühstrahls.

Bei erhöhtem Umgebungsdruck machen die Ergebnisse außerdem deutlich, dass sich trotz eines vollständig kollabierenden Sprühstrahlkegels die Strömungsstrukturen im Vergleich zur atmosphärischen Ausbreitung nicht grundsätzlich verändern. Lediglich das Verhältnis von äußerer zu innerer Wirbelstärke führt zu einem sich öffnenden oder schließenden Hohlkegelspray. Dabei ist die steigende Dichte des Strahlkegels kurz nach Einspritzbeginn für einen verstärkten Unterdruck innerhalb des Hohlkegels verantwortlich, was eine Verlagerung der Dominanz vom äußeren zum inneren Wirbel hin zur Folge hat.

Diese Erkenntnisse sind gerade für die numerische Simulation von Sprühstrahlen im Anwendungsgebiet der ottomotorischen Direkteinspritzung von großer Bedeutung.

## 6.4 Auswirkungen auf den realen Motorbetrieb

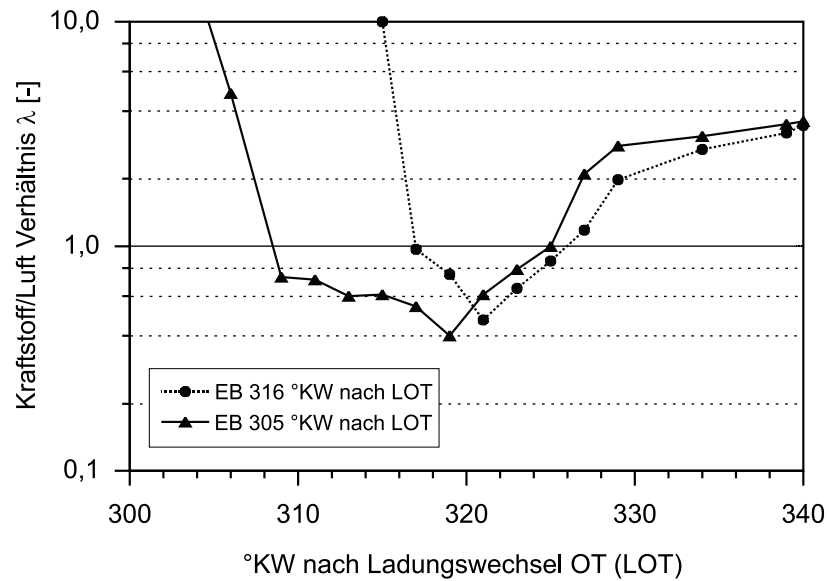
Im Folgenden wird die grundlegende Bedeutung der durch die Zweiphasen-PIV-Messungen gewonnen Erkenntnisse für den realen Motorbetrieb dargestellt.

Die Strategie der Einspritzung spät in der Kompressionsphase des Motors ist die einzig wirksame Maßnahme zur Realisierung einer effektiven Ladungsschichtung für den Teillastbetrieb. Vollastbedingungen erfordern einen hohen Grad an Homogenisierung, was nur durch eine frühe Einspritzung in der Ansaugphase erreicht werden kann. Durch diese breite Variation des Einspritzzeitpunkts erfährt das Spray eine große Bandbreite an Brennraumdrücken. Damit ist speziell für die Gemischaufbereitung beim strahlgeführten Verfahren das Verhalten des Sprühstrahlkegels von entscheidender Bedeutung für die Güte der Verbrennung und folglich für den Wirkungsgrad des Motors.

Um diese Zusammenhänge quantifizieren zu können, wurden an einem 1-Zylinder DI-Versuchsmotor mit einer düsennahen Anordnung der Zündkerze (strahlgeführtes Verfahren) Messungen mit einem schnellen Gasentnahmeventil (GEV) zur Bestimmung des Kraftstoff/Luft Verhältnisses  $\lambda$  durchgeführt. Dieses GEV wurde im Brennraum mit gleichen, radialen und axialen Abständen zum Einspritzventil positioniert wie die Zündkerze. Detailliert ist der Versuchsaufbau und die Funktionsweise des GEV bei Kölmel et al. (1998) beschrieben. Die Messpunkte stellen dabei eine Mittelung über ca. 300 Zyklen dar, wobei die Öffnungszeit des Gasentnahmeventils ca.  $2ms$  betrug.

**Abb. 6.12** zeigt die  $\lambda$ -Entwicklung von  $300 - 400^\circ KW$  nach Ladungswechsel-OT (LOT) für zwei verschiedene Einspritzzeitpunkte. Die restlichen Motorbedingungen wurden konstant gehalten (Drehzahl:  $N = 1500min^{-1}$ , indizierter Mitteldruck:  $p_{mi} = 2bar$ , Kühlwassertemperatur:  $T_{KW} = 95^\circ C$ , Einspritzdauer:  $t_I = 1, 2ms$ ).

Während der Einspritzzeitpunkt  $305^\circ KW$  nach LOT ungefähr einem Brennraumdruck von  $3bar$  entspricht, erfährt das Kraftstoffspray  $11^\circ KW$  später schon den doppelten Gegendruck von ca.  $6bar$ . Die in **Abb. 6.12** dargestellte Grafik zeigt deutlich, dass die Zeitspanne, in der Kraftstoff an der Zündkerze vorhanden ist, kürzer wird, je später im Kompressionstakt die Einspritzung erfolgt. Damit reduziert sich die Zeit für eine sichere Zündungseinleitung bei später Einspritzung deutlich. Darüber hinaus ist das Gemisch im



**Abb. 6.12:** Kraftstoff/Luft Verhältnis für zwei verschiedene Einspritzzeitpunkte in der Kompressionsphase

zeitlichen Mittel auch deutlich magerer als bei der frühen Einspritzung und ist wesentlich größeren Zyklusschwankungen unterworfen. Insgesamt wirken sich diese Phänomene negativ auf die Verbrennungsstabilität aus. Die um 70% höhere Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks im gefeuerten Motorbetrieb (Kölmel, 2000, Spicher et al., 2000a) kann als eindeutiges Zeichen für Verbrennunginstabilitäten gewertet werden.

Wie eingangs (Abschnitt 2.1) erwähnt, ist das Ziel der Direkteinspritzung ein ungedrosselter Motorbetrieb auch in niedrigsten Teillastpunkten. Um gleichzeitig eine gute Brennstoffausnutzung zu erzielen, müssen möglichst hohe globale  $\lambda$ -Werte erreicht werden. Diese wiederum sind nur durch einen hohen Grad an Ladungsschichtung zu realisieren, der einen möglichst späten Einspritzzeitpunkt erfordert.

Damit wird klar ersichtlich, dass das unterschiedliche Ausbreitungsverhalten des Sprühstrahls bei verschiedenen Brennraumdrücken die Kennfeldabstimmung des Motors über weite Last- und Drehzahlbereiche stark erschwert. Die Sprühstrahlcharakteristik nimmt folglich direkten Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Motors.

## 7 Zusammenfassung

Die Kaltstartphase eines Ottomotors ist für die Einhaltung künftiger Emissionsgrenzwerte von entscheidender Bedeutung. Eine Reduktion der Emissionen kann hier vorwiegend durch eine Optimierung der Gemischaufbereitung erreicht werden. Dabei führen die niedrigen Temperaturen beim Motorstart dazu, dass der Ausbreitung der flüssigen Kraftstoffbestandteile in Ansaugkanal und Brennraum eine zentrale Bedeutung zukommt. Auch für das neue Konzept der Benzin-Direkteinspritzung ist die Gemischaufbereitung entscheidend. Dieses Verfahren verspricht durch eine Entdrosselung der Ansaugluft bessere Wirkungsgrade in Teillastbetriebspunkten. Die grundsätzlichen Vorteile des DI-Ottomotors kommen allerdings nur bei einer optimalen Ladungsschichtung voll zum Tragen. Durch die geringe Zeitspanne, die bei einer Einspritzung spät in der Kompressionsphase für die Verdampfung des Kraftstoffs zur Verfügung steht, gewinnt auch hier die gezielte Ausbreitung der flüssigen Kraftstoffbestandteile eine besondere Bedeutung. In den problematischen Betriebspunkten von Ottomotoren sowohl mit Saugrohr- als auch mit Direkteinspritzung kann die Verbesserung der Gemischbildung somit vorwiegend durch fundierte Kenntnisse der physikalischen Phänomene der Zweiphasenströmung erreicht werden.

Instationäre Zweiphasenströmungen können derzeit in einem realistischen Zeitrahmen noch nicht vollständig numerisch berechnet werden, da sich viele komplexe Phänomene räumlich und zeitlich überlagern. Die Vorgänge in einer ottomotorischen Kraftstoff/Luftströmung müssen daher durch experimentelle Methoden erfasst werden, um die Entwicklung neuer Rechenverfahren durch eine Verifizierung der Ergebnisse zu unterstützen. Die Partikel Image Velocimetry (PIV) und die Laser Doppler Anemometrie (LDA), beides moderne, optische d.h. berührungslos arbeitende Messverfahren, sind in ihren Standardausführungen nicht in der Lage die Luft- bzw. die Tropfenströmung in Anwesenheit der jeweils anderen Phase zu vermessen. Zur vollständigen Charakterisierung der Zweiphasenströmung muss jedoch der wechselseitige Einfluss der beiden Phasen berücksichtigt werden. Deshalb wurden die Verfahren in dieser Arbeit durch die Verwendung fluoreszierender Partikel zur Markierung der Gasphase so erweitert, dass es erstmals möglich war die Geschwindigkeit der Luftströmung in der direkten Umgebung von Kraftstofftropfen zu ermitteln.

Bei der Erweiterung der PIV-Methode zur Zweiphasendetektion wurden zwei prinzipiell verschiedene Wege eingeschlagen. Einerseits ermöglicht die Verwendung von fluoreszierenden Partikeln in Kombination mit optischen Filtern eine variable Anpassung der Lichtintensitäten von Kraftstofftropfen bzw. Seedingpartikeln, wodurch beide Phasen simultan aufgezeichnet werden können. Zur Trennung der Phasen wurde ein Verfahren zur Unterscheidung der Korrelationspeaks entwickelt, welche die Phasen nicht ausschließlich nach den Eigenschaften der Partikelbilder trennt, sondern auch die unterschiedlichen Strömungseigenschaften berücksichtigt. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Analyse konnten die Grenzen der simultanen Methode quantifiziert werden. Andererseits ermöglichen hochwertige optische Tiefpassfilter eine exakte Unterscheidung von elastischem Mie-Streulicht



und inelastischem Fluoreszenzlicht. Da der periodisch instationäre Charakter der Kraftstoffausbreitung in Ottomotoren eine phasengemittelte Betrachtung der Vorgänge erlaubt, können Tropfen- und Luftströmung auch sequenziell erfasst werden. Diese Methode bietet die Vorteile einer exakteren Phasentrennung, eines für jede Phase getrennt optimierbaren Pulsabstands und einer schnelleren Auswertung im Vergleich zur simultanen Technik. Simultanes Zweiphasen-PIV wird allerdings in Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera an Bedeutung gewinnen, da nur mit dieser Technik zeitliche Interaktionsvorgänge korrekt dargestellt werden können.

Auch in der Laser Doppler Anemometrie kann das Licht fluoreszierender Tracerpartikel zur Geschwindigkeitsauswertung genutzt werden. Ähnlich wie beim Zweiphasen-PIV muss dazu durch die Verwendung eines optischen Filters das Mie-Streulicht selektiv eliminiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit stand dabei zunächst die exakte Erklärung der physikalischen Grundlagen im Vordergrund, da diese in der Literatur noch nicht vorhanden ist. Für das Standard-Zweistrahl-LDA ist das Doppler-Modell im Gegensatz zum Interferenzstreifen-Modell die physikalisch korrekte Erklärung, da elastisch streuende Partikel nicht die integrierenden Eigenschaften besitzen, die zur Detektion der Interferenzstreifen notwendig wären. Hingegen ist das Doppler-Modell nicht in der Lage, LDA mit fluoreszierendem Licht zu erklären, da dieses Fluoreszenzlicht weder kohärent noch monochromatisch ist. Ein fluoreszierendes Partikel besitzt allerdings, wie durch einen Analogieschluss gezeigt werden konnte, die integrierenden Eigenschaften eines Photoempfängers, die dem fluoreszierenden Partikel selbst eine Detektion der Interferenzstreifen ermöglicht. Damit konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass mit Hilfe des Interferenzstreifen-Modells das FLDA-Prinzip physikalisch korrekt erklärt werden kann. Dadurch konnte ein weites Feld von Verbesserungsmöglichkeiten und Anwendungen dieser Technik erschlossen werden.

Die FLDA-Technik wurde, ebenso wie die Zweiphasen-PIV-Methode, zum ersten Mal erfolgreich zur Untersuchung der Luftbewegung in Sprühstrahlen eingesetzt. Dabei wurde deutlich, dass beide Messverfahren in diesem Fall eine ideale Ergänzung darstellen. Während Zweiphasen-PIV die Möglichkeit bietet, simultan und instantan zweidimensionale Informationen über die Geschwindigkeiten beider Phasen zu ermitteln, besitzt FLDA den Vorteil einer hohen zeitlichen Auflösung. Darüber hinaus können im Gegensatz zu Zweiphasen-PIV mit FLDA auch in optisch dichten Bereichen eines Sprays noch genaue Messdaten ermittelt werden. Ein großer Vorteil des FLDA ist auch seine einfache Integrierbarkeit in ein konventionelles PDA-System. Damit kann neben den Geschwindigkeiten von Tropfen- und Luftströmung auch die Größenverteilung der Kraftstofftropfen bestimmt werden. Der zeitliche Aufwand für Messungen mit dem PDA/FLDA-System übersteigt allerdings speziell in instationär periodischen Anwendungen den für Zweiphasen-PIV-Messungen benötigten Zeitaufwand um ein Vielfaches.

Beide in dieser Arbeit entwickelten Messtechniken wurden in umfangreichen Untersuchungen zur Optimierung des Kaltstartverhaltens eines Ottomotors mit äußerer Gemischbildung angewendet. Ziel dieser Studie, die mit Unterstützung der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV) gemeinsam mit dem Institut für Kolbenmaschinen

(IfKM) der Universität Karlsruhe durchgeführt wurde, war die Analyse der vollständigen Wirkungskette (Gemischbildung - Verbrennung - Emissionen) der Abgasentstehung im kalten Motorbetrieb. Die Messungen zur Kraftstoffausbreitung wurden vorwiegend an einem optisch gut zugänglichen Modell und an einem geschleppt betriebenen Vollmotor durchgeführt. Verbrennung und Emissionen wurden am IfKM an einem baugleichen Motor im gefeuerten Betrieb analysiert. Dabei konnte festgestellt werden, dass die Interaktion des Kraftstoffstrahls mit der Luftströmung im Ansaugkanal von entscheidender Bedeutung für Verbrennung und Emissionen ist. Saugsynchrone Einspritzung hat bei der vorliegenden Einlasskanalgeometrie eine Ablenkung des Kraftstoffstrahls in Richtung der oberen Einlasskanalwand zur Folge. Diese wiederum beeinflusst die Homogenität der Gemischverteilung im Brennraum negativ. Das Resultat ist eine deutliche Zunahme der HC-Emissionen. Allgemein kann bei kaltem Motorbetrieb ein niedriges Rohemissionsniveau nur durch eine optimale Anpassung der Sprühstrahleigenschaften an die geometrischen Gegebenheiten des Ansaugtrakts und an die zum Einspritzzeitpunkt herrschenden Strömungsbedingungen erreicht werden.

Im Kaltstart besteht somit auch für Ottomotoren mit äußerer Gemischbildung noch ein erhebliches Entwicklungspotenzial. Eine Verbesserung des Wirkungsgrads kann allerdings mit dem konventionellen Konzept der Saugrohreinspritzung kaum noch erreicht werden. Die Benzin-Direkteinspritzung (DI) dagegen besitzt ein vergleichsweise hohes Potenzial zur Verbrauchsreduzierung durch die Möglichkeit der Entdrosselung im Teillastbetrieb. Auch hier konnten die neu entwickelten Zweiphasen-PIV-Verfahren dazu beitragen, das physikalische Verständnis für die Gemischbildung zu verbessern. Erstmals konnte der komplexe Mechanismus der instationären Strahlausbreitung eines DI-typischen Hohlkegelsprays untersucht und erklärt werden. Der entscheidende Parameter ist hierbei der Umgebungsdruck im Brennraum, der je nach Einspritzzeitpunkt stark variieren kann. Deshalb wurden Experimente bei verschiedenen Umgebungsdrücken durchgeführt. Die Zweiphasen-PIV-Messungen zeigten, dass das Spray eine starke Luftströmung induziert. Dabei bilden sich innerhalb und außerhalb des Sprühkegels torusförmige Wirbelstrukturen aus. Das Verhältnis der beiden Wirbelstärken zueinander entscheidet schließlich, ob der Hohlkegel sich öffnet oder kollabiert. Die Relevanz dieses Phänomens für den realen Motorbetrieb wurde durch Messungen an einem Versuchsträger mit strahlgeführtem Brennverfahren untersucht. Dabei konnte ein direkter Einfluss der Sprühstrahlausbreitung auf die Zündgrenzen des Motors festgestellt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte somit gezeigt werden, dass der Einsatz der beiden angepassten Messverfahren Zweiphasen-PIV und FLDA/PDA einen entscheidenden Beitrag zur Verbesserung des physikalischen Verständnisses von technischen Zweiphasenströmungen leisten kann. Die experimentellen Ergebnisse können darüber hinaus der numerischen Simulation eine fundierte Datenbasis zur Verfügung stellen, um bestehende und zukünftige Rechenverfahren zu verifizieren.



## Literaturverzeichnis

- Abbiss, J.B. (1976): *Theoretical aspects of photon correlation methods in Doppler-Difference Anemometry*. AGARD-CP-193, Paper 11, S. 30–65.
- Adamczyk, A.A. und Rimai, L. (1988): *2-Dimensional particle tracking velocimetry (PTV): Technique and image processing algorithms*. Exp. in Fluids, Vol. 6, S. 373–380.
- Adrian, R.J. (1984): *Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: Speckle velocimetry vs particle image velocimetry*. Applied Optics, Vol. 23, 11, S. 1690–1691.
- Adrian, R.J. (1991): *Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics*. Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 23, S. 261–304.
- Adrian, R.J. (1997): *Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry*. Meas. Sci. Technol., Vol. 8, 12, S. 1393–1398.
- Aigner, M. (1986): *Charakterisierung der bestimmenden Einflußgrößen bei der luft-gestützten Zerstäubung: Physikalische Grundlagen und meßtechnische Erfassung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Antonov, V. S. und Hohla, K. L. (1983): *Dye stability under excimer-laser pumping II: Visible and UV dyes*. Applied Physics B, Vol. 32, S. 9–14.
- Attar, A.A. und Karim, G.A. (1998): *An analytical approach for the optimization of a SI engine performance including the consideration of knock*. SAE Tech. Paper, Nr. 981463.
- Bachalo, W.D. und Houser, M.J. (1984): *Phase / Doppler Spray Analyzer for Simultaneous Measurements of Drop Size and Velocity Distributions*. Optical Engineering, Vol. 23, S. 583–590.
- Bachalo, W.D. und Sankar, S.V. (1994): *Factors affecting the Measurement Resolution and accuracy of the Phase-Doppler Particle Analyzer*. 2nd Int. Conf. on Fluid Dynamics Meas. and Its Appl., Beijing, China.
- Basset, A.B. (1888): *Treatise on Hydrodynamics*. Deighton, Bell and Co., London.
- Bockhorn, H.A. (1994): *Short Introduction to the Problems - Structure of the Following Parts, Soot Formation in Combustion - Mechanisms and Models*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Boillot, A. und Prasad, A.K. (1996): *Optimization procedure for pulse separation in cross-correlation PIV*. Exp. in Fluids, Vol. 21, S. 87–93.
- Brandsen, B.H. und Joachain, C.J. (1983): *Physics of Atoms and Molecules*. Longman Scientific and Technical, New York.

- Brücker, Ch. (1997): *3D Scanning PIV applied to an air flow in a motored engine using digital high-speed video*. Meas. Sci. Technol., Vol. 8, 12, S. 1480–1492.
- Bröder, D., Sommerfeld, M. und Tisler, S. (1998): *Analysis of the hydrodynamics in a bubble column by Phase Doppler Anemometry*. 3rd Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF '98, Lyon, France.
- Brenn, G., Domnick, J., Durst, F., Tropea, C. und Xu, T.H. (1994): *Investigation of polydisperse spray interaction using an Extended Phase Doppler Anemometer*. 7th Int. Symp. on Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon, Portugal.
- Broyer, M. und Chevaleyre, J. (1984): *CVL-pumped dye laser for spectroscopic application*. Applied Physics B, Vol. 35, S. 31–36.
- Burger, M., Klose, G., Rottenkolber, G., Schmehl, R., Giebert, D., Schäfer, O., Koch, R. und Wittig, S. (2001): *A combined Eulerian and Lagrangian method for prediction of evaporating sprays*. ASME Design Eng. Techn. Conf. 2001GT-0047, New Orleans.
- Cheng, W.K., Hamrin, D., Heywood, J.B., Hochgreb, S., Min, K. und Norris, M. (1993): *An Overview of Hydrocarbon Emissions Mechanisms in Spark-Ignition Engines*. SAE Tech. Paper, Nr. 932708.
- Chigier, N. und Reitz, R.D. (1996): *Regimes of Jet Breakup and Breakup Mechanisms*. Progress in astronautics and aeronautics, Vol. 166, S. 119–137.
- Cole, R.L., Poola, R.B. und Sekar, R. (1998): *Exhaust emissions of a vehicle with a gasoline direct-injection engine*. SAE Tech. Paper, Nr. 982605.
- Collicott, S.H. (1993): *Transition from particle image velocimetry to laser speckle velocimetry with increasing density*. 6th Int. Symp. on Laser Tech. and Appl. in Fluid Mech., Lisbon.
- Coupland, J.M. und Halliwell, N.A. (1988): *Particle image velocimetry: Rapid transparency analysis using optical processing*. Applied Optics, Vol. 27, 10, S. 1919–1921.
- Dias, I. und Riethmüller, M.L. (1998): *Visualization of the forming bubble and PIV measurement of surrounding liquid using fluorescent particles*. 8th Int. Symp. on Flow Visualization.
- Domnik, J., Raimann, J. und Wolf, G. (1996): *Application of extended Phase-Doppler Anemometry in liquid-gas atomization*. 8th Int. Symp. on App. of Laser Techn. to Fluid Mech., Lisbon.
- Dudderar, T.D. und Simpkins, P.G. (1977): *Laser speckle photography in a fluid medium*. Nature, Vol. 270(5632), S. 45–47.
- Durst, F. (1980): *On the fringe model and its employment in Laser Doppler Anemometry*. Sonderforschungsbereich 80 "Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen", Universität Karlsruhe.

- Durst, F., Melling, A. und Whitelaw, J.H. (1987): *Theorie und Praxis der Laser Doppler Anemometrie*. Verlag G.Braun, Karlsruhe.
- Durst, F. und Zare', M. (1975): *Laser Doppler Measurements in Two Phase Flows*. Proc. of the LDA Symp. Copenhagen.
- Eckbreth, A.C. (1988): *Laser diagnostics for combustion and species*. Abacuss Press, Cambridge.
- Einstein, A. (1905): Ann. Physics, 17, 132.
- Elsäßer, A. (1998): *Kraftstoffausbreitung in Verbrennungskraftmaschinen: Grundlagen der Strömung schubspannungsgetriebener Wandfilme*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Elsäßer, A., Samenfink, W., Hallmann, M. und S., Wittig (1994): *Mixing Phenomena of Fuel Sprays in Intake Manifolds*. Proc. 6th Int. Conf. on Liquid Atom. and Spray Syst. (ICLASS 94), Rouen.
- Endres, H., Wurms, R. und Neußer, H.J. (1991): *Verbrauchs- und Emissionsminderung bei Mehrventil-Ottomotoren durch Anwendung von Drall und Tumble*. 3. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentchnik, S. 315–342.
- Eriksen, S., Wittig, S. und Dullenkopf, K. (1984): *The Application of LDA and LDF Anemometry to the Study of Boundary Layer Properties under Gas Turbine Conditions*. 2nd Int. Symp. on Appl. of Laser Anemometry to Fluid Mech.
- Fan, L., Parrish, S.E., Han, Z., Farrell, P.V. und Reitz, R.D. (1997): *Comparison of Computed Spray in a DISI Engine with Planar Images*. SAE Tech. Paper, Nr. 972883.
- Fortnagel, M., Heil, B., Giese, J., Mürwald, M., Weining, H.K. und Lückert, P. (2000): *Technischer Fortschritt durch Evolution - Neue Vierzylinder-Ottomotoren von Mercedes-Benz auf Basis des erfolgreichen M111: Teil 1*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift, Vol. 7/8, S. 458–464.
- Fraidl, G.K., Piock, W.F. und Wirth, M. (1996): *Gasoline Direct Injection, Actual Trends and Future Strategies for Injection and Combustion Systems*. SAE Tech. Paper, Nr. 960465.
- Fujiwara, A., Tokuhira, A., Hishida, K. und Maeda, M. (1998): *Investigation of oscillatory bubble motion using a dual shadow technique and its surrounding flow field by LIF-PIV*. Proc. 3rd Int. Conf. Multiphase Flow.
- Goodman, J.W. (1975): *Laser Speckle and related phenomena*. J.C. Dainty, Springer, Berlin.
- Grant, I. (1997): *Particle image velocimetry: a review*. Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 211 part C, S. 55–75.

- Grigo, M., Schwaderlapp, M. und Wolters, P. (1997): *Luftgeführtes Gemischbildungsverfahren für einen direkteinspritzenden Ottomotor*. 18. Internationales Wiener Motoren-symposium, Technische Universität Wien.
- Grosjean, N., Graftieaux, L., Michard, M., Hubner, W. und Tropea, C. (1997): *Combining LDA and PIV for turbulence measurements in unsteady swirling flows*. Meas. Sci. Techn., Vol. 8, 12, S. 1523–1532.
- Gui, L. und Merzkirch, W. (1997): *A fast mask technique for the phase-separated evaluation of two phase PIV recording*. 7th Int. Conf. on Laser Anem. Adv. and Appl., Karlsruhe, S. 447–454.
- Hallmann, M. (1994): *Numerische Beschreibung der Gemischbildung in Verbrennungskraftmaschinen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Hammond, P.R. (1979): *Laser dye DCM, its spectral properties, synthesis and comparison with other dyes in the red*. Optics Communications, Vol. 29, 3, S. 331–333.
- Hardalupas, Y. und Taylor, A.M.K.P (1988): *The identification of LDA seeding particles by the phase-Doppler technique*. Exp. in Fluids, Vol. 6, S. 137–140.
- Hargrave, G.K., Wigley, G., Allen, J. und Bacon, A. (2000): *Optical Diagnostics and Direct-Injection of Liquid Fuel Sprays*. Journal of Visualization, Vol. 2, 3/4, S. 293–300.
- Hassan, Y.A. und Blanchat, T.K. (1991): *Full-field bubbly flow velocity measurements by digital image pulsed laser velocimetry*. Exp. in Fluids, Vol. 11, S. 293–301.
- Hassan, Y.A., Blanchat, T.K., Seeley Jr, C.H. und Canaan, R.E. (1992): *Simultaneous velocity measurements of both components of a two-phase flow using particle image velocimetry*. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, 3, S. 371–395.
- Hecht, E. (1987): *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company Inc., 2nd ed.
- Hehle, M. (2000): *Stereoskopische PIV Messungen der Zweiphasenströmung im Kaltstart von Ottomotoren*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Heywood, J.B. (1988): *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, New York.
- Hilgers, S., Merzkirch, W. und Wagner, T. (1995): *PIV measurements in multi-phase flows using CCD- and photo-camera*. ASME FED-Vol. 209, S. 151–154.
- Himmelsbach, J. (1992): *Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen welligen Flüssigkeitsfilmen in turbulenter Heißluftströmung - Messtechnische Erfassung und numerische Beschreibung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).

- Hinsch, K.D. (1993): *Particle Image Velocimetry (PIV)*. Speckle Metrology (R.S. Sirohi), Marcel Dekker Inc., New York, S.234-324.
- Hinze, J.O. (1975): *Turbulence*. McGraw-Hill, London.
- Hiroyasu, H., Arai, M. und Shimizu, M. (1991): *Break-Up Length of a Liquid Jet and Internal Flow in a Nozzle*. Proc. ICLASS-91, Paper 26, S. 275–282.
- Hjermfelt, A.T. und Mockros, L.F. (1965): *Motion of discrete particles in a turbulent fluid*. Appl. Sci. Res., Vol. 16, 149-161, S. 371–395.
- Hsiang, L.P. und Faeth, G.M. (1992): *Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup*. Int. J. of Multiphase Flow, 18, 5, S. 635–652.
- Hu, Z. und Ladommatos, N. (1995): *In-Cylinder Catalysts - A Novel Approach to Reduce HC-Emissions from SI-Engines*. SAE Tech. Paper, Nr. 952419.
- Jacobsen, M.L. und Buchhave, P. (1990): *PIV Processing: Parallel processing with optical correlators*. 5th Int. Symp. on Laser Tech. and Appl. in Fluid Mech., Lisbon.
- Jacobsen, M.L., Easson, W.J., Greated, C.A. und Glass (1996): *Particle Image Velocimetry: Simultaneous two-phase measurements*. Meas. Sci. Technol., Vol. 7, S. 1267–1280.
- Karl, G., Kemmler, R., Bezner, M. und Zahn, M. (1997): *Analyse eines DI-Ottomotors mit düsennaher Kerzenposition*. Direkteinspritzung im Ottomotor, Haus der Technik, Essen.
- Keane, R.D. und Adrian, R.J. (1990): *Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems*. Meas. Sci. Technol., Vol. 1, S. 1202–1215.
- Keane, R.D. und Adrian, R.J. (1991): *Optimization of particle image velocimeters. Part II: Multiple pulsed systems*. Meas. Sci. Technol., Vol. 2, S. 963–974.
- Keane, R.D. und Adrian, R.J. (1992): *Theory of cross-correlation analysis of PIV images*. Applied Scientific Research, Vol. 49, S. 191–215.
- Kech, J., Reissing, J., Gindele, J. und Spicher, U. (1999): *Analysis of Flow Field and Combustion Process in a Direct Injection Gasoline Engine*. Internal Combustion Engines, Experiment and Modeling (ICE), Capri.
- Kellerer, H. (1998): *Bildung und Wachstum von Rußpartikeln bei hohen Drücken: Untersuchungen im Stoßwellenrohr*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Kendelbacher, C. (1994): *Verringerung der Schadstoffemissionen im Warmlauf durch Verbesserung der Gemischbildung bei Ottomotoren*. Fortschritt-Berichte VDI Fahrzeugtechnik, Vol. 12, 213, VDI-Verlag, Düsseldorf-Wien, S. 139–178.



- Kiger, K.T. (1998): *Scanning PIV technique to resolve dispersed two-phase flow*. Proc. 3rd Int. Conf. Multiphase Flow.
- Kiger, K. und Pan, C. (1999): *Two-phase PIV for dilute solid/liquid flow*. 3rd Int. Workshop on PIV'99, Santa Barbara, USA, 1999.
- Kim, S. (1976): *Experimentelle Untersuchung zur Gas-Flüssigkeitsfilm-Grenzflächenströmung mit mäßig positivem Druckgradient*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Klausmann, W.E. (1989): *Untersuchungen zur turbulenten Tropfenbewegung und Verdampfung unter brennkammertypischen Strömungsbedingungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Kölmel, A. (2000): *Analysemethoden zur Charakterisierung der ottomotorischen Gemischbildung, Verbrennung und Schadstoffemissionen*. Dissertation, Institut für Kolbenmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Kölmel, A., Spicher, U., Düsterwald, R. und Wytrykus, F.M. (1998): *Analysis of Mixture Conditions close to Spark Plug Location using a Time Resolved Gas Sampling Valve*. SAE Tech. Paper, Nr. 982473.
- Klose, G., Schmehl, R., Meier, R., Maier, G., Koch, R., Wittig, S., Hettel, M., Leuckel, W. und Zarzalis, N. (2000): *Evaluation of Advanced Two-Phase Flow and Combustion Models for Predicting Low Emission Combustors*. 45th ASME Gas Turbine and Aeroengine Congress, Munich.
- Kneer, R. (1993): *Grundlegende Untersuchungen zur Sprühstrahlausbreitung in hochbelasteten Brennräumen: Tropfenverdunstung und Sprühstrahlcharakterisierung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Kollmann, K., Niefer, H. und Panten, D. (1998): *Perspektiven zur Zukunft der Verbrennungsmotoren: Wohin die Weiterentwicklung der Ottomotoren führt*. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, S. 139–178.
- Lefebvre, A.H. (1992): *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation / Taylor & Francis.
- Levine, I.N. (1975): *Molecular Spectroscopy*. John Wiley and Sons, New York.
- Levy, Y. (1986): *LDA Technique of Measurements in Freeboards of Fluidized Beds*. AIChE Journal, Vol. 32, 9.
- Li, J., Matthews, R.D., Stanglmaier, R.H., Roberts, C.E. und Anderson, R.W. (1999): *Further Experiments on In-cylinder Wall Wetting in Direct Injected Gasoline Engines, Transient and Fuel Dependent Effects*. SAE Tech. Paper, Nr. 1999-01-3661.

- Liedtke, O. (1998): *Visualisierung der Gemischbildung im Ottomotor*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- List, H., Schäfer, F., Pischinger, A. und van Basshuysen (1993): *Die Verbrennungskraftmaschine Band 7: Schadstoffreduzierung und Kraftstoffverbrauch von PKW-Verbrennungsmotoren*. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg.
- Liu, Z.C. und Adrian, R.J. (1993): *Simultaneous imaging of the velocity fields of two phases*. Part. Two Phase Flow, M.C. Roco ed., Butterworth-Heinemann, Stoneham.
- Lourenco, L.M. und Krothapalli, A. (1988): *Particle image displacement velocimetry measurements of a three-dimensional jet*. Physics of Fluids, Vol. 31, S. 1835–1837.
- Lourenco, L.M. und Krothapalli, A. (1995): *On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV*. Exp. in Fluids, Vol. 18, S. 421–428.
- Maeda, M., Hishida, K., Sekine, M. und Watanabe, N. (1986): *Measurement of spray jet using LDV system with size discrimination*. 3rd Int. Symp. App. LDA, Lisbon, S. 375–386.
- Maier, G. (2000): *Gemischaufbereitung bei der mageren Vormischverbrennung in Gasturbinen: Entwicklungspotential und Grenzen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Maier, G., Wittig, S. und Mantz, P.W. (1998): *Influence of Air Assisted Fuel Injection on the Mixing Preparation within the Intake Ports of SI-Engines*. SAE Tech. Paper, Nr. 982623.
- Mandel, L. (1976): *The case for and against semiclassical theory*. Progress in Optics, Vol. 13, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-Oxford.
- McCarthy, M.J. und Malloy, N.A. (1974): *Review of Stability of Liquid Jets and the Influence of Nozzle Design*. The Chem. Engineering J., Vol. 7.
- McCluskey, D.R., Jorgensen, F.E. und Gjelstrup, P. (1996): *PIV, LDA, and CTA: Common features and differences*. 8th Int. Symp. on App. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon.
- Meier, R., Merkle, K., Maier, G., Zarzalis, N., Leukel, W. und Wittig, S. (1999): *Development of an Improved Prefilming Airblast Atomizer for Gas Turbine Application*. 5th Ann. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems ICLASS99, Toulouse.
- Meier, R., Rottenkolber, G., Schäfer, O., Wittig, S., Wachter, S., DalDon, B. und Kalt, H. (2001): *Droplet/Air Interaction: A combined PDA and LDV Analysis using Fluorescent Seeding Particles*. Genehmigt zur Publikation in: Atomization and Sprays.
- Melling, A. (1997): *Tracer particles and seeding for particle image velocimetry*. Meas. Sci. Technol., Vol. 8, S. 1406–1416.

- Meynart, R. (1983): *Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry*. Applied Optics, Vol. 22, S. 535.
- Mundo, C., Sommerfeld, M. und Tropea, C. (1995): *Droplet-Wall Collisions: Experimental Studies of the Deformation and Breakup Process*. Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 21, 2, S. 151–173.
- Muste, M., Parthasarathy, R.N. und Patel, V.C. (1996): *Discriminator laser doppler velocimetry for measurement of liquid and particle velocities in sediment-laden flows*. Exp. in Fluids, Vol. 22, S. 45–56.
- Naqwi, A., Durst, F. und Liu, X.Z. (1991): *Extended Phase Doppler system for characterization of multiphase flows*. Part. Part. Syst. Charact. 8, S. 16–22.
- Neußer, H.-J., Spiegel, L. und Ganser, J. (1995): *Particle tracking velocimetry - a powerful tool to shape the in-cylinder flow of modern multi-valve engine concepts*. SAE Tech. Paper, Nr. 950102.
- Noll, B.E. (1992): *Möglichkeiten und Grenzen der numerischen Beschreibung von Strömungen in hochbelasteten Brennräumen*. Habilitationsschrift, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Oakley, T.R., Loth, E. und Adrian, R.J. (1995): *Cinematic Two Phase PIV for bubbly flows*. ASME FED-Vol. 209, S. 123–131.
- Ohnesorge, W. (1936): *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, S. 355–358.
- O'Rourke, P.J. und Amsden, A.A. (1987): *The TAB method for Numerical Calculations of Spray Droplet Breakup*. SAE Tech. Paper, Nr. 872089.
- Pilch, M. und Erdman, C.A. (1987): *Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop*. Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 13, 6, S. 741–757.
- Prasad, A.K. und Adrian, R.J. (1993): *Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows*. Exp. in Fluids, Vol. 15, S. 49–60.
- Prasad, A.K., Adrian, R.J., Landreth, C. C. und Offutt, P.W. (1992): *Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation*. Exp. in Fluids, Vol. 13, S. 105–116.
- Prommersberger, K., Maier, G. und Wittig, S. (1999): *Validation and Application of a Droplet Evaporation Model for Real Aviation Fuels*. RTO AVT Symposium, Lisbon, RTO MP-14, S. 16.1–16.13.
- Qiu, H.H., Sommerfeld, M. und Durst, F. (1991): *High-resolution data processing for phase-doppler measurements in a complex two-phase flow*. Meas. Sci. Technol., Vol. 2, S. 455–463.

- Raffel, M., E., Willert und Kompenhans, J. (1998): *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg.
- Ranz, W.E. (1956): *On Sprays and Spraying*. Pennsylvania State Univ., Bulletin 65.
- Raposo, J., Rottenkolber, G., Gindele, J., Hentschel, W., Dullenkopf, K., Merzkirch, W., Wittig, S. und Spicher, U. (1999): *Phase separation technique for simultaneous two-phase flow measurements using PIV*. Proc. of the EALA'99, Rom.
- Reitz, R.D. und Bracco, F.V. (1986): *Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets*. The Encycl. of Fluid Mech., Vol. 3, S. 233–249.
- Ren, W.M. und Nally, J.F. (1998): *Computations of hollow-cone sprays from a pressure-swirl injector*. SAE Tech. Paper, Nr. 982610.
- Richter, B. (1998): *PIV-Untersuchungen der Zweiphasenströmung im Ansaugkanal eines Ottomotors*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Roberds, D.W. (1978): *Particle sizing using laser interferometry*. Appl. Optics, Vol. 16, S. 1861–1865.
- Roßkamp, H., Elsäßer, F., Samenfink, W., Meisl, J., Willmann, M und Wittig, S. (1998): *An Enhanced Model for Predicting the Heat Transfer to Wavy Shear-driven Liquid Wall Films in Hot Turbulent Air Flow*. 3rd Int. Conf. on Multiphase Flow, Lyon.
- Rottenkolber, G. Kölmel, A., Dullenkopf, K., Wittig, S., Feng, B. und Spicher, U. (1999a): *Influence of Mixture Preparation on Combustion and Emissions Inside an SI Engine by Means of Visualization, PIV and IR Thermography During Cold Operating Conditions*. SAE Tech. Paper, Nr. 1999-01-3644, Toronto.
- Rottenkolber, G., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998a): *Two phase PIV-measurements inside the intake port of an IC-engine*. Proc. of the VSJ-SPIE Symp. on Flow Vis. and Comb., Yokohama.
- Rottenkolber, G., Gindele, J., Raposo, J., Dullenkopf, K., Hentschel, W., Wittig, S., Spicher, U. und Merzkirch, W. (1999b): *Spray analysis of a gasoline direct injector by means of simultaneous two phase PIV*. Proc. of the 3rd Int. Workshop on PIV, Santa Barbara.
- Rottenkolber, G., Liedtke, O., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998b): *Visualisierung der Gemischbildung im Ottomotor*. Proc. SPRAY98, Essen.
- Rottenkolber, G., Meier, R., Schäfer, O., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2001): *Combined "fluorescence" LDV (FLDV) and PDA technique for non-ambiguous two phase measurements inside the spray of a SI-engine*. Eingereicht zur Publikation in: Part. Part. Syst. Char.

- Rottenkolber, G., Meier, R., Schäfer, O., Wachter, S., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2000): *Combined PDA and LDV measurements: Phase discrimination inside a spray using fluorescent seeding particles*. 10th Int. Symp. on App. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon.
- Rottenkolber, G., Meier, R., Schäfer, O., Wachter, S., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2002): *Phase discrimination inside a spray: LDV measurements using fluorescent seeding particles (FLDV)*. Genehmigt zur Publikation in: *Laser techniques applied to fluid mechanics*, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg.
- Röthele, S. und Witt, W. (1992): *Standards in Laser Diffraction*. 5th Europ. Symp. Prat. Char., Nürnberg, S. 625–654.
- Ruck, B. (1990): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT-Fachverlag, Stuttgart.
- Rudd, M.J. (1969): *A new theoretical model for the laser Dopplermeter*. J. Physics E: Sci. Instrum. 2, 55.
- Samenfink, W. (1997): *Grundlegende Untersuchungen zur Tropfeninteraktion mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Samenfink, W., Elsäßer, F., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1998): *Droplet Interaction with shear-driven liquid films: Analysis of the Secondary Droplet Characteristics*. ILASS-EUROPE 98, Manchester.
- Samenfink, W., Elsäßer, F., Ebner, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1997): *Experimentelle Charakterisierung saugrohrtypischer Wandfilme*. Tagungsband Motorische Verbrennung - aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze, Haus der Technik, Essen.
- Samenfink, W., Hallmann, M., Elsäßer, F. und Wittig, S. (1994): *Secondary Break-Up of Liquid Droplets: Experimental Investigation for a Numerical Description*. 6th Int. Conf. on Liquid Atom. and Spray Sys., Berghell House, S. 156.
- Sankar, S.V. und Bachalo, W.D. (1991): *Response Characteristics of the Phase Doppler Particle Analyser for sizing spherical particles larger than the light wavelength*. Applied Optics, Vol. 30, 12, S. 1487–1496.
- Sattelmayer, T.F. (1985): *Zum Einfluß der ausgebildeten turbulenten Luft-Flüssigkeitsfilm-Strömung auf den Filmzerfall und die Tropfenbildung am Austritt von Spalten geringer Höhe*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (T.H.).
- Scarano, F. und Riethmüller, M.L. (1999): *Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset*. Exp. in Fluids, Vol. 26, 6, S. 513–523.

- Schadel, S.A. und Hanratty, T.J. (1989): *Interpretation of Atomization Rates of the Liquid Film in Gas-Liquid Annular Flow*. Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 15, 6, S. 893 – 900.
- Schmehl, R., Roskamp, H. und Willmann, M. and Wittig, S. (1999): *CFD Analysis of Spray Propagation and Evaporation Including Wall Film Formation and Spray/Film Interactions*. Special ILASS issue of the International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, 5.
- Schünemann, E., Münch, K.U. und Leipertz, A. (1997): *Interaction of airflow and injected fuel spray inside the intake port of a six cylinder four valve SI engine*. SAE Tech. Paper, Nr. 972984, S. 153–160.
- Schürz, W. und Ellmer, D. (1998): *Anforderungen an das Motormanagementsystem bei Anwendung von NO<sub>x</sub>-Speicherkatalysatoren*. 7. Aachener Kolloquium Motoren- und Fahrzeugtechnik, S. 1041 – 1058.
- Shayler, P.J., Isaacs, M.R. und Ma, T.H. (1992): *The variation of in-cylinder mixture ratios during engine cranking at low ambient temperatures*. Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol. 206, S. 55–62.
- Shin, L.K., Cheng, W.K. und Heywood, J.B. (1994): *Liquid Gasoline Behaviour in the Engine Cylinder of a SI Engine*. SAE Tech. Paper, Nr. 941872.
- Shung, N.W. und Jun, S.P. (1997): *The effect of combustion chamber geometry in an SI engine*. SAE Tech. Paper, Nr. 972996.
- Sommerfeld, M. und Bröder, D. (1999): *Optische Charakterisierung von Grenzflächeninstabilitäten in leitenden Flüssigkeiten*. 7. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmechanik, Shaker Verlag, Aachen, S. 35.1–35.6.
- Spicher, U., Kölmel, A., Kubach, H. und Töpfer, G. (2000a): *Combustion in Spark Ignition Engines with Direct Injection*. SAE Tech. Paper, Nr. 2000-01-0649.
- Spicher, U. und Sterlepper, J. (1993): *Flame Propagation into Top Land Crevice and Hydrocarbon Emissions from a SI-Engine - A Study by Optical Fiber Diagnostics*. 4th International Conference on Vehicle and Traffic Systems Technology, Straßburg.
- Spicher, U., Velji, A., Klütting, M., Huynh, h.N., Knoche, K.F. und Pischinger, F. (1985): *Vorzeitiges Erlöschen der Flamme und Kohlenwasserstoffemission bei ottomotorischer Verbrennung*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift 46, Nr. 12.
- Spicher, U., Wittig, S., Dullenkopf, K., Feng, B., Kölmel, A. und Rottenkolber, G. (2000b): *Ottomotorischer Kaltstart und Warmlaufverhalten*. Workshop, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V., Heft R 505.
- Sridhar, G., Ran, B. und Katz, J. (1991): *Implementation of particle image velocimetry to multi-phase flow*. Cavitation and Multiphase Flow Forum, FED-Vol. 109, S. 205–210.

- Stengele, J., Willmann, M. und Wittig, S. (1997): *Experimental and Theoretical Study of Droplet Vaporization in a High Pressure Environment*. ASME-97-GT-151, Orlando, Florida.
- Stocker, H., Archer, M., Houston, R., Alsobrooks, D. und Kilgore, D. (1998): *Die Anwendung der luftunterstützten Direkteinspritzung für 4-Takt PKW-Motoren - der Gesamtsystemansatz*. 7. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, S. 711–731.
- Towers, D.P., Towers, C.E., Buckberry, C.H. und Reeves, M. (1998a): *A colour PIV system employing fluorescent particles for two-phase flow measurements*. Meas. Sci. Technol., Vol. 10, S. 824–830.
- Towers, D.P., Towers, C.E., Buckberry, C.H. und Reeves, M. (1998b): *Directionally resolved two-phase flow measurements with fluorescent particles and colour recording*. 9th Int. Symp. on App. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon.
- Töpfer, G., Reissing, J. und Spicher, U. (2000): *Optical Investigation of Knocking Location on S.I.-Engines with Direct Injection*. SAE Tech. Paper, Nr. 2000-01-0252.
- Tropea, C., Xu, T.H., Onofri, F., Grehan, G., Haugen, P. und Stieglmeier, M. (1996): *Dual-Mode Phase-Doppler Anemometer*. Part. Sci. and Techn., Vol. 13, 2, S. 165–170.
- Van de Hulst, H.C. (1981): *Light scattering by small particles*. Dover, New York.
- Walzel, P. (1990): *Zerstäuben von Flüssigkeiten*. Chemie-Ingenieur-Technik, 62, S. 983–994.
- Warnatz, J. und Maas, U. (1992): *Technische Verbrennung*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Weimar, H.J., Töpfer, G. und Spicher, U. (1998): *Optische Untersuchungen im Fahrbetrieb am Mitsubishi GDI Motor*. Direkteinspritzung im Ottomotor, Internationaler Erfahrungsaustausch zwischen Forschungsinstituten und der Motorenindustrie, Expert Verlag, Renningen-Malmsheim.
- Wensing, M., Münch, K.U. und Leipertz, A. (1997): *Characteristics and Application of Gasoline Injectors to SI-Engines by Means of Measured Liquid Fuel Distributions*. SAE Tech. Paper, Nr. 972947.
- Wernet, M.P. (1993): *Fuzzy logic particle tracking velocimetry*. Proc. SPIE, Vol. 2005, S. 701–708.
- Westerweel, J. (1997): *Fundamentals of digital particle image velocimetry*. Meas. Sci. Technol., Vol. 8, 12, S. 1379–1392.
- Westerweel, J., Delnoij, T. und Ytsma, M. (1996): *Measurement of two-phase flow using ensemble-correlation PIV*. 49th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics, APS Syracuse, NY.

- Whybrew, A., Reeves, M., Slagle, R., Boaler, J., Baughan, A., Nicholls, T., Towers, D., Tavender, B. und Buckberry, C. (1999): *Two techniques for all-digital time-resolved PIV*. Proc. of 3rd Int. Workshop on PIV'99, Santa Barbara, S. 403–409.
- Wiedemann, J. (1984): *Laser Doppler Anemometrie*. Springer Verlag, Berlin.
- Willert, C.E. und Gharib, M. (1993): *Digital particle image velocimetry*. Exp. in Fluids, Vol. 10, S. 181–193.
- Willmann, M., Kneer, R., Eigenmann, L., Wittig, S. und Hirleman, E.D. (1994): *Experimental investigations on the effect of trajectory dependend scattering on Phase Doppler Particle Sizing with a standard instrument*. 8th Int. Symp. on App. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon.
- Wirth, M., Piock, W.F., Fraidl, G.K., Schoeggl, P. und Winkelhofer, E. (1998): *Gasoline DI Engines: The Complete System Approach by Interaction of Advanced Development Tools*. SAE Tech. Paper Nr. 9804492.
- Wittig, S., Dullenkopf, K., Rottenkolber, G., Spicher, U. und Kölmel, A. (1998): *Äußere Gemischbildung bei instationärem Motorbetrieb*. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentchnik, S. 329–347.
- Wittig, S., Dullenkopf, K., Schulz, A. und Hestermann, R. (1984): *Laser-Doppler Studies of the Wake-Effectuated Flow Field in a Turbine Cascade*. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 109, S. 170–176.
- Wittig, S., Feld, H.-J., Müller, A., Samenfink, W. und Tremmel, A. (1990): *Application of the Dispersion-Quotient-Method under Technical System Conditions*. Proc. 2nd Int. Cong. on Opt. Part. Size, Tempe, Arizona, S. 335–347.
- Wittig, S., Himmelsbach, J., Hallmann, M., Samenfink, W. und Elsäßer, A. (1994): *Gemischaufbereitung und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren, Teil 1: Experimentelle und numerische Grundlagenuntersuchungen*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift, 55, Nr. 3, S. 160–166.
- Wittig, S., Leuckel, W., Klausmann, W. und Krämer, M. (1988): *Einfluß der Zerstäubung und Luftführung auf die Gemischaufbereitung in Gasturbinen-Brennkammern*. Abschlußbericht zum FVV-Vorhaben Nr. 326.
- Wittig, S., Müller, H., Hallmann, M., Bellmann, H., Elsässer, A. und Samenfink, W. (1996): *Sprühstrahl- und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift, 57, Nr. 12.
- Yamauchi, T. und Wakisaka, T. (1996): *Computation of the Hollow-Cone Spray from a High-Pressure Swirl-Injector for a Gasoline Direct-Injection SI-Engine*. SAE Tech. Paper, Nr. 962016.



- Yamauchi, T., Wakisaka, T., Kaneko, T., Kaneko, M., Kato, S. und Hosaka, H. (1998): *Numerical Analysis of Stratified Mixture Formation in Direct-Injection Gasoline Engines*. Direkteinspritzung im Ottomotor, U. Spicher (Hrsg.), Expert Verlag, Renningen-Malsheim.
- Yan, X., First, M.W. und Rudnick, S.N. (1991): *Characteristics of Laskin Nozzle Generated Aerosols*. Proc. 21st Nuclear Air Cleaning Conf., M.W. First, Ed., N.T.I.S., Springfield, S. 116.
- Young, M. (1997): *Optik, Laser, Wellen*. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg.
- Zhao, F.-Q., Lai, C.-M. und Harrington, D. L. (1995a): *The spray characteristics of automotive port fuel injection - a critical review*. SAE Tech. Paper, Nr. 950506.
- Zhao, F.-Q., Yoo, J.-H. und Lai, M.-C. (1995b): *The spray characteristics of dual-stream port fuel injector for applications to 4-valve gasoline engine*. SAE Tech. Paper, Nr. 952487.

## Lebenslauf

Name	Gregor Rottenkolber
Geburtsdatum	01. Februar 1970
Geburtsort	Kempton
Familienstand	verheiratet
1976 – 1980	Besuch der Grund- und Hauptschule in Dietmannsried
1980 – 1989	Besuch des Allgäu Gymnasiums in Kempton
1998 – 1990	Grundwehrdienst als Sanitätssoldat
1990 – 1996	Studium des Chemieingenieurwesens an der Universität Erlangen-Nürnberg
1993	Vordiplomprüfung
1994 – 1996	Hilfsassistent am Lehrstuhl für Technische Thermodynamik
1996	Diplomprüfung mit den Hauptfächern "Strömungsmechanik", "Technische Thermodynamik", "Reaktionstechnik", "Thermische Trennverfahren", "Mechanische Verfahrenstechnik", "Umweltverfahrenstechnik" und "Anlagentechnik und Chemiemaschinenbau"
seit 01.01.1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (T.H.)