

# Entwicklung optischer Messverfahren zur Analyse von Brennverfahren für PKW-Gasmotoren

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Technischen Wissenschaften

Angefertigt am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und  
Thermodynamik,  
TU Graz

Eingereicht von:  
Rainer Haslacher

Betreuung:  
Prof. Dr. Helmut Eichlseder



2011



# Vorwort

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der Technischen Universität Graz in Zusammenarbeit mit der BMW Forschung und Technik GmbH sowie innerhalb des von der Europäischen Union im 7. Rahmenprogramm geförderten Projektes „InGAS – Integrated GAS Powertrain“.

An erster Stelle möchte ich mich beim Vorstand des Institutes, Herrn Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Eichseder für die Ermöglichung und die Betreuung dieser Arbeit sehr herzlich bedanken. Mein Dank gilt weiters Herrn Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Christian Beidl für die Betreuung und Zweitbegutachtung der Arbeit.

Ebenso sei allen Kolleginnen und Kollegen am Institut für die Hilfsbereitschaft und die gleichsam angenehmen wie lehrreichen Jahre während meiner Arbeit im Rahmen der Dissertation gedankt.

Ganz besonderer Dank gebührt meiner Familie für die mentale Unterstützung während der Erstellung der schriftlichen Dissertation.



# Eidesstattliche Erklärung

Ich, Rainer Haslacher, bestätige, dass es sich bei der hier vorgelegten Dissertation um eine Originalarbeit handelt, die von mir selbstständig angefertigt und abgefasst wurde.

Graz, am 30.01. 2011

Rainer Haslacher



# Kurzfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Entwicklung und Anwendung der zweidimensionalen laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) für qualitative und quantitative Einblase- und Gemischbildungsuntersuchungen bei äußerer und innerer Gemischbildung im Saugrohr und Brennraum eines Transparentmotors. Zusätzlich wird die LIF eingesetzt, um einerseits in Kombination mit der OH-Chemolumineszenz einen Zusammenhang zwischen der Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt und der Verbrennung herzustellen, und andererseits um die Flammenausbreitung zu analysieren.

Um neben einer qualitativen Beurteilung der Gemischbildung auch eine 2-dimensionale Quantifizierung der Luftverhältnisverteilung im Untersuchungsbereich zu ermöglichen, wurde ein Quantifizierungskonzept entwickelt, welches ebenfalls hier vorgestellt wird. Da gasförmige Kraftstoffe wie Wasserstoff und Erdgas selbst nur schwer zur Fluoreszenz angeregt werden können, wurde dem jeweiligen Brenngas eine Tracersubstanz (Trimethylamin) beigemischt.

Bei Trimethylamin (TMA) handelt es sich um einen weitgehend unbekanntem Tracer, weshalb zunächst eine Tracercharakterisierung (Druck, Temperatur, etc.) in einer Kalibrierkammer und im Motor vorgenommen wurde. Weiters erfolgten direkte Messungen zum Kraftstoff/Luft-Verhältnis mittels Raman-Spektroskopie, um anhand simultaner Tracer-LIF Messungen eine Validierung der Tracermethode zu ermöglichen.

Zusätzlich wurde eine Methode entwickelt, die über einen zur Ansaugluft zugemischtem Tracer (TMA) Aussagen über die Ausbreitung der Flammenfront ermöglicht, und dabei mit geringem Aufwand anwendbar ist. Mittels parallel durchgeführter Untersuchungen mit OH-LIF konnte dieses Verfahren auch so weit verifiziert werden, dass damit stichhaltige Aussagen möglich sind.

Die anschließende Analyse von Gemischbildung und Verbrennung umfasst die Variation zahlreicher Parameter, wie z.B. Einblasebeginn, Einblasedruck und Injektorkonfiguration bei Saugrohr- und Direkteinblasung. Abschließend konnte anhand der erhaltenen Ergebnisse eine Bewertung der Simulation durchgeführt werden.

Diese ersten vorliegenden Ergebnisse zeigen deutlich, dass noch erheblicher Forschungs- und Entwicklungsbedarf besteht, um insbesondere die Potenziale bei der Hochdruckeinblasung ausnutzen zu können. Es konnte allerdings bereits eine solide Datenbasis zur weiteren Optimierung des Gemischbildungs- und Verbrennungsprozess am Gasmotor bezüglich Wirkungsgrad, Emissionen und Treibstoffverbrauch sowohl bei Wasserstoff, Erdgas und auch Wasserstoff/Erdgas-Gemischen bereitgestellt werden.



# Abstract

This work deals with the development and application of 2-dimensional laser-induced fluorescence (LIF) for qualitative and quantitative injection and mixture formation studies with external and internal mixture formation in the intake manifold and combustion chamber of a transparent engine. In addition, LIF is used on the one hand in combination with the OH chemiluminescence to identify the correlation between the mixture distribution to ignition and combustion, and on the other hand to analyze the flame propagation.

To permit, in addition, a qualitative assessment of the mixture formation by a 2-dimensional quantification of the air-fuel ratio distribution in the measurement volume, a quantification approach was developed, which is also presented here. Since gaseous fuels such as hydrogen and natural gas cannot readily be excited to fluorescence, a tracer substance (Trimethylamine) was added.

Trimethylamine (TMA) is mostly unknown as a tracer, so first a tracer characterization (pressure, temperature, etc.) was carried out in a calibration chamber and in the engine. Furthermore, direct measurements of the air-fuel ratio were made by means of Raman spectroscopy to allow true simultaneous tracer-LIF measurements, a validation of the tracer method.

In addition, a measurement method was developed which allows statements about the spread of the flame front for an intake air admixed tracer, while this method is applicable with little effort. By means of parallel tests carried out with OH-LIF this procedure could also be verified to the extent so that valid statements are possible.

Subsequent analysis of mixture formation and combustion includes the variation of numerous parameters, such as for example start of injection, fuel pressure and injector set-up at manifold and direct injection. Finally, the results allowed an evaluation of the simulation.

These first findings show clearly that there is still considerable research and development needs, in particular to exploit the potential of especially high pressure direct injection. However, a solid data base is already provided for further optimization of mixture formation and combustion of gas engines in terms of efficiency, emissions and fuel consumption of hydrogen, natural gas and mixtures of both.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Ausgangssituation . . . . .	1
1.2	Eigenschaften von Wasserstoff und Erdgas im Motor . . . . .	3
1.3	Gemischbildungsverfahren . . . . .	7
1.3.1	Gliederung . . . . .	7
1.3.2	Äußere Gemischbildung–Einblasung ins Saugrohr . . . . .	7
1.3.3	Innere Gemischbildung–Direkteinblasung . . . . .	9
1.4	Optische Messtechniken . . . . .	10
1.5	Aufgabenstellung . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen der verwendeten optischen Messtechniken</b>	<b>13</b>
2.1	Laserinduzierte Fluoreszenz . . . . .	13
2.1.1	Kraftstoff-Tracer . . . . .	15
2.1.2	Flammenfront-Marker . . . . .	15
2.1.3	LIF-Theorie . . . . .	16
2.2	Lineare Raman-Streuung . . . . .	20
2.3	Flammeneigenleuchten . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Prüfstand und Versuchsträger</b>	<b>29</b>
3.1	Transparentmotor . . . . .	29
3.1.1	Motorspezifische Daten . . . . .	29
3.1.2	Gemischbildungsorgane . . . . .	32
3.2	Optisch zugängliche Kammer . . . . .	36
3.3	Sicherheitsmaßnahmen für den H <sub>2</sub> -Betrieb . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Optische Messtechniken</b>	<b>39</b>
4.1	LIF-Messsystem . . . . .	39
4.1.1	Excimerlaser . . . . .	39
4.1.2	Strahlführung . . . . .	41
4.1.3	Bilderfassungssystem . . . . .	45
4.1.4	Aufbau des Messsystems und Triggerung . . . . .	46
4.2	Detektion der OH-Flammenstrahlung . . . . .	47
4.3	Raman-Messsystem . . . . .	48
4.3.1	Laser . . . . .	48
4.3.2	Optischer Pulsstreckler . . . . .	50
4.3.3	Strahlführung und Signalerfassung . . . . .	51

<b>5</b>	<b>Entwicklung spezifischer Messverfahren zur Gemischbildungs- und Verbrennungs-</b>	<b>53</b>
	<b>analyse</b>	
5.1	Gemischbildungsuntersuchungen mittels Tracer-Molekülen . . . . .	53
5.1.1	Tracerauswahl und -charakterisierung . . . . .	54
5.1.2	Spektroskopische Eigenschaften des verwendeten Tracers . . . . .	57
5.1.3	Konzept zur Quantifizierung der Messungen . . . . .	66
5.2	Verifikation des Messverfahren mittels simultaner Tracer-LIF- und Raman-	
	Messungen . . . . .	69
5.2.1	Entmischung von Gas und Tracer . . . . .	69
5.2.2	Simultane Tracer-LIF- und Raman-Messungen . . . . .	71
5.3	Methoden zur Untersuchung der Verbrennung . . . . .	73
5.3.1	Laserinduzierte Fluoreszenz des Hydroxyl (OH)-Radikals . . . . .	73
5.3.2	Chemolumineszenz des OH-Radikals . . . . .	76
5.3.3	Verbrennungsanalyse mittels Tracer-LIF Methoden . . . . .	76
5.3.4	Validierung der Tracer-LIF Methode mittels OH-LIF . . . . .	80
5.3.5	Vergleich und Bewertung der Methoden . . . . .	82
5.4	Zusammenfassung . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Ergebnisse der Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen</b>	<b>87</b>
6.1	Wasserstoff-Saugrohreinblasung . . . . .	88
6.1.1	Kammerversuche–Charakterisierung Injektor-Strahlbild . . . . .	89
6.1.2	Strahlbilduntersuchungen im Saugrohr . . . . .	95
6.1.3	Kraftstoff/Luft-Verhältnis in der Nähe der Einlassventile . . . . .	98
6.1.4	Allgemeiner Ablauf der Gemischbildung im Brennraum . . . . .	102
6.1.5	Einfluss der Gemisch-Inhomogenität auf die Verbrennung . . . . .	106
6.1.6	Untersuchungen zur Flammengeschwindigkeit und Geometrie von Wasser-	
	stoff/Luft-Flammen . . . . .	108
6.1.7	Fazit H <sub>2</sub> -Saugrohreinblasung . . . . .	115
6.2	Erdgas-Direkteinblasung . . . . .	117
6.2.1	Einfluss Einblasebeginn auf Gemischbildung . . . . .	118
6.2.2	Einfluss Einblasedruck auf Strahlausbreitung und Gemischbildung . .	124
6.2.3	Unterschied zwischen Erdgas und Wasserstoff bei der Hochdruckeinbla-	
	sung . . . . .	126
6.2.4	Verbrennungsuntersuchungen bei homogenem und geschichtetem Betrieb	127
6.2.5	Fazit Erdgas-Direkteinblasung . . . . .	133
6.3	Wasserstoff-Direkteinblasung–Verbrennungssteuerung mittels Mehrfacheinbla-	
	sung . . . . .	135
6.3.1	Grundsatzuntersuchungen zur Einblasung in die Flamme . . . . .	136
6.3.2	Variation von Düsengeometrie und Einbaulage des Injektors . . . . .	138
6.3.3	Homogener vs. geschichteter Betrieb . . . . .	141
6.3.4	Fazit H <sub>2</sub> -Mehrfacheinblasung . . . . .	143
6.4	Validierung der 3D-CFD-Simulation . . . . .	145
6.4.1	3D-CFD-Simulation . . . . .	145
6.4.2	Geometrie und Berechnungsgitter . . . . .	145

6.4.3 (Turbulenz-) Modellierung . . . . .	145
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>149</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>153</b>



# Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

## Lateinische Formelzeichen

$A_f$	Flammenfläche	[m <sup>2</sup> ]
$A_{21}$	Rate der spontanen Emission	[1/s]
$B_{12}$	Einsteinkoeffizient Absorption	[ $\frac{m}{J \cdot s}$ ]
$B_{21}$	Einsteinkoeffizient stimulierte Emission	[ $\frac{m}{J \cdot s}$ ]
$b_{12}$	Geschwindigkeitskonstante Absorption	[1/s]
$b_{21}$	Geschwindigkeitskonstante stimulierte Emission	[1/s]
$c$	Konzentration	[mol/m <sup>3</sup> ]
$d_P$	Partikeldurchmesser	[m]
$E$	Energie	[J]
$f$	Frequenz der Luftströmung	[1/s]
$f$	Brennweite	[m]
$h_N$	Nadelhub	[m]
$H_u$	Unterer Heizwert	[kJ/kg <sub>Bt</sub> ]
$H_G, \bar{H}_G$	Gemischheizwert	[kJ/m <sup>3</sup> ]
$I$	Intensität	[ $\frac{J}{sm^2}$ ]
$I_\nu$	eingestrahelte Laserintensität bei der Frequenz $\nu$	[ $\frac{J}{sm^2}$ ]
$k$	Aufbaukonstante Raman-Streuung	[-]
$l$	Länge des Probenvolumens bei Raman-Streuung	[m]
$m$	Masse	[kg]
M10	verbrannter Massenanteil 10 °KW nach OT	[-]
$\dot{m}$	Massenstrom	[kg/s]
$N$	Besetzungszahl	[-]
$N_1^0$	Besetzungsdichte des Grundzustands	[1/m <sup>3</sup> ]
$n$	Stoffmenge	[mol]
$n$	Molekulare Anzahldichte	[1/m <sup>3</sup> ]
$n$	Drehzahl	[1/min]
$n_{O_2}$	Sauerstoffkonzentration	[mol]
$n_{fuel}$	Kraftstoff-/Tracerkonzentration	[mol]
$p_{CH_4}$	Einblasedruck Methan	[bar]
$p_{H_2}$	Einblasedruck Wasserstoff	[bar]
$p_i$	induzierter Mitteldruck	[bar]
$p_{Zy1}$	Zylinderdruck	[bar]

## Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

$p_{\text{Zelle}}$	Zelldruck	[bar]
$r_{\text{f}}$	Flammenradius	[m]
$S_{\text{b}}$	Brenngeschwindigkeit	[m/s]
$S_{\text{L}}$	laminare Flammgeschwindigkeit	[m/s]
$t$	Zeit	[s]
$T$	Temperatur	[K]
$u_{\text{b}}$	Expansionsgeschwindigkeit des verbrannten Gases	[m/s]
$u_{\text{f}}$	mittlere Flammgeschwindigkeit	[m/s]
$Q_{12}$	Quenchrage	[1/s]
$V$	Volumen	[m <sup>3</sup> ]
$V_{\text{f}}$	Flammenvolumen	[m <sup>3</sup> ]
$v_{\text{lam}}$	laminare Flammgeschwindigkeit	[m/s]
$\dot{V}$	Volumenstrom	[m <sup>3</sup> /s]

### Griechische Formelzeichen

$\alpha$	Quenchingfaktor	[-]
$\epsilon$	Verdichtungsverhältnis des Motors	[-]
$\eta$	Fluoreszenzausbeute	[-]
$\lambda$	Luftverhältnis genauer: Luft/Kraftstoff-Verhältnis	[-]
$\lambda$	Wellenlänge einer Strahlung	[m]
$\lambda_{\text{a}}$	Luftaufwand	[-]
$\mu$	Dynamische Viskosität des Trägerfluids	[Pa · s]
$\nu$	Frequenz	[1/s]
$\rho_{\text{Norm}}$	Normdichte	[kg/Nm <sup>3</sup> ]
$\rho_{\text{L}}$	Dichte von Luft	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_{\text{G}}$	Dichte des Kraftstoff/Luft-Gemisch	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma_{\text{g}}$	Homogenitätskoeffizient	[-]
$\tilde{\nu}$	Frequenz, in Wellenzahlen ausgedrückt	[1/cm]
$\Phi$	Kraftstoff/Luft-Verhältnis = $1/\lambda$	[-]
$\rho_{\text{P}}$	Dichte der Tracerpartikel	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Absorptionsquerschnitt	[cm <sup>2</sup> ]
$\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}$	Differentieller Raman-Streuquerschnitt	[ $\frac{\text{cm}^2}{\text{sr}}$ ]
$\tau_{\text{s}}$	Relaxationszeit	[s]
$\Omega$	Raumwinkel der Detektionsoptik	[sr]

## Physikalische Konstanten [56]

$c$	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c = 2.99792458 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$
$h$	Planksches Wirkungsquantum $h = 6.6260755 \cdot 10^{-34} J \cdot s$

## Indizes

0	Bezugs- oder Standardzustand
1	Zustand 1
0D	nulldimensional
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
abs	absolut
Br	Brennstoff
bzgl	bezüglich, bezogen auf
eff	effektiv
G	Gemisch
L	Luft
mol	molar; auf Stoffmenge bezogen
n	Wert bei Normbedingungen (für den Normvolumenstrom gilt: 0 °C und 1013.25 hPa <sub>abs</sub> )
rech	rechnerisch
rel	relativ
Sat	Sättigung
st	stöchiometrisch

## Abkürzungen

A/D	Analog/Digital
AGR	Abgasrückführung
AÖ	Zeitpunkt „Auslaßventil öffnet“
ArF	Argon-Fluor
AS	Zeitpunkt „Auslaßventil schließt“
AV	Auslaßventil bzw. -ventile
AZP	Aufnahmezeitpunkt
COV	Coefficient Of Variation
EB	Einblasebeginn
ECU	Engine Control Unit (Motorsteuergerät)

## Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

ED	Einblasedauer
EE	Einblaseende
EÖ	Zeitpunkt „Einlaßventil öffnet“
ES	Zeitpunkt „Einlaßventil schließt“
EU	Europäische Union
EV	Einlaßventil bzw. -ventile
IRO	Intensifier Relay Optics
HD	Hochdruck
He	Helium
HV	High Voltage (Hochspannung)
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device
KrCl	Krypton-Chlor
KrF	Krypton-Fluor
KW	Kurbelwinkel
LDA	Laser-Doppler-Anemometry
LIF	Laser-Induzierte-Fluoreszenz
LIPF	Laser-Induzierte-Prädissoziationsfluoreszenz
LLS	Laserlichtschnitt
MFEB	Mehrfacheinblasung
MW	Mittelwert
nOT	nach oberem Totpunkt
Ne	Neon
ND	Niederdruck
NO <sub>x</sub>	Stickoxide
OEG	obere Explosionsgrenze
OT	Oberer Totpunkt
PIV	Particle-Image-Velocimetry
PLIF	Planare laserinduzierte Fluoreszenz
PTU	programmable timing unit
SF	Skalierfaktor
SNR	signal-noise-ratio (Signal-Rausch-Verhältnis)
TEA, C <sub>6</sub> H <sub>15</sub> N	Triethylamin
TKE	turbulenten kinetischen Energie
TMA, C <sub>3</sub> H <sub>9</sub> N	Trimethylamin
TTL	transistor-transistor logic
UEG	Untere Explosionsgrenze
UV	ultravioletter Spektralbereich (Wellenlänge: ca. 10 bis 300 nm)

XeCl	Xenon-Chlor
XeF	Xenon-Fluor
ZK	Zündkerze
ZOT	Zünd-OT (beim 4-Takt-Motor)
ZZP	Zündzeitpunkt

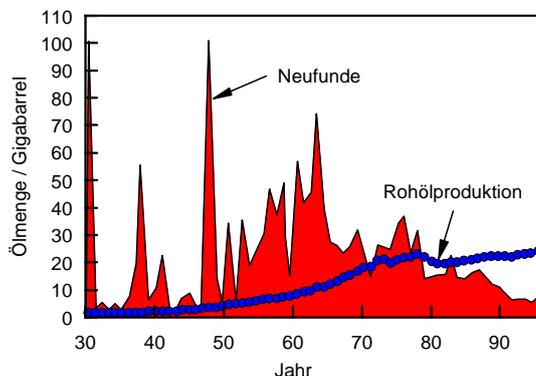


# 1 Einführung

## 1.1 Ausgangssituation

Individuelle Mobilität sowie dezentrale Strom- und Wärmeversorgung werden auch in Zukunft ständig an Bedeutung zunehmen. Hält man sich den aktuellen Fahrzeugbestand in den Industrienationen vor Augen, dann wurde mittlerweile eine Sättigung von ca. 500 PKW's pro 1000 Einwohnern erreicht. Der Fahrzeugbestand wird zukünftig hauptsächlich in Schwellen- und Entwicklungsländern wie z.B. China stark zunehmen, wo heutzutage nur ca. jeder 100. ein Fahrzeug besitzt. Bei weiterhin stark ansteigendem Wirtschaftswachstum, könnte China in den nächsten 40 bis 50 Jahren Fahrzeugdichten von rund 200 PKW's/1000 Einwohnern erreichen, was bei einer geschätzten Bevölkerung von rund 1.5 Mrd. Menschen, zu einem PKW-Bestand von 300 Mio. Fahrzeugen führen würde. Dies bedeutet eine Zunahme von rund 50 % gegenüber den, im Jahr 2000 weltweit gemeldeten Fahrzeugen [51].

Demgegenüber steht die fortschreitende Verknappung der weltweiten Rohölreserven. Schon heute verbraucht der Verkehr fast die Hälfte der globalen Erdölproduktion – und Motorisierung und Mobilisierung werden weiter wachsen [26]. Abbildung 1.1 zeigt dazu die zeitliche Entwicklung der Neufunde sowie die Rohölproduktion in den Jahren 1930 bis 1996 [117].

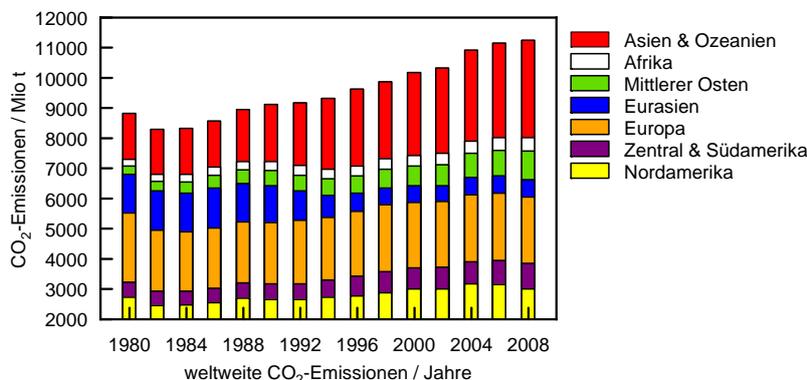


**Abbildung 1.1:** Neufunde pro Jahr und Rohölproduktion.

Hieraus erkennt man, dass die großen Ölfunde ab Mitte der 1960'er Jahre deutlich weniger wurden. Während der 70'er Jahre konnte die Rohölproduktion noch durch Neufunde ausgeglichen werden. Seit dem Beginn der 90'er Jahre fielen die Neufunde bereits deutlich hinter den Verbrauch zurück.

Gegenwärtig können noch etwa 20% des Verbrauches durch Neufunde abgedeckt werden. Dies ist eine Größenordnung weniger, als noch vor 30 Jahren. Die meisten gängigen Szenarien gehen allerdings von einer deutlichen Steigerung des Verbrauches in den nächsten Jahrzehnten aus, sodass das Produktionsmaximum (konventionelles Erdöl) selbst bei den vorsichtigsten Schätzungen bis spätestens 2015–2020 erreicht sein wird. Sobald die Produktion erstmals strukturell hinter den Verbrauch zurückfällt, wird der Preisdruck bei gleichzeitigen Versorgungsengpässen entsprechend zunehmen. Selbst wenn man die im Ölsand oder Methaneis gespeicherten Ölvorräte berücksichtigt – die entsprechend kostenintensiv gefördert werden müssen – ist jedenfalls davon auszugehen, dass die Verfügbarkeit von Erdöl begrenzt ist. Die Ära der preisgünstigen fossilen Rohstoffe scheint daher, insbesondere für die westlichen Industrienationen, dem Ende zu zugehen.

Abgesehen von ökonomischen Gesichtspunkten, wie der Ölpreispolitik und der Abhängigkeit zu erdölexportierenden Ländern, rückt in den letzten Jahren verstärkt die Sorge um die Umwelt in den Mittelpunkt öffentlicher Interessen [32, 50]. Das größte Umweltproblem, so wie wir es zurzeit wahrnehmen, liegt in der voranschreitenden Klimaerwärmung der Erde. Vor allem das bei der Verbrennung von Benzin- und Dieselkraftstoffen freigesetzte  $\text{CO}_2$  verursacht damit, zusammen mit anderen sogenannten Treibhausgasen, eine globale Erwärmung der Atmosphäre. Die zu erwartenden Auswirkungen dieser Erwärmung reichen dabei von Hitze- bzw. Dürrekatastrophen, dem Abschmelzen der Gletscher bis hin zu einem deutlichen Anstieg des Meeresspiegels. In nachstehender Abbildung ist der weltweite Verlauf, der bei der Verbrennung von fossilen Kraftstoffen freigesetzten  $\text{CO}_2$ -Emissionen dargestellt [134].



**Abbildung 1.2:** Verlauf der weltweiten  $\text{CO}_2$ -Emissionen.

Der Verkehr verursacht dabei etwa 25% dieser energiebedingten  $\text{CO}_2$ -Emissionen, wobei hier Kraftstoffe einen wichtigen Beitrag zur Lösung der globalen Energie- und Treibhausgas-Problematik leisten können. Vor diesem Hintergrund stellt sich daher die Frage, welche außer den konventionellen auf Erdölbasis produzierten Kraftstoffen, für den Betrieb von Verbrennungsmotoren noch geeignet sind. Kurz- bis mittelfristig gesehen, bietet der Einsatz von erdgasbetriebenen Aggregaten hierfür hohes Potential. Es sind seine geringen  $\text{CO}_2$ -Emissionen, die aufgrund seines günstigen C/H-Verhältnisses bei der Verbrennung entstehen, die grundsätzlich gute Verfügbarkeit sowie nicht zuletzt auch die derzeitigen Preisvorteile, die diesen

Kraftstoff für den Endverbraucher zusätzlich attraktiv machen. Da auch die Zahl der Erdgastankstellen stetig zunimmt, sollte auch die Verfügbarkeit in Zukunft weitestgehend sichergestellt sein.

Um noch weniger Emissionen zu erzielen kann Wasserstoff als Kraftstoff eingesetzt werden, bei dessen Verbrennung abgesehen von Wasser und thermisch gebildetem  $\text{NO}_x$ , das durch die Brennverfahrensentwicklung stark reduziert werden kann, praktisch keine weiteren Schadstoffe entstehen. Dies hat im Hinblick auf die  $\text{CO}_2$ -Problematik eine besonderer Bedeutung. Eine ausreichende Infrastruktur, sowie eine umweltfreundliche  $\text{H}_2$ -Gewinnung (z.B. mittels regenerativer Energien) seien hier vorausgesetzt.

Um aber zu heutigen modernen Benzin- und Dieselmotoren zumindest konkurrenzfähig zu werden, sind bei Gasmotoren noch einige Entwicklungsschritte erforderlich. Aufgrund der spezifischen Eigenschaften von Erdgas und Wasserstoff sind die Potenziale insgesamt aber sogar noch größer.

## 1.2 Eigenschaften von Wasserstoff und Erdgas im Motor

Im diesem Abschnitt soll auf die physikalischen Eigenschaften von Wasserstoff und Erdgas, in Bezug auf die motorische Gemischbildung und Verbrennung näher eingegangen werden [46, 53, 55, 73, 137]. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die Stoffeigenschaften.

**Tabelle 1.1:** Stoffdaten von Wasserstoff und Methan <sup>a</sup> [14, 19, 97].

Eigenschaft	Einheit	Wasserstoff	Methan
Dichte	$\text{kg}/\text{m}^3$	0.08377	0.6681
obere Explosionsgrenze OEG	Vol.-%	77	17
untere Explosionsgrenze UEG	Vol.-%	4	4.4
Zündtemperatur	$^{\circ}\text{C}$	585	595
Mindestluftbedarf	$\text{kg}_L/\text{kg}_B$	34.6	17.2
min. Zündenergie	mJ	0.02	0.3
Zündgrenzen	Vol.-%	4.0-76.0	4.8-15.0
	in $\lambda$	0.13-10	0.6-2.1
laminare Flammgeschwindigkeit	m/s	2.7	0.43
adiabate Flammentemperatur	K	2318	2190
volumetrische Energiedichte	$\text{kWh}/\text{m}^3$	3	9.94
gravimetrische Energiedichte	$\text{kWh}/\text{kg}$	33.3	18.8
Oberer Heizwert	$\text{MJ}/\text{kg}$	141.7	52.68
Unterer Heizwert	$\text{MJ}/\text{kg}$	119.7	46.72
Oberer vol. Heizwert	$\text{MJ}/\text{m}^3$	12.1	37.71
Unterer vol. Heizwert	$\text{MJ}/\text{m}^3$	10.22	33.95

<sup>a</sup> Wenn nicht anders vermerkt, gelten die angegebenen Daten bei Standardbedingungen NTP ( $t = 20^{\circ}\text{C}$  und  $p = 1.01325 \text{ bar}$ ).

Eine besondere Eigenschaft von Wasserstoff liegt in seiner, im Vergleich zu konventionellen Kraftstoffen geringen Dichte. Gegenüber Luft (ca.  $1 \text{ kg}/\text{m}^3$ ) ergibt sich hier ein Unterschied

## Einführung

um den Faktor von ca. 10. Diese Eigenschaft ist besonders bei der Gemischbildung zu berücksichtigen. So wird bei einer Einblasung des Wasserstoffes in das Saugrohr rund ein Drittel der angesaugten Luftmenge verdrängt, wodurch sich ein Leistungsnachteil von 10 % bis 15 % im Vergleich zu einem gleich großen Benzinmotor ergeben kann. Dieser Nachteil tritt auch bei Erdgas auf, die Leistungseinbußen sind allerdings entsprechend der höheren Dichte des Kraftstoffes deutlich geringer. Bei einer Direkteinblasung kann dieser Luftverdrängungseffekt vermieden werden, weshalb die Füllung deutlich besser ausfällt als bei einer Saugrohreinblasung.

Eine Möglichkeit das entsprechende Leistungspotential abschätzen zu können, lässt sich in erster Linie durch die Berechnung des effektiven Mitteldruckes  $p_e$  bewerkstelligen:

$$p_e = \lambda_a \cdot H_G \cdot \eta_e \quad (1.1)$$

Dabei entspricht  $\lambda_a$  dem Luftaufwand,  $H_G$  ist der Gemischheizwert und  $\eta_e$  steht für den effektiven Wirkungsgrad. Beim Gemischheizwert  $H_G$  lässt sich weiters zwischen gemisch- und luftansaugenden Motoren unterscheiden.

Für gemischansaugende Motoren gilt:

$$H_G = \rho_G \cdot \frac{H_u}{1 + \lambda \cdot L_{st}} \quad (1.2)$$

Analog gilt für luftansaugende Motoren:

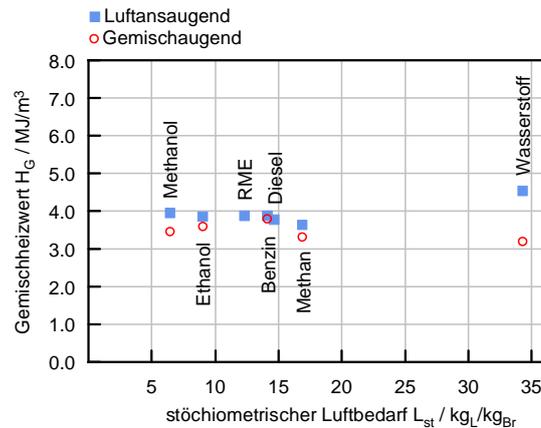
$$\bar{H}_G = \rho_L \cdot \frac{H_u}{\lambda \cdot L_{st}} \quad (1.3)$$

In den Gleichungen 1.2 und 1.3 ist  $H_u$  der untere Heizwert,  $\rho_L$  die Dichte der angesaugten Luft,  $\rho_G$  die Gemischdichte,  $\lambda$  das Luftverhältnis und  $L_{st}$  das stöchiometrische Luftverhältnis. Berechnet man ferner die effektive Leistung  $P_e$  des Motors, dann ergibt sich folgende Gleichung:

$$P_e = p_e \cdot V_H \cdot \frac{n}{2} \quad (1.4)$$

Hierin ist  $p_e$  der effektive Mitteldruck,  $V_H$  das Hubvolumen und  $n$  die Drehzahl. Unter der Annahme, dass der effektive Wirkungsgrad  $\eta_e$  sowie der Luftaufwand  $\lambda_a$  konstant sind – beim Hubvolumen und der Drehzahl ist dies ohnehin der Fall – wird die effektive Leistung nur vom Gemischheizwert beeinflusst. Nachstehende Abbildung 1.3 zeigt den Gemischheizwert von unterschiedlichen Kraftstoffen, insbesondere von Wasserstoff und Erdgas, bei gemisch- und luftansaugendem Betrieb.

## 1.2 Eigenschaften von Wasserstoff und Erdgas im Motor



**Abbildung 1.3:** Gemischheizwert bei luft- und gemischsaugenden Motoren.

Die deutlichsten Unterschiede zwischen beiden Betriebsarten ergeben sich bei Wasserstoff, bei dem die Direkteinblasung zu einer Leistungssteigerung von über 40 % führt. Dies ist auf die geringe Gemischdichte bei Saugrohrinblasung zurückzuführen. Auch bei Erdgas bestehen diese Tendenzen, mit einem Leistungspotential von etwas über 20 % liegt der Wert allerdings deutlich unter Wasserstoff.

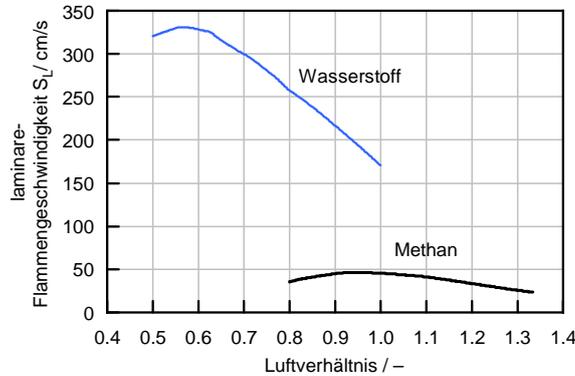
Die Direkteinblasung führt nicht nur zu einem höheren Leistungspotential, auch der Wirkungsgrad kann verbessert, und die Emissionen abgesenkt werden. Dies wird durch eine Ladungsschichtung ermöglicht, durch die der Verbrennungsablauf beeinflusst bzw. gezielt optimiert werden kann (siehe Abschnitt 6.2.1).

Abgesehen vom Brennverfahren führt die geringe Dichte von gasförmigen Kraftstoffen auch zu Nachteilen bei der Speicherung, da die ebenfalls geringe volumetrische Energiedichte – insbesondere bei Wasserstoff – nur durch eine Hochdruck- oder kryogene Speicherung kompensiert werden kann. Der apparative Aufwand wird dadurch entsprechend erhöht.

Im Vergleich zu Erdgas fallen weiters die extrem weiten Zündgrenzen von Wasserstoff auf. Der motorisch nutzbare Bereich von Wasserstoff/Luft-Gemischen erstreckt sich vom stöchiometrischen Gemisch ( $\lambda = 1$ ) bis zu sehr mageren Gemischen im Bereich  $\lambda = 4$  bis 4.5 [51]. Die weiten Zündgrenzen ermöglichen daher den weitgehend problemlosen Magerbetrieb, wodurch Leerlauf und Vollast in ungedrosseltem Betrieb möglich sind. Auch auf eine Schichtung kann zumeist verzichtet werden. Darüber hinaus bedeutet die extreme Abmagerungsfähigkeit des Wasserstoff/Luft-Gemisches erhebliche Vorteile im Kraftstoffverbrauch. Aufgrund der weiten Zündgrenzen ist der Betrieb mit Wasserstoff bestens für eine Qualitätsregelung geeignet.

Ein weiterer deutlicher Unterschied im Verbrennungsverhalten von Wasserstoff ist die im Vergleich zu Erdgas hohe laminare Flammgeschwindigkeit. Aufgrund der kurzen Brenndauer lassen sich wirkungsgradgünstige Motorprozesse realisieren, was allerdings zu entsprechender Belastung des Triebwerkes führt. Generell lässt sich feststellen, dass der Wirkungsgrad bei Wasserstoffmotoren höher sein kann als bei Benzin- und Erdgasmotoren. Dies kommt zustande, da die Verbrennung im Wasserstoffmotor aufgrund der hohen Brenngeschwindigkeit des Wasserstoff/Luft-Gemisches dem thermodynamisch günstigen Gleichraumprozess näher

kommt als der Benzin- oder Erdgasmotor. Dem gegenüber steht allerdings ein erhöhter Wandwärmeeübergang, der diesen Wirkungsgradvorteil wieder verringert. Abbildung 1.4 zeigt den Einfluss des Luftverhältnisses auf die laminare Flammgeschwindigkeit.



**Abbildung 1.4:** Einfluss des Luftverhältnisses auf die laminare Flammgeschwindigkeit [100].

Die hohe Selbstzündtemperatur beider Kraftstoffe wirkt sich vorteilhaft auf das Klopfverhalten aus. Dies bedeutet allerdings auch, dass die Kraftstoffe für eine Kompressionszündung, analog dem dieselmotorischen Prinzip, wegen des zur sicheren Zündung erforderlichen hohen Temperaturniveaus nur eingeschränkt geeignet sind. Dies erfordert hohe Verdichtungsverhältnisse oder andere Maßnahmen zur Steigerung der Ladungstemperatur [55, 128].

Auffällig ist weiters der mindest Zündenergiebedarf von Wasserstoff/Luft-Gemischen, der im Vergleich zu Erdgas ca. um den Faktor 15 geringer ausfällt, d.h. allerdings auch, dass der Wasserstoff zu unerwünschten Fehlzündungen neigt. Zu den potentiellen Zündquellen zählen dabei heiße Stellen im Brennraum – sogenannte „Hot-Spots“ –, heiße Auslassventile sowie Restladungen in den Zündkerzenelektroden. Die Kombination aus dem geringen Zündenergiebedarf und den weiten Zündgrenzen, stellt auch ein erhöhtes Sicherheitsrisiko dar, was beim Umgang mit Wasserstoff zu berücksichtigen ist.

Beide Kraftstoffe weisen eine hohe adiabate Flammentemperatur auf, die über der NO<sub>x</sub>-relevanten Bildungstemperatur liegt, und somit Stickoxidemissionen entstehen. NO<sub>x</sub>-Emissionen können jedoch durch die Brennverfahrensauslegung bzw. Abgasnachbehandlung stark reduziert werden.

## 1.3 Gemischbildungsverfahren

### 1.3.1 Gliederung

Bei Gasmotoren gibt es mehrere Möglichkeiten, ein zündfähiges Gemisch aufzubereiten, wobei man grundsätzlich zwischen äußerer, innerer und kombinierter Gemischbildung unterscheidet. Die Anordnung der Gemischbildungseinheiten zum Brennraum ist dabei jeweils verschieden. Eine weitere Unterscheidung lässt sich bezüglich dem Zeitpunkt und der Dauer der Kraftstoffeinblasung treffen. Eine grobe Gliederung kann Abbildung 1.5 entnommen werden.

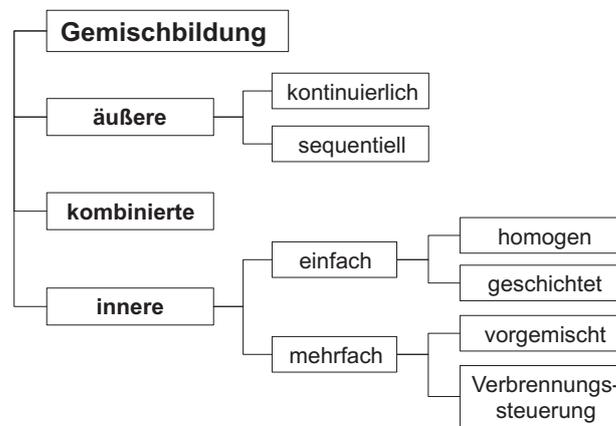


Abbildung 1.5: Gemischbildungsverfahren am Gasmotor [46].

### 1.3.2 Äußere Gemischbildung–Einblasung ins Saugrohr

Bei der äußeren Gemischbildung werden der Kraftstoff und die Verbrennungsluft noch außerhalb des Brennraumes vermischt. Das Gemisch strömt anschließend über die Ventile in den Brennraum und wird von einer Zündkerze entzündet.

Ein großer Vorteil der äußeren Gemischbildung liegt in der Einfachheit des Systems, sowie in den geringen Einblasedrücken. Bei der Auslegung der Gemischbildungseinheiten muss lediglich der thermodynamische Zustand im Saugrohr berücksichtigt werden. Bei einer Aufladung liegen die Temperaturen bei max. 125 °C, die Drücke bei einigen bar, weshalb die Gemischbildungseinheiten wenig beansprucht werden.

Bei der Saugroheinblasung genügt für die Aufbringung des erforderlichen Einblasedruckes zumeist schon der Überdruck eines Tanksystems (beispielsweise 5 bar), das bedeutet auch, es kann auf eine zusätzliche Verdichtung verzichtet werden.

Die Einblasung des Kraftstoffes erfolgt entweder durch ein Einblaseventil, das im Saugrohr vor der Verzweigung auf alle Zylinder angeordnet ist, oder zylinderselektiv in die Saugrohrarme direkt vor die jeweiligen Einlassventile. Bei der Einblasedauer kann man weiters zwischen einer sequentiellen und einer kontinuierlichen Einblasung unterscheiden. Allerdings hat sich

die sequentielle zylinderindividuelle Variante wegen des guten Ansprechverhaltens sowie der guten Regelbarkeit am Gasmotor weitestgehend durchgesetzt. Typische Vertreter sind z.B. der Mercedes 200 NGT [33] sowie der BMW Hydrogen 7 [34].

Da neben der Luft auch noch der Kraftstoff angesaugt werden muss, liegt ein Nachteil der Saugrohreinblasung im geringen Liefergrad. Im Fall von gasförmigen Kraftstoffen führt der daraus resultierende geringe volumetrische Heizwert des Kraftstoff/Luft-Gemisches dazu, dass sich im Vergleich zu einem gleich großen Benzinmotor deutliche Leistungseinbußen ergeben.

Prinzipbedingt liegt bei der äußeren Gemischbildung zündfähiges Gemisch außerhalb des Brennraumes vor, was zu Rückzündungen in das Saugrohr führen kann. Unter Rückzündungen versteht man dabei eine unerwünschte Entzündung des Gemisches während des Einströmvorganges in den Zylinder, also noch bevor die Einlassventile geschlossen sind. Während des Ladungswechsels strömt das Gemisch bei geöffneten Einlassventilen in den Brennraum, in dem sich zum Teil noch glühende Partikel, heiße Abgasbestandteile oder „Hot-Spots“ befinden. Bevor nun der Ansaugvorgang beendet ist, kann sich das bis dahin in den Brennraum geströmte Gas entzünden, was zu einer Rückzündung führt, da die Einlassventile noch geöffnet sind. Die Rückzündungsneigung wird dabei maßgeblich von den Zündeigenschaften des jeweiligen Kraftstoffes bestimmt, weshalb der Wasserstoff diesbezüglich besonders anfällig ist.

Das Auftreten dieser Rückzündungen ist dabei stark vom Luftverhältnis, der Positionierung der Einblasestelle im Saugrohr, den Steuerzeiten, der Restgasspülung sowie dem Zündsystem abhängig und kann grundsätzlich anhand folgender Maßnahmen beeinflusst werden:

- Optimierung der Einblasestrategie und der Einbauposition des Ventils
- Optimierung des Ladungswechsels um heiße Stellen im Brennraum durch einströmende Frischluft möglichst gut zu kühlen, und Rückströmen von heißem Restgas in die Sauganlage zu vermeiden. Allerdings ist hierfür eine Optimierung der Steuerzeiten notwendig, was einen variablen Ventiltrieb voraussetzt
- Wassereinspritzung in das Saugrohr, da hiermit die Bauteiltemperaturen abgesenkt werden können [64]. Ein Nachteil dieser Lösung liegt vor allem im Verschleiß der Motorbauteile (Sauganlage, Kolben, Ventile). Da hierfür zumeist separate Einspritzventile vorgesehen sind, erhöht sich der apparative Aufwand beträchtlich
- Magerbetrieb, was allerdings zu Leistungseinbußen führt
- Optimierung des Zündsystems zur Vermeidung abnormaler elektrischer Entladungsvorgänge, da sich herausgestellt hat, dass bei Wasserstoff/Luft-Gemisch nach dem Einleiten der Zündung wesentlich mehr Energie im Zündkreis verbleibt als bei Benzin/Luft-Gemischen [71]. Diese Restenergie kann im darauffolgenden Ladungswechsel eine spontane Entladung bewirken und damit zu Rückzündungen führen. Eine Gegenmaßnahme wäre beispielsweise eine Zündanlage mit minimiertem Speichervermögen
- Anpassung des Wärmewertes der Zündkerze

### 1.3.3 Innere Gemischbildung–Direkteinblasung

Im Gegensatz zur äußeren wird bei der inneren Gemischbildung der Kraftstoff und die Verbrennungsluft erst im Brennraum miteinander vermischt. Eine Untergliederung dieser Variante lässt sich bezüglich des Zeitpunktes der Kraftstoffeinblasung treffen. Bei der frühen inneren Gemischbildung erfolgt die Einblasung kurz nach, oder noch während dem Schließen der Einlassventile. Bei der späten inneren Gemischbildung wird der Kraftstoff erst gegen Ende des Verdichtungshubes eingeblasen. Durch eine weitere Einblasung nach dem Einsetzen der Zündung kann der Verbrennungsablauf gezielt beeinflusst werden.

Eine eindeutige Abgrenzung zwischen früher und später Einblasung kann allerdings nicht getroffen werden, vielmehr erfolgt ein schleifender Übergang der Merkmale bei einer nach „Spät-Stellung“ der Einblasung. Im Allgemeinen gilt, dass eine Verschiebung der Einblasung in Richtung des oberen Totpunktes, den für die Gemischbildung zur Verfügung stehenden Zeitraum verkürzt, was besonders bei einer Einblasung in der Nähe des OT zu einer Ladungsschichtung führt.

Die Ansprüche an die Druck- und Temperaturbeständigkeit der verwendeten Gemischbildungseinheiten sind bei der inneren Gemischbildung deutlich höher als bei einer Kraftstoffzufuhr außerhalb des Brennraumes. Der Injektor ist in jedem Arbeitstakt den heißen Verbrennungsgasen mit Temperaturen bis zu 2000 °C ausgesetzt, und muss auch Drücken zwischen 50 und 200 bar standhalten. Dies stellt hohe Ansprüche an die Standfestigkeit der verwendeten Injektoren.

Geht man von einer Einblasung nach dem Schließen der Einlassventile aus, kann ein Luftverdrängungseffekt ausgeschlossen werden, weshalb die Füllung deutlich besser ausfällt als bei einer Saugrohreninblasung. Dadurch besitzt das Verfahren erhebliches Potential zur Realisierung höchster Leistungsdichten.

Demgegenüber stehen die hohen Versorgungsdrücke, die für die innere Gemischbildung erforderlich sind. Systeme mit früher Einblasung arbeiten üblicherweise mit Drücken ab ca. 5–10 bar. Bei einer Einblasung in den Verdichtungshub liegen die erforderlichen Versorgungsdrücke je nach den Verdichtungsdrücken bei zumindest 50 bar. Um auch bei einer Einblasung in die Flamme, ein überkritisches Druckverhältnis und damit eine gegen druckunabhängige Einblasedauer und -menge zu erreichen, sind noch höhere Drücke von 100 bis 300 bar erforderlich.

Im Gegensatz zur äußeren Gemischbildung können Rückzündungen prinzipbedingt vermieden werden (sofern die Einlassventile bei Einblasebeginn bereits geschlossen sind). Frühzündungen, bei denen sich das Gemisch nach dem Schließen der Einlassventile noch während der Verdichtung an heißen Stellen im Brennraum entzündet, können nicht generell ausgeschlossen werden, allerdings treten diese wegen der inhomogenen Gemischverteilung seltener auf.

## 1.4 Optische Messtechniken

Seit dem Aufkommen der ersten Gasmotoren im späten 19. Jahrhundert wurde mittlerweile ein hoher Entwicklungsstand erreicht, der zum Großteil auf dem Einsatz konventioneller Motorenmesstechniken zurückzuführen ist [16, 46].

Aufgrund der umfangreichen Zahl an Freiheitsgraden bei der Gestaltung von Gas-Brennverfahren zeigte sich allerdings die Notwendigkeit, zusätzlich zu den klassischen Methoden der Motorenentwicklung, wie etwa der thermodynamischen Analyse des Zylinderdruckverlaufes oder der 3D-CFD Simulation, auch verstärkt Sondermesstechnik zur Analyse der Gemischbildung und Verbrennung einzusetzen.

Aus diesem Grund setzt man hierbei mittlerweile verstärkt auf die Anwendung laseroptischer Messmethoden, die den Vorteil besitzen, dass diese rückwirkungsfrei sowie mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung einsetzbar sind [77]. Einige dieser Messmethoden haben mittlerweile einen Stand erreicht, der es erlaubt, Untersuchungen direkt an ausgeführten Motoren oder zumindest unter motorisch relevanten Randbedingungen durchzuführen.

Demgegenüber steht allerdings der erhöhte experimentelle Aufwand, den die Applikation am Motor mit sich bringt. Einerseits müssen die Versuchsmotoren mit großflächigen optischen Zugängen versehen werden, andererseits müssen diese Glasfenster den hohen Drücken und Temperaturen im Brennraum standhalten, was häufig aufwändige Umbauarbeiten am Versuchsträger erfordert. Die hohe Komplexität von Lasermesssystemen ermöglicht weiters keine standardisierten Messabläufe, weshalb der Entwickler zusätzlich über erhebliche Spezialkenntnisse verfügen muss. Gleich wie bei anderen hochspezialisierten Messausrüstungen, gelten auch Lasersysteme als vergleichsweise teuer. Nichts desto trotz gibt es zahlreiche Einsatzgebiete, wo sich die erhöhten Anschaffungs- und Betriebskosten rechnen.

## 1.5 Aufgabenstellung

Bereits seit mehreren Jahren werden am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik der TU Graz neuartige Gasmotor-Brennverfahren an Großmotoren und im PKW-Bereich untersucht. Neben Untersuchungen an einem 1-Zylinder Forschungsmotor [46, 137] bildete zu Beginn vor allem die 3D-CFD-Simulation einen Schwerpunkt dieser Aktivitäten [55, 84], wobei allerdings aufgrund der schwierigen Randbedingungen einige Herausforderungen für eine korrekte Modellierung der Vorgänge im Motor zu bewältigen waren. Aus diesen Schwierigkeiten heraus ergab sich einerseits die Notwendigkeit einer Messtechnik, um die verwendeten Simulationsmodelle verifizieren zu können, und andererseits der Wunsch nach der Möglichkeit als Ergänzung zur Simulation einen Teil der zur Optimierung der Brennverfahren notwendigen Parametervariationen, schneller im Versuch durchführen zu können.

Im Speziellen der Einsatz der Laser-Induzierten-Fluoreszenz (LIF) an einem Transparentmotor bietet hier die Möglichkeit, zweidimensional den gesamten Nieder- und Hochdruckprozess darzustellen, und damit Informationen zur Kraftstoffverteilung und Flammenausbreitung zu gewinnen. Aus diesem Grund wurde am hiesigen Institut ein Prüfstandsraum für den Betrieb mit gasförmigen Kraftstoffen ausgerüstet und gleichzeitig darin ein neuer 1-Zylinder-Transparentmotor samt Lasermesstechnik in Betrieb genommen [53].

Um auch eine Strahlbild-Analyse der am Motor eingesetzten Injektoren zu bewerkstelligen, wurde weiters eine optische Kammer – ursprünglich für den Betrieb mit flüssigen Kraftstoffen entwickelt – aufgebaut, und samt LIF-Messtechnik für den Gasbetrieb adaptiert.

Eine Kernaufgabe war die Entwicklung eines Verfahrens, welches eine quantifizierbare Messung der Gemischverteilung im Saugrohr und Brennraum von Gasmotoren ermöglicht. Zu diesem Zweck, wurde die Methode der laserinduzierten Fluoreszenz für den Betrieb mit Wasserstoff und Erdgas angepasst. Entscheidend war dafür vor allem die Wahl einer geeigneten Tracersubstanz, welche durch die Zumischung zum Kraftstoff erst dessen Detektion erlaubt. Die Eigenschaften des ausgewählten Tracers erlauben dabei eine quantifizierte Messung, im Zuge dieser Arbeit konnte dabei eine Methode zur Kalibrierung der Ergebnisse entwickelt werden, welche in Folge als Standardverfahren angewendet wird.

Ebenfalls sollten Verfahren zur Verbrennungsanalyse entwickelt werden, die auf Basis der LIF und der Chemolumineszenz, unabhängig vom gewählten Betriebspunkt aussagekräftige Ergebnisse liefern.

Ein weiterer Teil der Arbeit befasst sich mit der Applikation eines Raman-Messsystems am Transparentmotor, welches eine direkte Bestimmung des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses ermöglicht, d.h. auf den Einsatz von Tracersubstanzen verzichtet. Anhand simultaner Tracer-LIF und Raman Messungen, sollte die Genauigkeit der Tracer-Methode bewertet werden.

Auf Basis der entwickelten Messmethoden war es nun möglich, neuartige Gemischbildungskonzepte unter Verwendung von Wasserstoff und Erdgas als Kraftstoff zu untersuchen.

Im Rahmen des von der EU geforderten Forschungsprojekts „InGas“ (7. Rahmenprogramm), sollten am Beispiel der H<sub>2</sub>-Saugrohreninblasung einzelne Einflussparameter (z.B. Einblasedruck und -zeitpunkt) auf die Strahlcharakteristik, die Gemischbildung sowie die Verbrennung festgestellt werden. In diesem Projekt sind neben dem Koordinator Centro Ricerche Fiat SCpA (CRF), Partner aus Industrie (AVL, ECOCAT) und Forschung (IFP, CNR-IM) an der Weiterentwicklung eines Brennverfahrens mit Wasserstoff-Erdgas-Gemischen beteiligt.

Ähnlich wie bei modernen Benzinmotoren ist über Erdgas-Direkteinblasung die Darstellung strahl- oder auch wandgeführter Verfahren die Bildung von Gemischwolken im Bereich der Zündkerze denkbar und damit auch ein weitgehend entdrosselter Betrieb. Die daraus resultierenden Wirkungsgradvorteile und auch die Möglichkeit einer deutlichen Anhebung der Leistungsdichte sind grundsätzlich bekannt, erfordern allerdings noch einiges an Entwicklungsarbeit und vor allem ein besseres Verständnis der innermotorischen Vorgänge während Gemischbildung und Verbrennung. Das Ziel dieser Untersuchungen war es daher, den „Istzustand“ zu erfassen, und weitere Maßnahmen für die Brennverfahrensentwicklung aufzuzeigen. Zu diesem Zweck sollte anhand von ausgewählten Ergebnissen der Einfluss grundlegender Parametervariationen (Einblasezeitpunkt und -druck) und ihre Auswirkungen auf Gemischbildung und Verbrennung dargestellt werden.

Aufbauend auf den Arbeiten innerhalb des EU-Förderprojekts „HyICE“, wo der Schwerpunkt auf der Optimierung eines H<sub>2</sub>-DI Brennverfahrens lag, wurde in Zusammenarbeit mit der BMW Forschung und Technik GmbH, zusätzlich an der Weiterentwicklung der Verbrennungssteuerung am Wasserstoff-Motor gearbeitet. Im Rahmen dieser Aktivitäten wurden mehrere Ziele verfolgt, beginnend bei genauen Untersuchungen zum Einfluss einzelner Betriebsparameter auf die Verbrennung bis hin zu einer Optimierung dieses Brennverfahrens.



## 2 Theoretische Grundlagen der verwendeten optischen Messtechniken

In diesem Kapitel werden die optischen Messtechniken näher erläutert, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Dabei handelt es sich um:

- Laserinduzierte Fluoreszenz
- Lineare Raman-Streuung
- Flammeneigenleuchten

Der Schwerpunkt liegt auf der laserinduzierten Fluoreszenz, da diese für die meisten Untersuchungen verwendet wurde. Ihre Anwendung zur Analyse der Flammenfront sowie der innermotorischen Gemischbildung wird entsprechend beschrieben.

### 2.1 Laserinduzierte Fluoreszenz

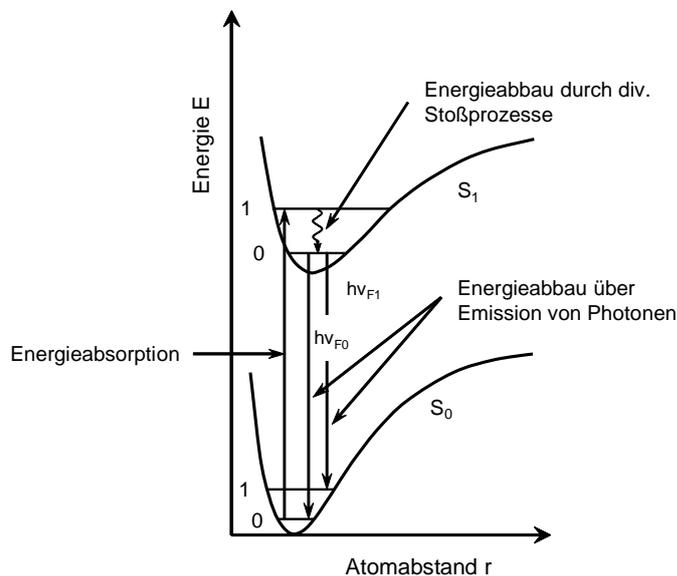
Die laserinduzierte Fluoreszenz basiert darauf, dass ein Atom oder Molekül durch Absorption von Laserlicht aus seinem elektronischen Grundzustand auf ein energetisch höher liegendes Niveau angehoben wird (siehe Abbildung 2.1). Auch innerhalb dieser Elektronenzustände sind die Energieniveaus nicht völlig einheitlich, es erfolgt eine weitere Untergliederung zwischen Vibrations- und Rotationszuständen.

Gelangt ein Molekül bei der Anregung in ein höheres Schwingungsniveaus eines elektronischen Zustandes, dann wird zunächst Energie durch Stöße mit umgebenden Molekülen abgebaut, bis das niedrigste Schwingungsniveau dieses Zustandes erreicht ist. Die gesamte Energie wird dabei in Form von Wärme an die Umgebung abgegeben. Erst im Anschluss daran, kehrt das Molekül äußerst rasch (1 ns–100 ns) unter Abgabe von Fluoreszenz in den elektronischen Grundzustand zurück.

Wie in der Abbildung 2.1 zu sehen, ist die Energie des emittierten Photons geringer als jene des absorbierten Photons, was zu einer größeren Wellenlänge des Fluoreszenzlichts führt (Gleichung 2.20, und 2.21). Durch diese Rotverschiebung ist es mittels optischer Filter möglich, das Fluoreszenzsignal bei Laseranregung vom Streulicht spektral abzutrennen, was die Signaldetektion erheblich erleichtert.

Die Intensität des Fluoreszenzsignals ist grundsätzlich proportional zur Besetzungsdichte der absorbierenden Spezies, weshalb mittels LIF Konzentrationen gemessen werden können. Dies gilt allerdings nur dann, wenn Quenching, wie in weiterer Folge noch erläutert wird, von untergeordneter Bedeutung ist. Beim Quenching überträgt ein angeregtes Molekül im Verlauf einer Kollision mit einem Quencher-Molekül seine Energie auf dieses, und kehrt selbst wieder

in den Grundzustand zurück. Dieser auch als Stoßlöschung bezeichnet Vorgang kann zur deutlichen Verringerung der Fluoreszenz-Lebensdauer führen, weshalb keine Proportionalität zwischen Fluoreszenz-Intensität und Anzahldichte absorbierender Moleküle mehr besteht.



**Abbildung 2.1:** Prinzip der Energieübergänge bei laserinduzierter Fluoreszenz [119].

Jedes Atom oder Molekül hat dabei ein festgelegtes Absorptions- und Emissionsspektrum, was die LIF zu einer selektiven Messmethode macht. Da der Absorptionsprozess resonant erfolgt, führt dies zu einer hohen Detektions-Empfindlichkeit bei den Messungen. Ursprünglich wurden LIF-Messungen ausschließlich in einem Punkt durchgeführt, wobei Alden [2] die ersten Untersuchungen dazu veröffentlichte. Erst mit der Weiterentwicklung der Detekortechnologie waren dann auch mehrdimensionale Untersuchungen möglich. Aufgrund des lichtstarken Signals kann die LIF für zwei-dimensionale Untersuchungen verwendet werden, indem das Laserlicht anhand eines schmalen Lichtschnittes in das Messvolumen eingekoppelt wird. Wird senkrecht zur Messebene eine Kamera platziert, lassen sich so zwei-dimensionale Bilder erzeugen. Das aufgezeichnete Fluoreszenzlicht steht dann in direktem Zusammenhang zur untersuchten Spezies. In Kombination mit kurzen Laser-Lichtblitzen lässt sich dann eine hohe örtliche und zeitliche Auflösung bei den Messungen erzielen. Die LIF macht es möglich, eine Vielzahl unterschiedlicher Spezies wie z.B. OH, NO, CH, O<sub>2</sub>, CO, NO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>, CN, H<sub>2</sub>O, O, H, CH<sub>2</sub>O and HCO selektiv zu erfassen, wobei die Nachweisgrenze dafür im ppm-Bereich liegt.

### 2.1.1 Kraftstoff-Tracer

In der Motorenforschung ist man in erster Linie an Verfahren zur Bestimmung lokaler Kraftstoffkonzentrationen bzw. des lokalen Kraftstoff/Luft-Verhältnisses interessiert. Dies kann erreicht werden, indem entweder kraftstoffeigene Fluoreszenzeigenschaften ausgenutzt oder Fluoreszenzmarker (sogenannte Tracer) mit definierten optischen und physikalischen Eigenschaften dem Kraftstoff beigemischt werden.

Zwei Techniken für quantitative Interpretationen des LIF Signals werden gegenwärtig eingesetzt. Die erste ist die sogenannte fuel/air-ratio FARLIF Methode, welche erstmals von Reboux und Puechberty 1994 verwendet wurde [109]. In diesem Fall wird direkt das Kraftstoff/Luft-Verhältnis aus dem LIF Signal extrahiert. Das zweite Verfahren ist das Konzentrations-LIF, indem das LIF Signal Informationen bezüglich der Anzahldichte der fluoreszierenden Moleküle enthält. Eine nähere Beschreibung der Verfahren erfolgt im Anschluss in Abschnitt 2.1.3. Bei der Applikation beider Methoden ist die Zumischung einer geeigneten Tracersubstanz erforderlich, wobei die Auswahl dieser von verschiedenen Anforderungen abhängt (siehe Abschnitt 5.1.1).

Eine direkte Anregung der Kraftstoffmoleküle ist beispielsweise nur dann möglich, wenn diese über weit verzweigte Kohlenwasserstoffe, d.h. zahlreiche Energieübergänge verfügen, die nach der Absorption des Laserstrahls auch ein definiertes Emissionsspektrum liefern. Ein typisches Beispiel hierfür sind Messungen mit Kerosin [96]. In den meisten Fällen ist dies allerdings nicht möglich, da die meisten Kohlenwasserstoffe wie auch Erdgas hierfür keine hinreichende Molekülstruktur vorweisen.

Bei Wasserstoff besteht grundsätzlich die Möglichkeit die Moleküle über die sogenannte Zwei-Photonen Anregung zum Fluoreszieren zu bringen. Untersuchungen dazu sind auch aus der Literatur bekannt, wobei diese Methode bereits für 1-dimensionale [70] und 2-dimensionale Messungen [78] verwendet wurde. Für die Anwendung am Motor ergeben sich allerdings einige Nachteile, so führt z.B. schon die Anregung bei 193 nm (Vakuum-UV) bei Kontakt des Laserstrahls mit Luft zur Bildung von Ozon. Aus diesem Grund müsste der Laserstrahl in einer Stickstoff gespülten Einhausung geführt werden, wodurch der experimentelle Aufwand entsprechend ansteigt. Zusätzlich führt die 2-Photonen Anregung zu einer sehr schwachen Signalausbeute, was wiederum zu einem geringen Signal-Rausch-Verhältnis in den Aufnahmen führt.

### 2.1.2 Flammenfront-Marker

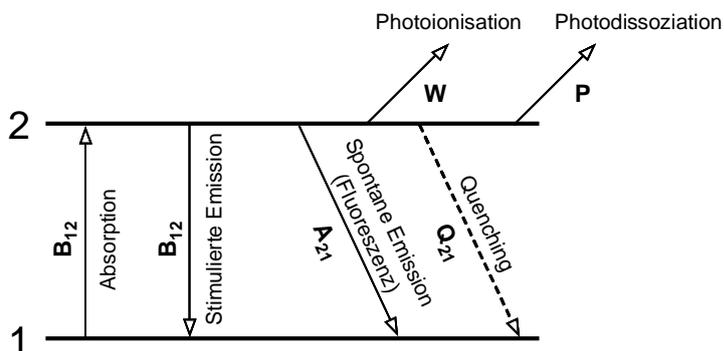
Die Flammenfront ist ein schmaler Bereich einer Flamme, wo die meisten chemischen Reaktionen zur Umwandlung von Kraftstoff und Verbrennungsluft in verschiedenste Produkte erfolgt. Bei einer Diffusionsverbrennung separiert die Flammenfront den Kraftstoff und die Verbrennungsluft, bei vorgemischter Verbrennung hingegen das Frischgas und Verbrennungsgas. Informationen zur Flammenfront sind äußerst hilfreich, da in diesem Bereich der Großteil der Wärmefreisetzung erfolgt, und die Fläche der Flamme die gesamte Wärmefreisetzung bestimmt.

Da sich diese einer direkten Bestimmung entzieht, werden Größen gemessen (Flammenfront-Marker), die eine bestimmte Korrelation zur Position der Flamme aufweisen. Unter den be-

kannten Flammenfront-Markern haben sich Formaldehyd ( $\text{CH}_2\text{O}$ ) bzw. das Hydroxyl-Radikal ( $\text{OH}$ ) als sehr gut mit der Flammenfront korrelierende Spezies herausgestellt. Die Detektion solcher Spezies wird durch LIF dann möglich, wenn die Anregungswellenlänge in Resonanz mit einem elektronischen Übergang des Moleküls ist. Da das  $\text{OH}$ -Radikal so mit einem schmalbandigen KrF-Excimerlaser anregbar ist, wurde diese Variante für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen gewählt.

### 2.1.3 LIF-Theorie

Um das Grundprinzip der LIF zu erklären, wird ein stark vereinfachtes Zwei-Niveau-Modell verwendet, welches das System durch zwei elektronische Energiezustände beschreibt. Auf eine weitere Unterteilung in Vibrations- und Rotationsniveaus wird bei diesen Betrachtungen verzichtet, da man davon ausgehen kann, dass die Relaxationsprozesse im Grundzustand und angeregten Zustand rasch und vollständig erfolgen [29]. Trotz der Einfachheit dieses Modells, können damit die Grundzüge der LIF gut veranschaulicht werden. Für eine näher detaillierte Beschreibung, sei auf Eckbreth [29], Daily [24], Zhao[147] und Cessou [21] verwiesen. In Abbildung 2.2 sind die möglichen Übergänge zwischen zwei Niveaus und ihren Geschwindigkeitskonstanten dargestellt.



**Abbildung 2.2:** Vereinfachtes Zwei Energie-Niveau Modell der laserinduzierten Fluoreszenz [16, 47].

$b_{12}$  wird als die Geschwindigkeitskonstante der induzierten Absorption bezeichnet,  $b_{21}$  steht für die induzierte Emission, induziert durch ein mit dem angeregten System wechselwirkendes Photon.  $A_{21}$  ist die Geschwindigkeitskonstante der spontanen Emission, auch als Einstein Koeffizient der spontanen Emission bezeichnet, und entspricht dem detektierten Fluoreszenzsignal.  $Q_{21}$  steht für die Geschwindigkeitskonstante der Stoßlöschung, also der strahlungslosen Deaktivierung des angeregten Zustandes. Im Gegensatz zu den Konstanten der induzierten Übergänge ist  $A_{21}$  eine teilchenspezifische Konstante. Die Geschwindigkeitskonstanten der

induzierten Übergänge sind abhängig von der wechselwirkenden Strahlung:

$$b_{21} = \frac{B_{21} \cdot I_\nu}{c} \quad (2.1)$$

$$b_{12} = \frac{B_{12} \cdot I_\nu}{c} \quad (2.2)$$

$B_{12}$  und  $B_{21}$  werden als Einsteinkoeffizienten der induzierten Emission bzw. Absorption bezeichnet und sind gleich wie der Koeffizient der spontanen Emission eine teilchenspezifische Eigenschaft.  $c$  bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit und  $I_\nu$  die spektrale Laserintensität. Vernachlässigt man  $P$  (Photodissoziation) und  $W_{2i}$  (Photoionisation), so lässt sich der zeitliche Verlauf der Besetzungsdichte für den Grundzustand  $N_1(t)$  und den angeregten Zustand  $N_2(t)$  folgendermaßen darstellen:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 \cdot b_{12} + N_2 \cdot (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.3)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 \cdot b_{12} - N_2 \cdot (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.4)$$

Mit der Randbedingung:  $N_1 + N_2 = \text{konst.} = N_1^0$  ( $N_1^0$  entspricht der Anzahl der Teilchen im Beobachtungsvolumen) und  $N_2(t=0) = 0$ , ergibt sich folgende Gleichung für die Fluoreszenzintensität  $I$ :

$$I \propto N_2 \cdot A_{21} = N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot \frac{A_{21}}{1 + \frac{I_\nu^{\text{sat}}}{I_\nu}} \quad (2.5)$$

Darin ist  $I_\nu^{\text{sat}}$  die Sättigungsintensität, die folgendermaßen definiert wird:

$$I_\nu^{\text{sat}} = \frac{(A_{12} + Q_{12}) \cdot c}{B_{12} + Q_{21}} \quad (2.6)$$

Gleichung 2.5 lässt sich nun für zwei Grenzfälle vereinfachen:

- Laserintensitäten, die sehr viel geringer als die Sättigungsintensität sind
- hohe Laserintensitäten, die deutlich über der Sättigungsintensität liegen

Der erste Grenzfall tritt ein, wenn die Laserintensität sehr gering ist ( $I_\nu \ll I_\nu^{\text{sat}}$ ) und damit das LIF-Signal im linearen Regime liegt:

$$I \propto N_1^0 \cdot B_{12} \cdot I_\nu \cdot \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (2.7)$$

In diesem Fall ist das Fluoreszenzsignal proportional zur Molekülanzahl im Messvolumen, dem Einstein Koeffizienten  $B$  der stimulierten Absorption sowie dem Term  $\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} =: \Phi$ , der als Stern-Vollmer-Faktor bezeichnet wird. Über diesen Stern-Vollmer-Faktor, der auch als Fluoreszenzeffizienz interpretiert werden kann, beeinflusst die Quenchrage  $Q_{21}$  stark die auftretende Fluoreszenzintensität. Ferner wird die Fluoreszenzintensität linear von der eingestrahlten Laserleistung beeinflusst, weshalb man hier auch von der linearen Fluoreszenz Gleichung spricht.

Tritt der Fall ein, dass Verluste durch Prädissoziation  $P$  die Deaktivierung des angeregten Zustandes dominieren (es wird angenommen:  $P \gg Q_{21} > A_{21}$ ), kann  $\Phi$  folgendermaßen angenähert werden:

$$\Phi = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \simeq \frac{A_{21}}{P} \quad (2.8)$$

Das Besondere an dieser Gleichung ist, dass das Fluoreszenzsignal keine Abhängigkeit vom Quenching zeigt. Dies wurde für OH-LIF-Messungen im Brennraum des Motors verwendet. Wie in Abschnitt 5.3.1 noch gezeigt wird, wird das OH-Radikal in einen solchen prädissoziierenden Zustand angeregt, und das Fluoreszenzsignal anschließend aufgezeichnet.

Bei sehr hohen Laserleistungen ( $I_\nu \gg I_\nu^{\text{sat}}$ ) vereinfacht sich Gleichung 2.5 zu:

$$I \propto N_1^0 \cdot \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot A_{21} \quad (2.9)$$

Wie die Gleichung zeigt, ist das Signal hier nicht nur von der Laserenergie, sondern auch vom Quenching unabhängig. Dies scheint auf den ersten Blick ein Vorteil zu sein, da die Quenchrate schwer zu bestimmen ist. In der Praxis scheitert man jedoch meist daran, dass die vollständige Sättigung der Fluoreszenz im gesamten Lichtschnitt kaum zu realisieren ist, da hierfür sehr hohe Laserleistungen erforderlich sind. Die ungesättigten Bereiche führen dann zu komplizierten und nicht-linearen Zusammenhängen, weshalb es sich um eine hochgradig nicht-lineare Messtechnik handelt. Darüber hinaus können hohe Laserleistungen photochemische Reaktionen auslösen und zu einer Zerstörung der optischen Zugänge führen.

Wie einleitend erwähnt, kann man die Gemischbildung anhand von zum Kraftstoff zuge-mischten Tracersubstanzen untersuchen. Auf Basis der linearen Fluoreszenzgleichung (Gleichung 2.7) soll nun eine Arbeitsgleichung hergeleitet werden, um die Luftverhältnis-Verteilung anhand der Fluoreszenzemission eines Tracers zu quantifizieren. Zu diesem Zweck wurde ein Verfahren angewandt, das auf Messungen an einem homogenen Referenzgemisch definierter Zusammensetzung basiert.

Nur für den Fall, dass Quenching bei der Deaktivierung des angeregten Zustandes bei einem Tracer keine Rolle spielt (es wird angenommen:  $Q_{21} \rightarrow 0$ ), kann die Fluoreszenzintensität folgendermaßen angenähert werden:

$$I \propto N_1^0 \cdot B_{12} \cdot I_\nu \quad (2.10)$$

Aus der Konsequenz, dass die ursprüngliche Population  $N_1^0$  proportional der Tracerkonzentration ist und der Tracer sich homogen im Kraftstoff verteilt, ergibt sich ein linearer Zusammenhang vom Fluoreszenzsignal und der Kraftstoffkonzentration.

Geht man im Gegensatz dazu davon aus, dass der Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand eines Tracers weitgehend emissionslos erfolgt ( $Q_{21} \gg A_{21}$ ), die Stoßlöschung also einen erheblichen Einfluss auf die Fluoreszenzintensität ausübt, ergibt sich in Anlehnung

an Gleichung 2.7 folgende Vereinfachung:

$$I \propto N_1^0 \cdot B_{12} \cdot I_\nu \cdot \frac{A_{21}}{Q_{21}} \quad (2.11)$$

Kann man weiters annehmen, dass Sauerstoff der einzig relevante Quenching Partner ist, was bei vielen bekannten organischen Tracern zutrifft ( $Q_{21} \propto n_{O_2}$ ), dann kann das Quenchverhalten des Tracers gezielt zur Bestimmung des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses herangezogen werden, sofern trotz starkem Quenching noch genügend Signal vorhanden ist.

$$I \propto A_{21} \cdot B_{12} \cdot I_\nu \cdot \frac{N_1^0}{n_{O_2}} \quad (2.12)$$

$$I \propto A_{21} \cdot B_{12} \cdot I_\nu \cdot \Phi \quad (2.13)$$

Entsprechend Gleichung 2.13, ist die Signalintensität also linear vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis abhängig. Unter entsprechender Berücksichtigung der Laserenergie  $I_\nu$  sowie der molekülspezifischen Größen  $B_{12}$  und  $A_{21}$ , die ihrerseits von z.B. Druck und Temperatur abhängen können, ist also eine relativ einfache Signalkalibrierung mit Hilfe eines Referenzgemisches möglich ( $\Phi = \Phi_{\text{Kalibrierung}}$ ):

$$\frac{\Phi_{\text{Messung}}}{\Phi_{\text{Kalibrierung}}} = \frac{I_{\text{Messung}}}{I_{\text{Kalibrierung}}} \cdot \frac{(B_{12} \cdot I_\nu \cdot A_{21})_{\text{Messung}}}{(B_{12} \cdot I_\nu \cdot A_{21})_{\text{Kalibrierung}}} \quad (2.14)$$

Für eine möglichst genaue Quantifizierung ist allerdings der Nachweis zu erbringen, dass die bei der Herleitung dieser Gleichungen getroffenen Annahmen auch tatsächlich für den jeweiligen Tracer zutreffen. Dazu ist es erforderlich, den Einfluss von Druck und Temperatur auf das Fluoreszenzsignal zu kennen. In einem weiteren Schritt muss überprüft werden, ob die LIF-Signalintensität tatsächlich linear vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis sowie der eingestrahlten Laserleistung abhängt, und der Tracer das Signal nicht absorbiert. Die entsprechenden Untersuchungen dazu, sowie die Vorgehensweise bei der Quantifizierung werden in Abschnitt 5.1 detailliert vorgestellt.

## 2.2 Lineare Raman-Streuung

Die lineare Raman-Strahlung ermöglicht die simultane Bestimmung der absoluten Konzentration einer Vielzahl unterschiedlicher Spezies. Ein wesentlicher Vorteil der Raman-Strahlung besteht darin, dass diese nicht von der Zusammensetzung des umgebenden Gases beeinflusst wird, und auch unabhängig von Stoßlöschung oder Quenching ist. Das Raman-Signal bzw. die Intensität, steht dabei in direktem Zusammenhang zur Anzahldichte der einzelnen Spezies im Messvolumen. Es handelt sich hierbei um ein nicht-resonantes Verfahren, sodass grundsätzlich jede Wellenlänge für die Untersuchungen verwendet werden kann.

Der wesentliche Nachteil dieser Technik besteht darin, dass es sich um ein äußerst lichtschwaches Messverfahren handelt, weshalb es in erster Linie zum Nachweis der sogenannten Majoritätsspezies ( $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  und  $\text{H}_2\text{O}$ ) verwendet wird. Obwohl es auch Veröffentlichungen zu 2D Raman gibt [129] und [106], werden die meisten Untersuchungen in einem Punkt bzw. entlang einer Linie durchgeführt [107].

Bei der linearen Raman-Streuung kommt es zu einem inelastischen Stoßprozess zwischen dem einfallenden Laserlicht und den Molekülen im Messvolumen. Dieser Wechselwirkungsprozess zwischen Photonen und Molekülen führt dabei zu einem bleibenden Energieaustausch, sodass sich zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Licht eine Frequenzverschiebung einstellt. Aufgrund der Impulserhaltung während dieses Stoßes, ändert sich auch der energetische Zustand der beteiligten Moleküle, was zu einer Änderung ihrer Rotations- und Schwingungsenergien führt.

Die dabei ablaufenden Vorgänge können sehr verschieden sein, allerdings ist allen gemein, dass die Elektronen zunächst von einem Grundzustand 1 in einen energetisch angeregten Zustand  $1'$  übergehen. Dieser Zustand  $1'$  wird auch als virtuelles Niveau bezeichnet, und hat typischerweise eine Lebensdauer im fs-Bereich [16]. Kehrt das Elektron nun nach dieser charakteristischen Zeit wieder in einen tiefer liegenden Zustand 2 zurück, wird dabei Raman-Streuung frei.

Je nach der Energie (und Frequenz) des gestreuten Photons, kann man daher zwischen folgenden Fällen unterscheiden (siehe Abbildung 2.3).

- *Rayleigh-Streuung:*

In diesem Fall kommt es zu keiner Energieübertragung zwischen Photonen und Molekülen, wodurch das Streulicht dieselbe Wellenlänge besitzt wie die Lichtquelle selbst. Man spricht hier auch von einem elastischen Stoßprozess, der stets in Konkurrenz zur Raman-Streuung steht.

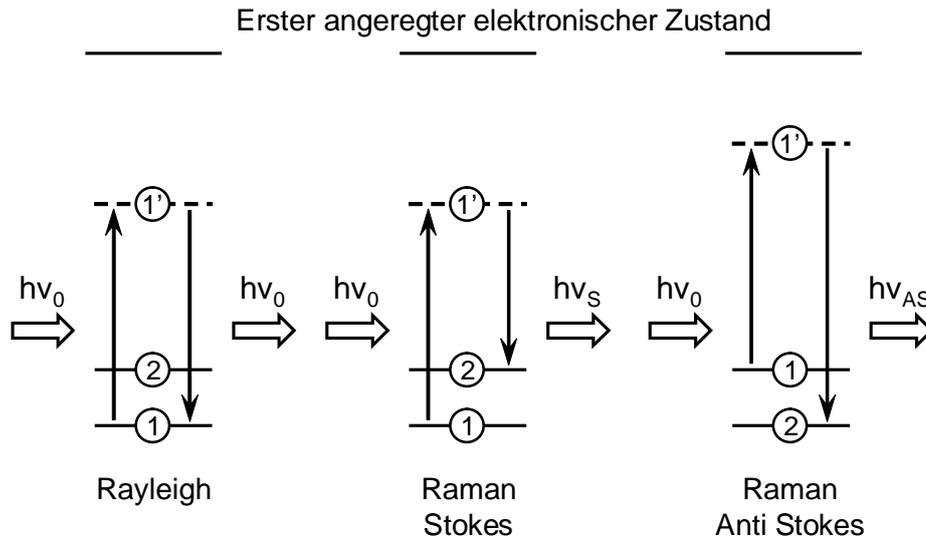
- *Raman-Streuung:*

Im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung, findet hier eine Frequenzverschiebung zwischen dem Streulicht und dem einfallenden Laserlicht statt. Aufgrund des kleineren Streuquerschnittes ist die Intensität der Raman-Strahlung allerdings um das ca. 1000-fache geringer. Je nach der Energie (und Wellenlänge) des gestreuten Photons, unterscheidet man zwischen folgenden zwei Fällen:

- **Stokes-Streuung:** Hier befindet sich das streuende Molekül nach dem Stoß auf einem energetisch höherliegenden Niveau als zuvor. Somit ist das Streulicht ener-

gieärmer, und seine Wellenlänge weist eine Rotverschiebung auf.

- **Anti-Stokes-Streuung:** Hier befindet sich das Molekül nach dem Stoß auf einem tiefer liegenden Energieniveau. Dadurch verfügt das gestreute Photon über eine kleinere Wellenlänge als die Lichtquelle, wodurch sich eine Blauverschiebung einstellt.



**Abbildung 2.3:** Illustration von Rayleigh-, Stokes- und Anti-Stokes-Streuung [16].

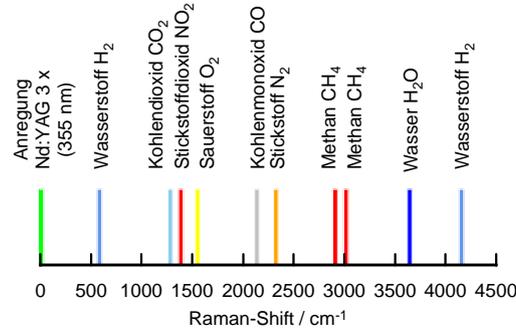
Wie oben beschrieben, kann der Stoßvorgang sowohl zu einer Änderung der Rotations- als auch Vibrationszustände der Molekül führen. Deshalb unterscheidet man auch zwischen Vibrations- und Rotations-Raman-Streuung. Aufgrund der geringen spektralen Auflösung des hier verwendeten Detektionssystems, konnte der Rotationsanteil allerdings nicht erfasst werden. Da sich die Moleküle bei Raumtemperatur ferner überwiegend im energetischen Grundzustand befinden, ist die Stokes-Streuung im Vergleich zur Anti-Stokes-Streuung deutlich intensiver. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich der Stokes-Anteil der Vibrations-Raman-Streuung betrachtet.

$\Delta\tilde{\nu}_R$  bezeichnet dabei die Frequenzverschiebung und kann folgendermaßen definiert werden:

$$\Delta\tilde{\nu}_R = \tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_{S/AS} \quad (2.15)$$

Das von einem Messvolumen emittierte Streulicht lässt sich folglich mit einem Spektrometer aufspalten, dass mehrere verschiedene Teilchenarten gleichzeitig bestimmt werden können, das ebenso auch die Grundlage dieser Messtechnik bildet. Das Raman-Spektrum einer Spezies kann daher auch als eine Art molekularer Fingerabdruck interpretiert werden.

Einige Beispiele für die Raman-Frequenzverschiebung verschiedener, speziell bei motorischen Untersuchungen relevanter Moleküle, werden in Abbildung 2.4 gezeigt. Aus historischen Gründen erfolgt die Darstellung in der Einheit „Wellenzahl“ [ $\text{cm}^{-1}$ ], also dem Kehrwert der Wellenlänge und somit nach (Gleichung 2.21) in einer Frequenzskala.



**Abbildung 2.4:** Raman-Shifts für einige im motorischen Bereich relevante Moleküle.

Sowohl die Raman-, als auch Rayleigh-Streuung sind lineare Prozesse d.h. die Intensität skaliert linear mit der Spezies-Dichte. Das Rayleigh-Signal ist dabei proportional zur Dichte der gesamten Moleküle, sodass man damit die Gasdichte bestimmen kann. Im Gegensatz dazu ist die Intensität der Raman-Streuung abhängig von der Anzahl der Teilchen, was Rückschlüsse auf die jeweilige Konzentration zulässt.

Für die Intensität der Stokes-Raman Linien lässt sich folgender Ausdruck ableiten [30]:

$$I = k \cdot \Omega \cdot \left( \frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \right) \cdot n \cdot l \cdot I_0 \quad (2.16)$$

wobei  $n$  die Anzahldichte der zu untersuchenden Spezies ist,  $\Omega$  ist der beobachtete Raumwinkel,  $l$  die Länge des Messvolumens und  $I_0$  die Laserintensität. Ein weiterer Einfluss ist durch die Aufbaukonstante  $k$  gegeben, mit welcher geometrie- und wellenlängenabhängige Verluste des jeweiligen Raman-Aufbaus berücksichtigt werden können. Der differentieller Raman-Streuquerschnitt der Molekülspezies  $\left( \frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \right)$  ist ebenfalls vom experimentellen Aufbau abhängig, wie z.B. der Laserwellenlänge, den Polarisations-eigenschaften des Lasers sowie den beobachteten Polarisationskomponenten des Streulichts.

Der Einfluss der Anregungswellenlänge des Lasers  $\nu_0$  auf den Streuquerschnitt wird unter Berücksichtigung der Raman-Frequenzverschiebung  $\nu_R$  durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\left( \frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \right) \propto (\nu_0 - \Delta\nu_R)^4 \quad (2.17)$$

Um ein möglichst signalstarkes Raman-Streulicht zu erhalten, sollten die unten angeführten Punkte berücksichtigt werden:

- Die Anzahldichte der Spezies im Messvolumen sollte möglichst groß sein. Da im Brennraum eines Motors die Teilchenanzahl parallel zum Druck zunimmt, eignet sich die Raman-Spektroskopie besonders gut für die Analyse der Hochdruckphase.
- Weil die Intensität der Raman-Streuung mit der 4. Potenz der anregenden Strahlung skaliert und  $\nu_R \ll \nu_0$  gilt, ist es sinnvoll im UV anzuregen. Allerdings kann es bei Verwendung von UV-Lasern zu Signalinterferenzen mit LIF-Emissionen kommen.
- Die Laserintensität sollte so hoch wie möglich sein. Ein Problem dieser Forderung besteht allerdings darin, dass es auf Grund der hohen Leistungsdichte im fokussierten Laserstrahl (speziell bei punktförmigen Raman-Messungen) zu Plasmazündungen (Ionisation von Gasmolekülen) kommen kann. Die Schwelle für Gasdurchbrüche liegt ca. bei  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  [99, 122, 138]. Abgesehen davon, dass derartige Gasdurchbrüche zu einer breitbandigen Hintergrundstrahlung führen, die erheblich stärker als das Raman-Streulicht sein kann, besteht bei Gemischbildungsuntersuchungen vor allem die Gefahr der Laserzündung. Zusätzlich sollte natürlich auch die Zerstörschwelle der Glasfenster, die in etwa bei  $25 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$  [61] liegt, nicht überschritten werden.
- Das Beobachtungsvolumen sollte groß gewählt werden, was allerdings mit einer Reduktion der örtlichen Auflösung einhergeht.
- Je größer der beobachtete Raumwinkel ist, desto größer ist auch die Raman-Intensität. Die Größe der optischen Zugänge wirkt als begrenzender Faktor entgegen.

Besonders bei motorischen Versuchen ist es schwierig die Laserleistung konstant zu halten, welche nach Gleichung 2.17 direkt die Raman-Intensität (und damit Konzentration) beeinflusst. Zwar können Schuss-zu-Schuss-Schwankungen gemessen werden, allerdings entziehen sich Laserleistungsschwankungen, welche z.B. durch eine Verschmutzung der optischen Zugänge verursacht werden, vollständig einer messtechnischen Erfassung [30].

Um diese Einflüsse auf das Messsignal zu eliminieren, werden daher nicht absolute, sondern ausschließlich relative Konzentrationen gemessen. Da sich die Störgrößen dann jeweils gleich stark in den Intensitäten der betrachteten Signale auswirken, können diese so vernachlässigt werden.

Auf Basis von Gleichung 2.16 ergibt sich folgende Arbeitsgleichung:

$$\frac{I_1}{I_2} = k \cdot \frac{\left(\frac{\delta\sigma_1}{\delta\Omega}\right)}{\left(\frac{\delta\sigma_2}{\delta\Omega}\right)} \cdot \frac{n_1}{n_2} = c \cdot \frac{n_1}{n_2} \quad (2.18)$$

Diese Vorgehensweise wurde im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, um das Kraftstoff/Luft-Verhältnis im Messvolumen zu ermitteln, und dadurch eine Verifikation der Tracer-LIF Messtechnik zu ermöglichen.

Das Kraftstoff/Luft-Verhältnis bzw. das Luftverhältnis  $\lambda$ , wird dabei als der Quotient zwischen der zur Verfügung stehenden Luft und dem stöchiometrischen Luftbedarf  $L_{\min}$  definiert. Der  $\lambda$ -Wert kann entsprechend Gleichung 2.19, daher auch anhand der Anzahldichte der Stickstoff ( $n_{N_2}$ )- und Kraftstoffmoleküle ( $n_F$ ) dargestellt werden.

$$\lambda = \frac{1}{L_{\min}} \cdot \frac{n_{N_2}}{0.79 \cdot n_F} = c \cdot \frac{n_{N_2}}{n_F} \quad (2.19)$$

Die Dichte der Luft wurde deshalb über das Raman-Signal von Stickstoff bestimmt, da die Anzahldichte der  $N_2$ -Moleküle in Luft um das ca. 4-fache höher ist wie bei Sauerstoff, wodurch sich die Messgenauigkeit entsprechend erhöht. Zusätzlich ist die Position der Raman-Linie von  $N_2$  im Spektrum weiter von der Anregungswellenlänge entfernt als das bei Sauerstoff der Fall ist, sodass sich schwächere Interferenzen mit dem Laser-Streulicht (Rayleigh-Streuung) ergeben. Im Verbrennungsmotor ist diese Vorgehensweise allerdings nur dann zulässig, wenn sich keine Abgase im Messvolumen befinden, bzw. die Verbrennung noch nicht eingesetzt hat.

Bestimmt man zusätzlich noch die Konstante  $c$  in der Gleichung, welche vom optischen Aufbau abhängt, dann kann das Luftverhältnis direkt aus den Raman-Streulichtintensitäten beider Spezies ermittelt werden. Zu diesem Zweck wurden Messungen in einer eigens dafür entwickelten Kalibrierzelle durchgeführt, wobei eine Vielzahl von unterschiedlichen Kraftstoff/Luft-Gemischen definierter Zusammensetzung vermessen wurde. Die so erhaltene Datenbank kann dann zur Kalibrierung der Motormessungen herangezogen werden. Allerdings müssen sowohl die Umgebungsbedingungen bei den Messungen in Kammer und Motor (Druck, Temperatur) als auch der optische Aufbau identisch sein. Eine detaillierte Beschreibung dazu kann der Arbeit von Schleifenlehner [118] entnommen werden.

## 2.3 Flammeneigenleuchten

Unter Flammeneigenleuchten versteht man die Emission von Licht, welche von Atomen, Radikalen oder Molekülen ausgeht, die von einem angeregten Zustand in den Grundzustand zurückkehren. Die zugrundeliegenden Vorgänge sind ähnlich wie bei der Fluoreszenz, werden allerdings als Chemolumineszenz bezeichnet, da die Emittoren nicht mittels Laserlicht, sondern durch den Verbrennungsprozess (z.B. chemische Reaktionen oder hohe Temperaturen) angeregt werden.

Die Wellenlänge dieser elektromagnetischen Strahlung ist dabei stoffspezifisch, da jedes Molekül nur eine fix vorgegebene Kombination energetischer Ausgangs- und Endzustände einnehmen kann. Bezieht man für die Betrachtungen das Bohr'sche Atommodell mit ein, dann bewegen sich die Elektronen auf bestimmten Bahnen um den Atomkern, den sogenannten Schalen oder auch Orbitalen genannt. Jede dieser Bahnen steht für einen bestimmten Energiewert, sodass sich die Elektronen auch nicht dazwischen aufhalten dürfen.

Geht nun ein Atom oder Molekül unter Abgabe elektromagnetischer Strahlung von einem angeregten Zustand  $E_2$  in einen tieferliegenden Zustand  $E_1$  über, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$E_2 - E_1 = h \cdot \nu \quad (2.20)$$

Energie und Wellenlänge des Photons sind also miteinander gekoppelt, der Proportionalitätsfaktor ist das sogenannte Plancksche Wirkungsquantum  $h$  ( $6.6260755 \cdot 10^{-34}$  J·s). Ferner besteht ein Zusammenhang zwischen der Frequenz und Wellenlänge der Strahlung, welcher sich folgendermaßen darstellt:

$$v = \frac{c}{\lambda} \quad (2.21)$$

Die Wellenlänge des Lichts ist also umgekehrt proportional zur Energiedifferenz des elektronischen Überganges, wobei  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit (ca. 300.000 km/s) ist.

Dies führt dazu, dass bei Atomen die sogenannten Linienspektren entstehen. Bei Molekülen müssen weitere Energieanteile berücksichtigt werden, da sich die Atome sowohl um ihre jeweilige Ruhelage als auch relativ zueinander bewegen können. Dadurch ergeben sich zusätzliche Vibrations- und Rotationsniveaus, die sich mit den elektronischen Zuständen des Moleküls überlagern (siehe Abbildung 2.5). Da auch diese Zustände nur diskrete Werte annehmen können, d.h. durch quantenmechanische Auswahlregeln fixiert werden, ergeben sich bei Molekülen die bekannten Bandenspektren. Sowohl Linien- als auch Bandenspektren werden in der Spektroskopie dazu verwendet, um Rückschlüsse auf die jeweilige Spezies zu treffen.

Die Verbrennung von Wasserstoff und Luft ist praktisch unsichtbar im sichtbaren Wellenlängenbereich [16]. Im allgemeinen führen lediglich Verunreinigungen wie Natrium, Kalzium sowie Schwefel zum schwachen Leuchten der Flamme [38]. Die Strahlungsemission von Wasserstoff/Luft-Flammen findet sich in zwei Bereichen des Spektrums. Einerseits im UV zwischen 280 nm und 355 nm, wo eine besonders intensive Bande zwischen 306 nm und 315 nm auftritt [27], welche auf das OH-Radikal zurückzuführen ist. Andererseits im infraroten Bereich (700 nm bis 900 nm), zurückzuführen auf angeregte Wassermoleküle [23].



Aufgrund der geringen Anzahl von freien OH-Radikalen in der Flamme, die zu relativ schwachen Signalen führt, sind zur Erreichung eines günstigen Signal-Rausch-Verhältnisses lange Kamera Belichtungszeiten (einige  $\mu s$ ) erforderlich. Dies führt wiederum zu Unschärfen bei der Erfassung der turbulenten Flammenfront, da sich die Flamme während der Aufnahme weiterbewegt.



## 3 Prüfstand und Versuchsträger

In diesem Kapitel werden zunächst die verwendeten Versuchsträger, der Versuchsmotor (samt Gemischbildungseinheiten) sowie die Einblasekammer vorgestellt. Da im Laufe des Projektes verschiedene Einblasevarianten untersucht wurden, bzw. die experimentellen Aufbauten einer ständigen Weiterentwicklung unterzogen waren, muss diese Beschreibung relativ kurz ausfallen. Es soll an dieser Stelle daher lediglich ein kurzer Überblick gegeben werden, der zudem den Letztstand dokumentiert.

Ebenfalls wird auf eine Beschreibung der Prüfstandsinfrastruktur (Gasversorgung) sowie der Standardmesstechnik (langsame und schnelle Messdatenerfassung) verzichtet, da Kirchweger [68] diese umfangreich in seiner Arbeit beschreibt. Auch auf die Arbeit von Skalla [125] wird verwiesen, da er dieselben Aufbauten verwendet.

### 3.1 Transparentmotor

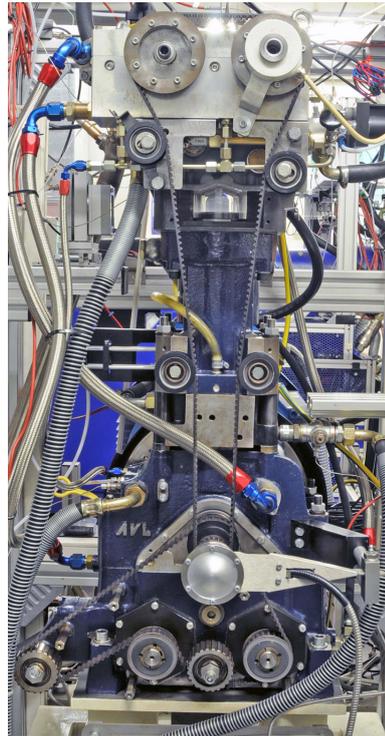
#### 3.1.1 Motorspezifische Daten

Seit den letzten Jahren kommen in der Motorenentwicklung immer häufiger optische Messtechniken zum Einsatz, deren Anwendung am Motor die optische Zugänglichkeit in den Brennraum bzw. das Saugrohr voraussetzen. Diese Zugänge erlauben es, entweder elektromagnetische Strahlung (im sichtbaren oder unsichtbaren Bereich) in das jeweilige Messvolumen einzukoppeln, oder die bei den Messungen freigesetzten Signale zu erfassen.

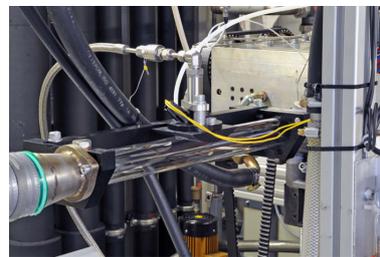
Häufig werden sogenannte Hochdruck-/Hochtemperatur-Kammern mit ihren großflächigen optischen Zugängen vorteilhaft für Grundsatzuntersuchungen zur Gaseinblasung (wie z.B. Strahlbildcharakterisierung) eingesetzt. Diese könne allerdings die Strömungsbewegung im Motor nicht abbilden.

Dem gegenüber steht der Transparentmotor als Entwicklungswerkzeug, der Untersuchungen unter realitätsnahen Randbedingungen ermöglicht, wie sie auch in Serienmotoren auftreten. Abgesehen von geringen Modifikationen am Forschungsmotor, die anschließend noch erläutert werden, kann hier häufig ein originaler Zylinderkopf sowie Kolben verwendet werden, sodass die Brennraumgeometrie dann weitestgehend erhalten bleibt.

Die Untersuchungen im Rahmen dieses Projektes wurden an einem optisch zugänglichen Forschungsmotor mit dachförmigem Brennraum, vier Ventilen und mittig eingesetzter Zündkerze durchgeführt. Die Konfiguration entspricht einem modernen PKW-Ottomotor, womit eine sehr gute Vergleichbarkeit mit Serienmotoren gegeben ist. Der Motor verfügt über optische Zugänge in den Brennraum sowie dem Saugrohr, wobei sämtliche Fenster aus Quarzglas gefertigt sind und damit eine hohe Transmission im UV-Bereich besitzen. Abbildung 3.1 zeigt ein Foto des Transparentmotors.



(a) Transparentmotor, Blick von vorne.



(b) Transparentes Saugrohr, Blick von Einlassseite (rechts in Abbildung a).

**Abbildung 3.1:** Ansicht optischer Motor.

Der optische Zugang zum Brennraum wird durch einen unterhalb des Zylinderkopfes eingesetzten Glasring gebildet, der die oberen 44 mm der Zylinderlaufbuchse ersetzt. Der Glasring mit einer Dicke von 18 mm ist entsprechend der Dachkontur geformt, wodurch der gesamte Dachbrennraum (samt Zündkerzen- und Injektorposition) gut einzusehen ist. Im Gegensatz zu den meisten anderen ausgeführten Transparentmotoren kommt hier ein ungeteilter Glasring zum Einsatz, wodurch sich keine störenden Trennflächen im Sichtbereich ergeben.

Ein weiterer optischer Zugang wird durch ein Kolbenfenster, in Verbindung mit einem geschlitzten und verlängerten Kolbenschaft gebildet. Durch einen um  $45^\circ$  geneigten Spiegel, der unterhalb des Kolbenfensters hineinragt, kann so zusätzlich ein Laserlichtschnitt eingekoppelt oder ein im Brennraum entstandenes Signal detektiert werden. Das Fenster im Kolbenboden ermöglicht einen großflächigen Einblick in den Brennraum, allerdings ist die Sichtbarkeit der Quetschspalte eingeschränkt, da das Glas nicht die gesamte Fläche des Kolbens einnehmen kann. Ein ringförmiger Bereich von ca. 5 mm bleibt daher unsichtbar.

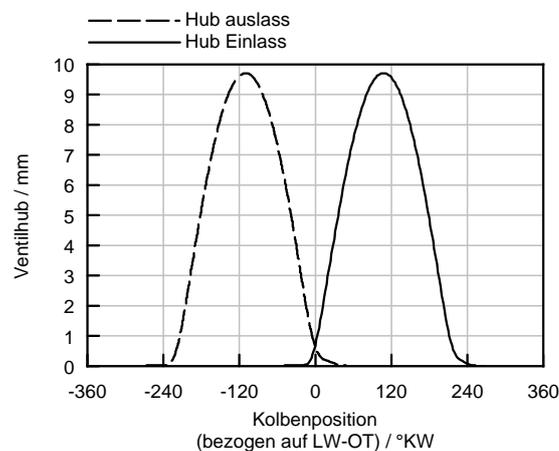
Um optischen Zugang in das Saugrohr zu erhalten, musste der Saugkanal entsprechend modifiziert werden. Dies wurde über die Verwendung einer speziellen Saugrohrkonstruktion, in welcher ein Teil der luftführenden Elemente aus Glas ausgeführt ist, gewährleistet. Es wurde dazu ein Glasrohr ( $d \times l$ ,  $36 \times 354$  mm) unmittelbar vor der Kanalteilung in die beiden Einzelkanäle des Ansaugtrakts integriert (siehe Abbildung 3.1 rechts). Die Einblasestelle befindet

sich auf halber Länge dieses Rohres. Somit lässt sich eine relativ lange Mischstrecke einsehen. Die Halterung des Injektors ist derart ausgeführt, dass dieser sowohl senkrecht als auch  $45^\circ$  zur bzw. gegen die Strömungsrichtung geneigt, montiert werden kann. Da die geometrischen Abmessungen der Sauganlage, wie z.B. Strömungsquerschnitt und -länge weitestgehend beibehalten wurden, bleibt die Gasdynamik des ursprünglichen Aufbaus nahezu unverändert.

Die wichtigsten technischen Daten des Transparentmotors sind in nachstehender Tabelle 3.1 zusammengefasst und die Ventilhubkurven können Abbildung 3.2 entnommen werden.

**Tabelle 3.1:** Daten des verwendeten Forschungsmotors [40].

Motor	1-Zylinder-Motor (optisch zugänglich)
Hub×Bohrung	$86 \times 86$ [mm]
Hubraum	$499.6$ [cm <sup>3</sup> ]
Verdichtung $\epsilon$	9.1:1
Anzahl Ventile	4
Ventilspreizung	
Ein-/Auslass	$110^\circ\text{KW}/110^\circ\text{KW}$ (Ventilhubkurven siehe Abbildung 3.2)
Max. Drehzahl (Grundmotor)	$6000$ [min <sup>-1</sup> ]
Max. Drehzahl (optische Variante)	$3000$ [min <sup>-1</sup> ]
Spitzendruck (ohne optische Bauteile)	$150$ [bar]
Kolben	Flachkolben



**Abbildung 3.2:** Ventilhubkurven am Transparentmotor.

Im Vergleich zur thermodynamischen Konfiguration sind beim Betrieb des optischen Motors einige Einschränkungen zu berücksichtigen. So ist z.B. die Maximaldrehzahl aufgrund des deutlich schwereren Langlochkolbens (samt Fenster) auf einen Wert von  $3000 \text{ min}^{-1}$  begrenzt. Aufgrund der notwendigerweise nach unten verlegten Kolbenringe, ergibt sich weiters ein

relativ langer Feuersteg von über 80 mm, was zu einem zusätzlichen Volumen von ca.  $6.5 \text{ cm}^3$  führt. Dadurch stellt sich eine Verdichtung von ca. 9.1:1 ein, die somit nur um etwa einen Punkt unter der des Grundmotors liegt. Zusätzlich haben die eingesetzten Graphitkolbenringe ein größeres Blow-By (Leckage). Die Verwendung von Glasbauteilen im Motor bringt weitere Einschränkungen mit sich. So ist der Zylinderdruck auf einen Maximalwert von 60 bar begrenzt (um die Gefahr eines Glasbruchs zu reduzieren). Dadurch ist auch die Verdichtung limitiert, welche grundsätzlich etwas angehoben werden könnte.

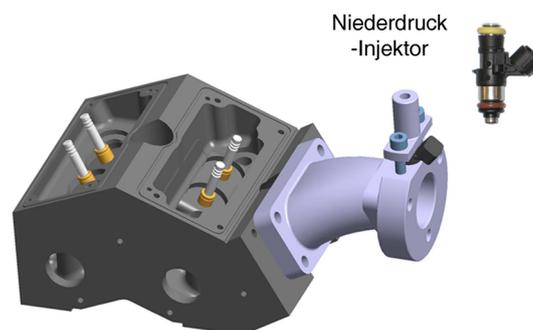
, wodurch auch das Verdichtungsverhältnis Abgesehen davon, kommt es durch die Glasbauteile (Glasring und Kolbenfenster) zu einem veränderten Wärmeübergang zwischen dem Gas und der Zylinderwand, der bei vergleichenden Aussagen zu Serienmotoren berücksichtigt werden muss. Zusätzlich ist auch das Zylinderrohr im Bereich des Quarzringes nicht thermisch konditioniert.

### 3.1.2 Gemischbildungsorgane

Für die Untersuchungen am Transparentmotor kamen mehrere Gemischbildungseinheiten für Direkt- und Saugrohrenblasung zum Einsatz, die im Folgenden beschrieben werden. Eine der Varianten wurde bereits im vorangegangenen Abschnitt vorgestellt, bei der Kraftstoffstromaufwärts zum optischen Saugrohr eingeblasen wird.

#### Äußere Gemischbildung (Einblasung ins Saugrohr)

Die Untersuchungen zur Saugrohrenblasungen wurden mit einem elektromagnetischen Einblaseventil für Erdgas (NGI2) der Firma Robert Bosch GmbH durchgeführt. Um nachzuweisen, dass sich der Injektor auch für die Wasserstoffeinblasung eignet, wurden vor den Motormessungen Sicherheits- und Funktionstests (Leckage, Standzeit) durchgeführt [33]. Abbildung 3.3 zeigt die Einbauposition des Injektors für die Messungen im Brennraum des Transparentmotors.



**Abbildung 3.3:** Einbaulage Einblaseventil zur Saugrohrenblasung.

Die Einblasestelle befindet sich noch vor der Aufteilung der Strömung in die beiden Saugrohrarme ca. 140 mm von den Einlassventilen entfernt. Abgesehen von der dargestellten Konfiguration, wo der Kraftstoff senkrecht zur Strömungsrichtung der Ansaugluft zugemischt wird,

kann der Injektor auch hier geneigt ( $45^\circ$  zur bzw. gegen die Strömungsrichtung) eingebaut werden. Hierzu ist lediglich ein Wechsel des Saugrohradapters erforderlich.

### Direkteinblasung (Innere Gemischbildung)

Seit dem Beginn der Untersuchungen zur Direkteinblasung kamen unterschiedliche Injektoren zum Einsatz. Zum Teil waren das Nieder- und Mitteldruckinjektoren mit Drücken von 5 bar bis max. 70 bar, größtenteils jedoch Hochdruckinjektoren mit Spitzendrücken bis 200 bar.

Einer der verwendeten Injektoren (Fa. Hoerbiger Valve Tec.) ist exemplarisch in [Abbildung 3.4](#) dargestellt. Es handelt sich hierbei um einen Hochdruckinjektor (200 bar), dessen Funktionsweise auf dem eines Platten- bzw. Tellerventils beruht, das elektromagnetisch angesteuert wird. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise des Injektors kann z.B. bei Grabner [\[46\]](#) entnommen werden.



**Abbildung 3.4:** verwendeter Hochdruckinjektor.

Der verwendete Zylinderkopf bietet die Möglichkeit, die Injektoren an zwei unterschiedlichen Stellen zu montieren. Zum einen zentral direkt neben der Zündkerze, zum anderen seitlich zwischen den Einlassventilen. In nachstehender [Abbildung 3.5](#) sind die beiden möglichen Einbaupositionen anhand eines Rapid-Prototyping Schnittmodells vom Zylinderkopf dargestellt.



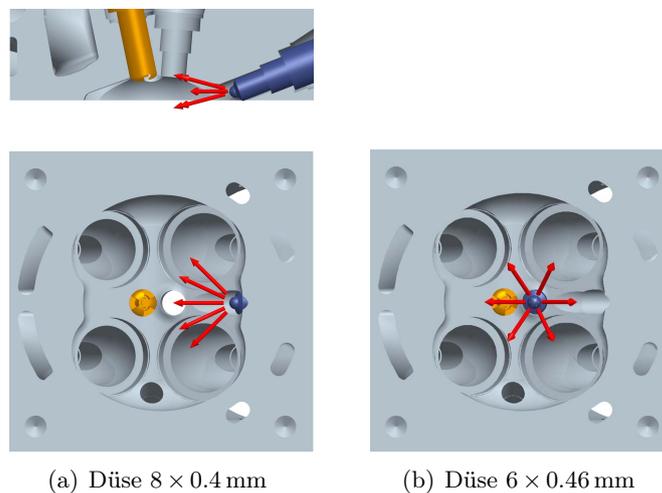
**Abbildung 3.5:** Schnittmodell Zylinderkopf mit seitlicher (links) und zentraler Einbaulage (rechts).

In der seitlichen Einbaulage beträgt der Winkel der Injektorachse zur Horizontalen  $21.5^\circ$ , in der zentralen Lage ist die Injektorachse um  $4.5^\circ$  zur Vertikalen geneigt. Für die Messungen wurde beide Konfigurationen verwendet. Das Lochbild der jeweiligen Konfiguration weist dabei folgende Eigenschaften auf (siehe [Abbildung 3.6](#)):

- Die Düse der seitlichen Injektorposition verfügt über 8 Bohrungen mit einem Durchmesser von jeweils 0.4 mm, wodurch sich ein Gesamtquerschnitt von ca.  $1 \text{ mm}^2$  ergibt. Die

Bohrungen sind dabei derart ausgeführt, dass die Strahlen einerseits die Zündkerze erreichen und andererseits ein möglichst großes Volumen im Dachbrennraum erfassen. Das Lochbild ist linsenförmig angeordnet, wobei sich genau zwei Strahlen in der vertikalen Symmetrieebene befinden.

- Die Düsengeometrie des Injektors in zentraler Einbausituation besitzt ein rotationssymmetrisches Strahlbild mit 6 Bohrungen. Der Lochdurchmesser beträgt jeweils 0.46 mm, sodass sich ebenfalls ein Gesamtquerschnitt von ca. 1 mm<sup>2</sup> ergibt. Die Spannvorrichtung für die zentrale Lage ermöglicht ein Verdrehen des Injektors, weshalb sich zwei unterschiedliche Einbausituationen ergeben. Die in der Abbildung dargestellte Position A, bei der ein Strahl auf die Zündkerze trifft, sowie eine um 30° gedrehte Variante B (nicht dargestellt). Für unsere Untersuchungen wurde Variante A verwendet, da sich hierbei jeweils zwei gegenüberliegende Teilstrahlen im Laser-Lichtschnitt befinden.

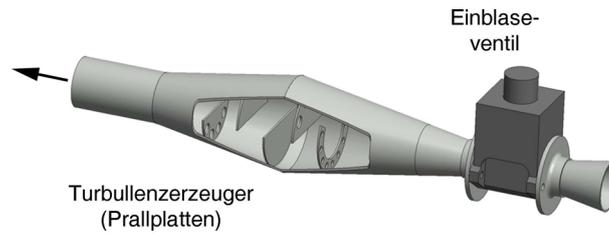


**Abbildung 3.6:** Strahlwinkel am Hochdruckinjektor, (a) bei seitlicher Einbaulage (8 × 0.4 mm), (b) bei zentraler Einbaulage (6 × 0.46 mm).

### Vormischstrecke zur Erzeugung eines homogenen Kraftstoff/Luft-Gemisches

Die grundsätzliche Wirkungsweise der Vormischstrecke besteht darin, den Kraftstoff, welcher der Ansaugluft des Motors beigemischt wird, möglichst homogen mit dieser zu vermischen. Diese homogene Gemischverteilung wird sowohl für Verbrennungs- als auch Gemischbildungsuntersuchungen benötigt. Nähere Erläuterungen dazu, finden sich in Kapitel 5.

Zu diesem Zweck wurde eine Vormischstrecke mittels CFD-Simulation konzipiert [95] und in das Saugrohr integriert. Diese Gemischbildungseinheit besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten: einem Niederdruck-Gaseinblaseventil, ähnlich dem wie es auch für die Saugrohreinblasung verwendet wird und einem Turbulenzerzeuger, der aus einer Anordnung einzelner Prallplatten besteht (Abbildung 3.7).



**Abbildung 3.7:** Schematischer Aufbau der Vormischstrecke.

Der grundlegende Ansatz für die Ausführung der Vormischstrecke war die Integration von Prallplatten in den Strömungskanal, um somit die Vermischung der unterschiedlichen Gase durch Umlenkung (zusätzliche Geschwindigkeitskomponenten quer zur Kanalachse) und Einschnürung (lokale Geschwindigkeits- und somit Turbulenzerhöhung) der Strömung zu beschleunigen. Der Grundkörper besteht dabei aus zwei gegenläufig verbauten Konen, die den Durchmesser des Strömungskanals von 40 auf ca. 110 mm erweitern, sodass sich bei einer Gesamtlänge von 600 mm ein Fassungsvermögen von ca. 3 l ergibt. In diesen Grundkörper wurden insgesamt 5 Prallplatten eingesetzt, die versetzt zueinander entsprechend positioniert wurden.

Um sicherzustellen, dass sich die Ansaugluft möglichst gut mit dem eingeblasenen Kraftstoff durchmischt, wird das Einblaseventil zweimal im Motorzyklus angesteuert. Das jeweilige Kraftstoff/Luft-Verhältnis für die Messungen wird, abgesehen vom Einblasedruck ( $3 \text{ bar}_{\text{abs}}$ ), über die Einblasedauer des Ventils eingestellt.

Um wesentliche Erkenntnisse über das Verhalten der Durchmischung des eingebrachten Kraftstoffes mit der Ansaugluft und somit ein Grundkonzept für den Aufbau der Vormischstrecke in möglichst kurzer Zeit zu erhalten, wurde die Konzeptfindung mit Hilfe der 3D CFD-Simulation unterstützt. Ohne auf die Entwicklung näher einzugehen, soll an dieser Stelle nur kurz das Lasten- bzw. Pflichtenheft vorgestellt werden.

**Folgende Anforderungen sollten bei der Konzeption und Fertigung der Vormischstrecke berücksichtigt werden:**

- Der eingeblasene Kraftstoff muss sich gut mit der Ansaugluft vermischen, d.h. es ist zu gewährleisten, dass der Motor mit einem homogenen Kraftstoff/Luft-Gemisch versorgt wird. Dieser angesaugte Gas/Luft-Strom muss zusätzlich stationär vorliegen, die Gemischzusammensetzung am Ende bzw. Ausgang der Vormischstrecke darf daher über der Zeit nicht variieren.
- Die Strömungsverluste, die durch das Einbringen der Prallplatten in den Ansaugtrakt des Motors zu erwarten sind, sollten so gering wie möglich sein. Dies ist erforderlich, um die Randbedingung der Ansaugströmung (z.B. Luftaufwand  $\lambda_a$ ) möglichst wenig zu beeinflussen.

Die Bestimmung des  $\lambda_a$ -Wertes mit und ohne Vormischstrecke hat gezeigt, dass dieser lediglich um 2 bis 3 % abfällt, d.h., die Drosselverluste können vernachlässigt werden.

- Um bei einer Kraftstoffeinblasung die Konzentration im Saugrohr gering zu halten, sollte die Vormischstrecke mit einem möglichst kleinen Fassungsvermögen realisiert werden. So können die Sicherheitsrisiken beim Auftreten von Rückzündungen (besonders bei Wasserstoffbetrieb) weitestgehend minimiert bzw. abgeschwächt werden.
- Die Auslegung der Vormischstrecke sollte an einem für die Messungen relevanten Motorbetriebspunkt erfolgen:
  - Motordrehzahl:  $2000 \text{ min}^{-1}$
  - ungedrosselte Ansaugung, Luftmassenstrom:  $30 \text{ kg/h}$
  - zur Ansaugluft beigemischt Gas: Methan ( $\text{CH}_4$ )
  - Luftverhältnis:  $\lambda = 1$
- Die Vormischstrecke sollte aus leicht verfügbaren Normbauteilen (Edelstahl) aufgebaut sein. Somit ist eine möglichst rasche und einfache Fertigung im Anschluss an die Simulationsberechnungen sichergestellt.

Um aus Sicherheitsgründen die Kraftstoffmenge im Saugrohr gering zu halten (besonders bei Wasserstoff), wurde die Vormischstrecke so nahe wie möglich am Motor in die Sauganlage eingebaut. In dieser Anordnung kann der Motor durch Umschalten entweder mit einem homogenen Gas/Tracer/Luft-Gemisch oder mit Saugrohr- bzw. Direkteinblasung betrieben werden.

## 3.2 Optisch zugängliche Kammer

Um auch eine Strahlbild-Analyse der am Motor eingesetzten Saugrohr-Injektoren zu bewerkstelligen, wurden ergänzende Kammerversuche durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde eine optische Kammer – ursprünglich für den Betrieb mit flüssigen Kraftstoffen entwickelt – aufgebaut und für den Gasbetrieb adaptiert [54]. Abbildung 3.8 zeigt eine Foto vom Versuchsträger.

Der wesentliche Vorteil von Kammer- zu motorischen Versuchen besteht darin, dass Phänomene wie z.B. das Strömungsfeld, die Strahl/Wand-Interaktion und die Gemischbildung, die sich im Motor immer in komplizierter Weise überlagern, voneinander isoliert betrachtet werden können. Zusätzlich können auch Umgebungsdruck und -temperatur im Rahmen der Betriebsgrenzen frei eingestellt werden. Die Kammer erlaubt dabei Temperaturen bis  $1000 \text{ K}$  und Drücke bis  $100 \text{ bar}$ . Vier optische Zugänge mit einem Fensterdurchmesser von je  $100 \text{ mm}$  ermöglichen eine laterale sowie frontale Ansicht auf den Strahl. Das Kammervolumen beträgt ca.  $25 \text{ l}$  bei einer Innenlänge von  $350 \text{ mm}$ . Die Füllung der Kammer erfolgt aus Druckgasflaschen, wobei der Innendruck mittels Druckregler eingestellt wird. Der Füll- und Entleervorgang wird dabei durch pneumatisch betätigte Ventile gesteuert. Eine detaillierte Beschreibung der Spezifikationen kann z.B. bei Fimml [141] entnommen werden.

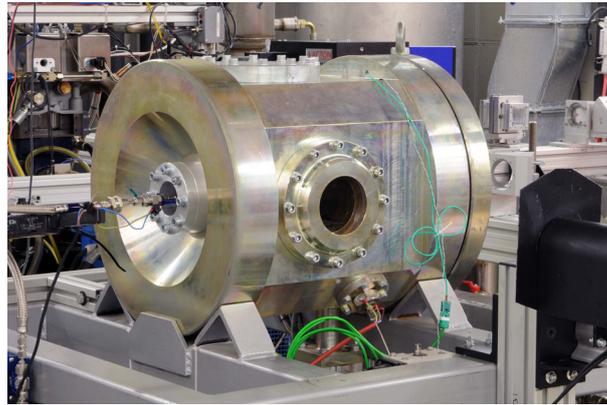


Abbildung 3.8: Ansicht der Kammer.

### 3.3 Sicherheitsmaßnahmen für den H<sub>2</sub>-Betrieb

Der Betrieb eines Motors mit Wasserstoff stellt erhöhte Sicherheitsanforderungen an Mensch und Maschine. Dazu zählt neben apparativen sowie bautechnischen Maßnahmen (z.B. speziellen Brandschutztüren) vor allem die Schulung des Personals. Da die Speicherung zumeist in Druckbehältern erfolgt (bis 300 bar), ist auch hier ein sicherer Umgang entscheidend. Als besonders kritisch sind die weiten Zündgrenzen des Wasserstoffes zu nennen, (4.0–76.0 Vol-%), da sich bereits bei sehr geringen Konzentrationen, ein zündfähiges Gas/Luft-Gemisch bilden kann. Alle Sicherheitsmaßnahmen zielen daher darauf ab, eine explosionsfähige Atmosphäre sowie wirksame Zündquellen zu vermeiden. Im Folgenden sollen die wichtigsten Sicherheitsmaßnahmen, die am Prüfstand umgesetzt wurden, erläutert werden:

- Installation eines leistungsstarken Lüftungssystems, um zu vermeiden, dass sich bei Gasaustritt ein zündfähiges Kraftstoff/Luft-Gemisch in der Prü fzelle bildet.

Die Luft gelangt dabei über einen Schacht in Bodennähe in den Prüfraum, und wird über einen Kanal in der Decke, der diagonal im Raum angeordnet ist (Kreuzspülung) durch ein Gebläse abgesaugt. Das Gebläse verfügt über eine Saugleistung von 30.000 m<sup>3</sup>/h. bei einem Rauminhalt von 210 m<sup>3</sup> führt dies zu einem 120-fachen Luftwechsel in der Stunde. Zusätzlich wird in der Prü fzelle ein konstanter Unterdruck von 0.25 mbar eingestellt, wodurch verhindert wird, dass Kraftstoff ins Freie bzw. in umgebende Räume übertritt.

Um erhöhte Kraftstoffkonzentrationen im Abgastrakt zu vermeiden (z.B. durch Zündaussetzer), wurde ein Abgasventilator verbaut, der das Rohabgas mit Frischluft verdünnt, dass kein zündfähiges Gemisch entsteht.

- Einbau einer H<sub>2</sub>-Gaswarnanlage: Die Gasüberwachung erfolgt mit einem Sensor der Fa. Zellweger Analytics, welcher sich direkt über dem Versuchsträger an der Decke befindet. Der Schwellwert dieses Sensors liegt bei 10 % UEG (untere Explosionsgrenze) und löst folglich bei 0.4 Vol-% H<sub>2</sub> in der Umgebungsluft Alarm aus. Ein zweiter Sensor befindet

sich im Abluftsystem, welcher allerdings über einen deutlich geringeren Grenzwert von 200 ppm  $\text{H}_2$  verfügt.

Weiters werden noch zwei tragbare  $\text{H}_2$ -Sensoren (MSTox 9001 der Firma MST, Messbereich 0–0.2 Vol-% und 0–4 Vol-%) verwendet, welche die Sicherheit zusätzlich erhöhen sollen.

- Ständige Wartung der gasführenden Leitungen auf Dichtigkeit, um Gasaustritt zu vermeiden. Aufgrund der geringen Dichte von Wasserstoff und der Tatsache, dass die Leitungen zum Teil mit Drücken bis 300 bar beaufschlagt werden, können bereits geringe Undichtheiten zu großen Leckagemengen führen. Um dies zu unterbinden, werden regelmäßig sogenannte Druckhalteprüfungen durchgeführt. Dazu werden die Leitungen mit He gefüllt (typ. 300 bar) und der Druckabfall über die Zeit kontrolliert.

Dies ist auch bei den eingesetzten Injektoren erforderlich, die nur dann für den Versuch freigegeben werden, wenn die Leckagemengen unterhalb der Herstellerangaben liegen.

- NOT/AUS-Gasversorgung:

Überwachung des Kraftstoff-Massenstromes, um bei einer auftretenden Leckage die freigesetzte Menge reduzieren zu können. Kommt es im Störfall zu einer Überschreitung der Grenzwerte, wird die Kraftstoffzufuhr sofort unterbrochen.

Zusätzlich wurde direkt vor dem Motor ein 3-Wege Ventil in die Kraftstoffleitung integriert, welches bei einer Notabschaltung (oder manueller Betätigung) den Leitungsstrang zu den Gemischbildungseinheiten entlüftet, und damit ebenfalls die Gasversorgung unterbricht.

- Die Laser-Pulsenergie sollte möglichst gering gehalten werden, um eine Zündung des Kraftstoff/Luft-Gemisches zu vermeiden.

Dies stellt bei den LIF-Messungen kein Problem dar, da hier die Messungen im Lichtschnitt erfolgen, und die Pulsenergie des Excimerlasers bei max. 200 mJ keinen Gasdurchbruch induziert.

# 4 Optische Messtechniken

## 4.1 LIF-Messsystem

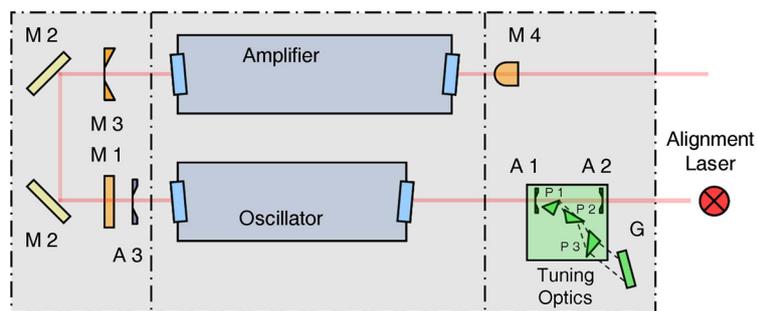
Dieser Abschnitt stellt die wichtigsten Komponenten des LIF-Messsystems vor, die im Rahmen dieser Arbeit für die Messungen an Motor (im Brennraum und Saugrohr) und Kammer verwendet wurden. Dabei handelt es sich um den Laser, der zur Anregung dient, die Kamera für die Signaldetektion sowie die Strahlführung, die zur Erzeugung der Laser-Lichtschnitte (d.h. der Messebenen) erforderlich ist.

### 4.1.1 Excimerlaser

Das Grundprinzip des Excimer (excited dimer)-Lasers beruht auf der Entladung von ionisiertem Gas. Je nach der geforderten Wellenlänge werden dabei unterschiedliche Gasgemische verwendet, die im Wesentlichen aus einem Edelgas sowie Halogen bestehen. KrF (248 nm), KrCl (222 nm), XeF (351 nm), ArF (193 nm) und XeCl (308 nm) sind typische Edelgas-Halogen Verbindungen, wobei das Puffergas (Ne) den größten Anteil einnimmt. Das optische Pumpen erfolgt durch mehrere Hochspannungselektroden, welche unmittelbar in die Laserröhre hineinragen. Der Laserstrahl schwingt dann in einem, aus zwei Spiegeln bestehenden Resonator auf, und wird anschließend durch einen teildurchlässigen Spiegel ausgekoppelt.

Bei dem für diesen Versuchsaufbau verwendeten Laser handelt es sich um einen KrF-gefüllten Excimerlaser der Fa. Lambda Physik, Typ COMPex 150 [53]. Der COMPex 150 ist als Sonderform eines Excimerlasers ein sogenanntes Oscillator/Amplifier Laser System, welches aus zwei separaten Laserröhren besteht. Durch den speziellen Aufbau, bestehend aus einer abstimmbaren Oszillator- und einer Verstärkerröhre, kann dabei Laserlicht mit einer äußerst geringen Bandbreite erzeugt werden, was eine Grundvoraussetzung zur Eignung für selektive LIF Methoden ist. Der Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Der Laserstrahl schwingt zunächst im Oszillator auf, wobei der rückwärtige Spiegel hier durch eine sogenannte Abstimmereinheit (Tuning Optics) ersetzt wird. Diese Baugruppe besteht aus drei Prismen (P 1 bis P 3), die das Laserlicht spektral aufspalten, sowie einem Gitter (G), welches den Strahl reflektiert. Anhand eines Schrittmotors, der das Abstimmgitter bewegt, lässt sich der Laser so in der Wellenlänge durchstimmen. Ist die maximale Besetzungsinversion im Resonator erreicht, wird der Strahl durch einen teildurchlässigen Spiegel (M 1) ausgekoppelt, und mittels einer Lochblende (A 3, Durchmesser ca. 1 mm) im Querschnitt reduziert. Die Spiegel M 2 und M 3 lenken den Strahl dann um, sodass dieser durch eine kleine Bohrung in Spiegel M 4 den Amplifier passiert. Dabei wird der Laserstrahl verstärkt, wobei die notwendige Energie über die, an den Elektroden anliegende Hochspannung stufenlos eingestellt werden kann. Die Spiegel des Amplifier sind zusätzlich als instabile Optik (siehe [29]) ausgeführt, wodurch sich die Divergenz des Strahls verringert und die Leistungsdichte erhöht.



**Abbildung 4.1:** Prinzip des verwendeten Excimerlasers COMPex 150.

Die wichtigsten technischen Daten des Lasers sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

**Tabelle 4.1:** Technische Daten COMPex 150 im KrF-Betrieb [91].

Wellenlänge	248.0 bis 248.8 nm
max. Pulsenergie (bei 10 Hz Pulsfrequenz)	250 mJ
max. Pulsfrequenz	50 Hz
Durchschnittliche Pulsdauer	20 ns
Strahlprofil	10 × 25 mm
Divergenz	< 0.2 mrad
Bandbreite	< 3 pm
Verstellbereich Wellenlänge	ca. 0.8 nm

Durch den speziellen Aufbau ist es auch möglich, beide Laserröhren separat zu betreiben. Hierzu ist lediglich eine Unterbrechung der Triggerung notwendig. Wird ausschließlich der Amplifier betrieben, entsteht dabei breitbandiges Laserlicht (ca. 500 pm) mit Pulsenergien > 400 mJ, was einen effizienten Einsatz bei Tracer-LIF ermöglicht.

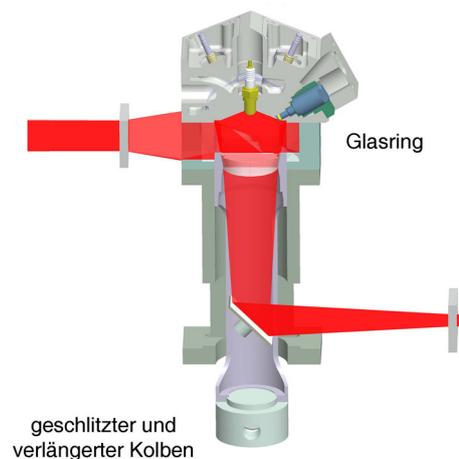
### 4.1.2 Strahlführung

#### Messungen im Brennraum

Damit man die dreidimensional ablaufenden Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgänge mit einer zweidimensionalen Messtechnik möglichst gut erfassen kann, sollten die LIF-Messungen in mehreren Ebenen (mindestens zwei) durchgeführt werden. Um allerdings den Aufwand gering zu halten, den die notwendigen Umbauarbeiten an der Strahlführung mit sich bringen, wurden zwei orthogonal zueinander stehende Ebenen für die Untersuchungen ausgewählt.

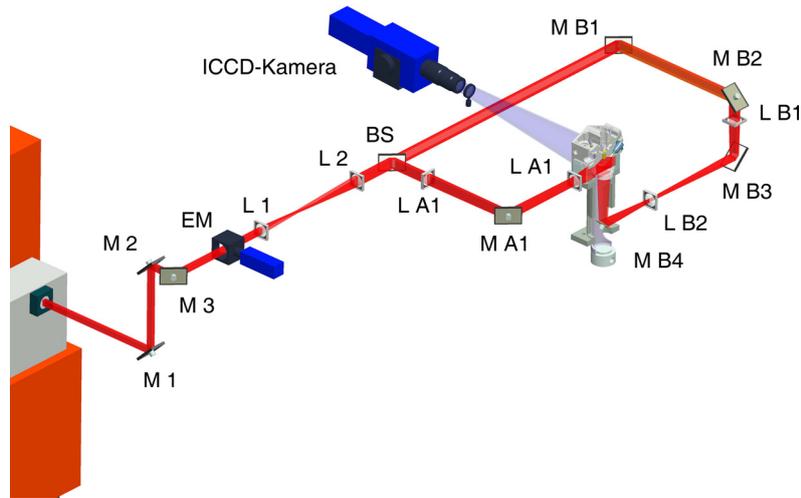
Dazu wurden zwei Konfigurationen realisiert, wobei der Lichtschnitt einmal vertikal und einmal horizontal im Brennraum liegt. Durch diese Anordnung sollte einerseits ein möglichst großer Bereich des Dachbrennraumes (samt Zündkerze) einzusehen sein, und andererseits eine von der Kolbenposition unabhängige Ausleuchtung sichergestellt werden.

**Vertikaler Lichtschnitt in der Teilungsebene des Zylinderkopfes:** In dieser Konfiguration wird der Laserstrahl in zwei intensitätsgleiche Teilstrahlen aufgeteilt. Ein Teilstrahl wird seitlich über den Glasring, der andere von unten über den Glaseinsatz im Kolben eingekoppelt. Auf diese Weise kann eine gleichmäßige und vollständige Ausleuchtung des Brennraumes bei jeder Kolbenposition erreicht werden. Beide Laserstrahlen werden in der Teilungsebene des Zylinderkopfes deckungsgleich positioniert, wobei Zündkerzen- und Injektorachse in der Beleuchtungsebene liegen. Abbildung 4.2 zeigt dazu die Positionierung der Lichtschnitte.



**Abbildung 4.2:** Lage vertikaler Lichtschnitt.

Zu Beginn der Entwicklung wurden beide Laserstrahlen für den vertikalen Lichtschnitt von der Seite über den Glasring in den Brennraum eingekoppelt, wodurch allerdings der Bereich um den oberen Totpunkt wegen der Abschottung des Laserlichtes durch den Kolben nicht ausgeleuchtet werden konnte. Erst der aktuelle Aufbau mit der kombinierten Strahlführung durch den Glasring und das Kolbenfenster ermöglicht eine vollständige und von der Kolbenposition unabhängige Brennraumausleuchtung. Die gesamte Strahlführung, die für die Messungen in der Teilungsebene des Zylinderkopfes erforderlich ist, kann Abbildung 4.3 entnommen werden.



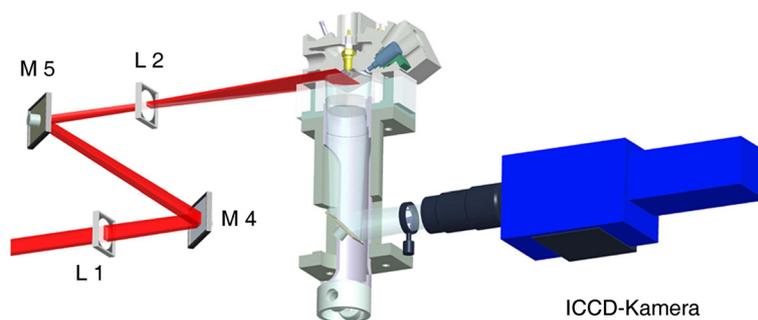
**Abbildung 4.3:** Schematischer Aufbau für LIF-Messungen mit vertikalem Laserlichtschnitt (LLS) in der Teilungsebene des Zylinderkopfes.

Der emittierte Laserstrahl ( $b \times h$ , ca.  $10 \times 25$  mm) wird über mehrere Spiegel (M1–M3) umgelenkt, und auf die geforderte optische Höhe gebracht. Anschließend werden ca. 5 % vom Laserlicht durch einen teildurchlässigen Spiegel abgekoppelt, und zur Energieüberwachung in einen Energiemonitor (EM, Fa. LaVision) eingeleitet. Ein Teleskop aus zwei Zylinderlinsen L1 und L2 ( $R = 90$  mm,  $R = 166$  mm) streckt das Strahlprofil dann auf eine Höhe von ca. 40 mm. Danach wird der Strahl durch einen 50:50 Strahlteiler geführt, und in zwei intensitätsgleiche Teilstrahlen zu Zweig A und B aufgeteilt. Über eine vertikalen Fokussierlinse LA1 ( $f = 1000$  mm, Brennpunkt in Zylindermittle) wird der Strahl in Zweig A zu einem schmalen, stehenden Querschnitt reduziert und durch Spiegel MA1 von der Auslassseite her in den Brennraum eingekoppelt. Die Auffächerung erfolgt kurz vor Motoreintritt über eine weitere Zylinderlinse LA2 ( $f = 60$ ) mit einem Halbwinkel von ca.  $26.5^\circ$  (entspricht zugleich dem Winkel des Dachbrennraumes), sodass der Brennraum vollständig ausgeleuchtet wird. In Zweig B wird der Strahl zunächst über mehrere Spiegel umgelenkt (MB1 bis MB3), und anhand zweier Zylinderlinsen (LB1 und LB2), die denen in Zweig A entsprechen, ebenfalls zu einem vertikalen Lichtschnitt geformt. Die Einkoppelung des Laserstrahls erfolgt dann mittels eines  $45^\circ$  Umlenkspiegels (MB4) über den transparenten Kolbenboden. Das Fluoreszenzsignal wird senkrecht zur Lichtschnittebene mit der ICCD-Kamera aufgenommen, wobei der Bildverstärker zugleich mit der Laseranregung getriggert wird.

**Horizontaler Lichtschnitt auf der Höhe des Quetschspalts:** In diesem Fall wird der Laserstrahl mittels Zylinderlinsen zu einem horizontalen Lichtschnitt geformt und von der Auslassseite des Motors in den Brennraum eingekoppelt (Abbildung 4.4). Da man den gesamten Glasring auch hier durch einen parallelen Strahlengang nicht ausleuchten kann, wurde eine Auffächerung vorgenommen. Auf diese Weise ergeben sich zwar Unterschiede in der örtlichen Energieverteilung im Lichtschnitt, die allerdings bei den Gemischbildungsuntersuchungen durch die Quantifizierung der Luftverhältnis-Verteilung automatisch kompensiert werden.

Vom Austritt aus dem Laser bis zum Energiemonitor kommen die gleichen Komponenten, d.h. Spiegel M1 bis M3 zum Einsatz, allerdings wird danach auf eine Streckung sowie Aufteilung des Strahls verzichtet. Der Strahl wird dann zunächst durch eine Zylinderlinse (L1,  $f=1000$  mm, Brennpunkt in Zylindermitte) in der Vertikalen fokussiert, und mittels Spiegel M4 und M5 in den Brennraum eingekoppelt. Für die Auffächerung zum Lichtschnitt kommt eine weitere Zylinderlinse (L2) zum Einsatz, deren Radius bei 90 mm liegt. Die Positionierung der Messebene erfolgt auf der Höhe des Quetschspalts, da an dieser Stelle die bestmögliche, und von der Kolbenposition unabhängige Ausleuchtung realisiert werden kann. Die Kamera befindet sich auf der Höhe der Langlochöffnung, wodurch die Vorgänge oberhalb des Kolbenfensters durch einen ortsfesten Umlenkspiegel aufgenommen werden können. Zum Einsatz kommt hier ein Al-Spiegel, der auch die Messungen des Flammeneigenleuchtens ermöglicht (siehe Abschnitt 4.2).

Bei dieser Beleuchtungsvariante ergibt sich eine weitgehend homogene und von der Kolbenposition unabhängige Ausleuchtung des Brennraumes. Da das Kolbenfenster im Vergleich zur Zylinderbohrung einen etwas geringeren Durchmesser aufweist, ändert sich der Sichtbereich der Kamera mit der aktuellen Kolbenposition. Im unteren Totpunkt ist es möglich nahezu den gesamten Lichtschnitt einzusehen, während im oberen Totpunkt der Bereich des Quetschspaltes durch den Kolbenrand etwas abgedeckt wird.



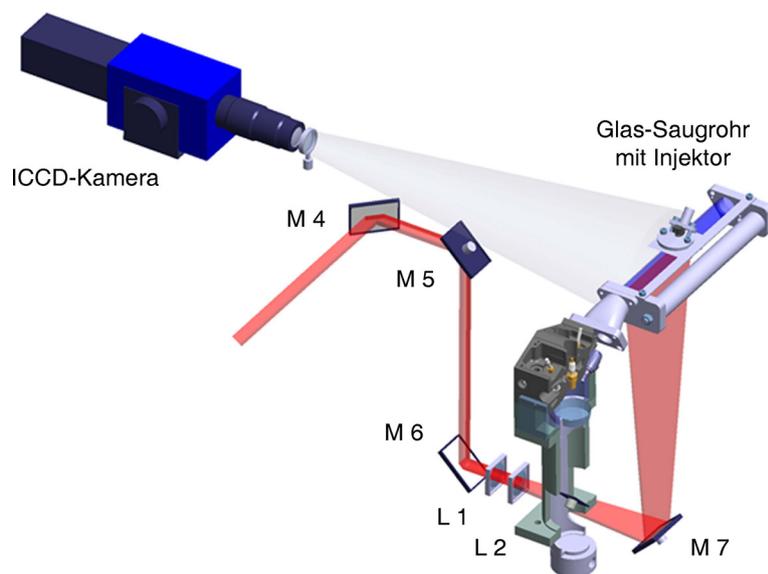
**Abbildung 4.4:** Schematischer Aufbau für LIF-Messungen mit horizontalem Laserlichtschnitt auf der Höhe des Quetschspaltes.

### Messungen im Saugrohr

Im Folgenden soll auf die Strahlführung für die Messungen im Saugrohr eingegangen werden, wobei auch hierfür dieselben Komponenten zum Einsatz kommen. Abbildung 4.5 zeigt dazu den Versuchsaufbau, allerdings wurde der Strahlengang aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit erst ab dem Energiemonitor dargestellt (siehe Abbildung 4.4).

Der Laserstrahl wird über mehrere Spiegel (M4 bis M6) zunächst in Richtung der Zylinderlinsen umgelenkt. Die Formung des Lichtschnittes erfolgt dann durch eine Fokussierlinse L1 ( $f=1000$  mm), wobei der Brennpunkt in der Mitte des Saugrohres liegt. Die große Brennweite führt dabei zu einem schleifenden Schnitt, sodass sich ein Lichtblatt mit annähernd konstanter Dicke (0.5 mm) ergibt. Um eine völlig parallele Messebene auszuleuchten, müsste die Brennweite theoretisch gegen unendlich gehen, weshalb sich diesbezüglich prinzipbedingte

Abweichungen ergeben. Im Anschluss daran durchläuft der Strahl eine weitere Zylinderlinse L 2 ( $f = 40 \text{ mm}$ ), wodurch dieser eine Auffächerung erfährt. Der so entstandene Lichtschnitt, wird dann durch einen ortsfesten Spiegel (M 7) in das Saugrohr eingekoppelt. Die Justierung der Einstrahloptik wird dabei so durchgeführt, dass sich die Injektorachse in der Messebene befindet. Um den Untersuchungsbereich ( $300 \text{ mm} \times 36 \text{ mm}$ ) mit der Kamera vollständig erfassen zu können, wurde diese mit einem Abstand von  $3 \text{ m}$  zum Lichtschnitt positioniert, wodurch sich eine gute räumliche Auflösung ergibt.

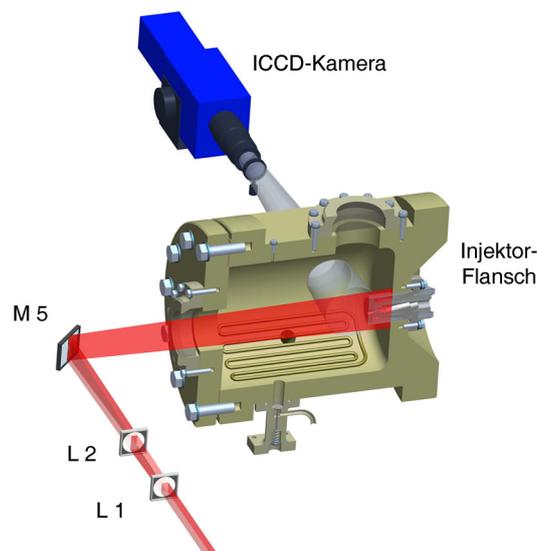


**Abbildung 4.5:** Schematischer Aufbau für LIF-Messungen im Saugrohr.

### Messungen in der Kammer

Wie Abbildung 4.6 zeigt, wird auch hier der Laserstrahl aufgefächert und über das stirnseitige Fenster der Kammer eingekoppelt (Spiegel M5). Die Lichtschnittoptik besteht wiederum aus zwei Zylinderlinsen, wobei der Strahl zunächst fokussiert (L1,  $f = 1000$  mm) und dann aufgeweitet wird (L2,  $R = 90$  mm). Die Positionierung des Lichtschnittes erfolgt in der Teilungsebene der Kammer, in der sich auch die Injektorachse befindet. Die Kamera ist dabei orthogonal zur Messebene ausgerichtet, was zu einer lateralen Ansicht auf den Strahl führt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Untersuchungen mit einer frontalen Ansicht auf den Strahl durchgeführt, die Ergebnisse sowie die experimentellen Aufbauten dazu, finden sich in den Arbeiten von Vidovic [136], Heindl [55] und Redtenbacher [111, 112].



**Abbildung 4.6:** Schematischer Aufbau für LIF-Messungen in der Kammer.

#### 4.1.3 Bilderfassungssystem

Die Signaldetektion erfolgt mit einer CCD (Charge-coupled Device)-Kamera vom Typ Imager 3s mit vor geschaltetem Bildverstärker [53]. Neben der Funktion der Verstärkung des über das Objektiv einfallenden Lichtes wirkt der Bildverstärker auch als opto-elektrischer Ultraschnellverschluss. Die minimalen Belichtungszeiten der Kamera alleine liegen im Bereich einiger ms. In Kombination mit dem Bildverstärker werden dagegen Belichtungszeiten im Bereich einiger ns realisiert, was eine Grundvoraussetzung für die Laseranwendung darstellt. Die Quanteneffizienz des Bildverstärkers beträgt dabei ca. 15 % bei 300 nm.

Die maximale Auflösung des CCD-Chips der Kamera liegt bei  $1280$  (h)  $\times$   $1024$  (v) Pixel. In dieser Konfiguration wird eine Bildwiederholrate von max. 8 Hz gewährleistet, wobei diese anhand von Hardware Binning verändert werden kann. Man versteht darunter das elektronische Zusammenfassen benachbarter Pixel zu einem größeren Gesamtpixel, sodass Bildwiederholrate und Empfindlichkeit steigen, die Bildauflösung allerdings abnimmt. Um das Signal-Rausch-

Verhältnis des CCD-Chips anzuheben wurde ein  $2 \times 2$ -Binning verwendet, wodurch sich eine effektive Kameraauflösung von  $640 \times 512$  Pixel bei einer Bildrate von 16 Hz ergibt. Zur Verringerung von Schwarzlicht wird der CCD-Chip zusätzlich mit Hilfe einer Peltier-Kühlung auf eine Temperatur von  $-12^\circ\text{C}$  tiefgekühlt.

Die Kamera ist zusätzlich mit einem UV-tauglichen Objektiv der Fa. Nikon ausgestattet. Die Brennweite beträgt  $f = 105\text{ mm}$  und die maximale Apertur  $f/4.5$  bei einem minimalen Fokussierabstand von ca.  $0.5\text{ m}$ .

Um Störlicht, wie beispielsweise Metallfluoreszenzen, Streulicht des Lasers oder das Flammeigenleuchten bei den Messungen zu unterdrücken, wird ein dielektrischer Filter (Fa. LOT-Oriel) der Kamera vorgesetzt. Der Filter hat bei  $305\text{ nm}$  seine beste Transmission ( $22.4\%$ ) und die Bandbreite beträgt  $23.7\text{ nm}$ . Damit ist der Filter bestens für Tracer-LIF, OH-LIF und OH-Chemolumineszenz Messungen geeignet.

#### 4.1.4 Aufbau des Messsystems und Triggerung

Herzstück des LIF-Messsystems ist ein zentraler PC der Fa. LaVision, der die Zeitsteuerung (Programmable Timing Unit PTU), die Bilderfassung und die Ansteuerung der Hauptkomponenten Bildverstärker, Kamera und Laser in einem Gerät vereint. Das hierzu notwendige Triggerschema für die motorischen Versuche, ist der nachfolgenden Abbildung 4.7 zu entnehmen [53].

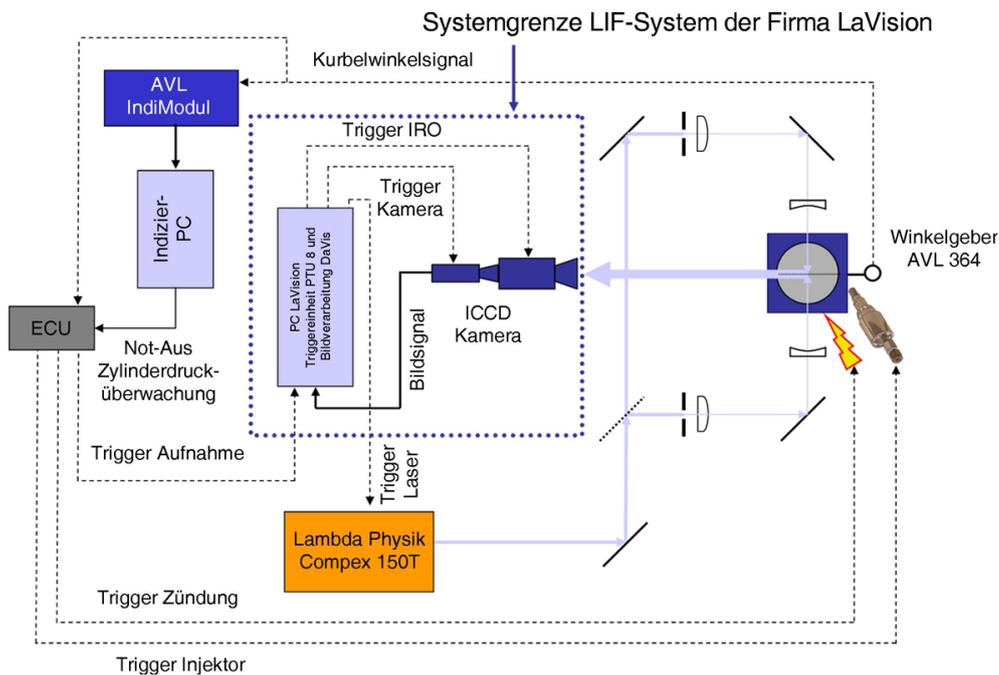


Abbildung 4.7: Schema Triggerung LIF-Messsystem.

Die Zuordnung sämtlicher Messergebnisse zur jeweiligen Kurbelwinkelstellung erfolgt auf Basis der Signale des dargestellten Drehwinkelgebers (AVL 464). Neben einem Triggerpuls

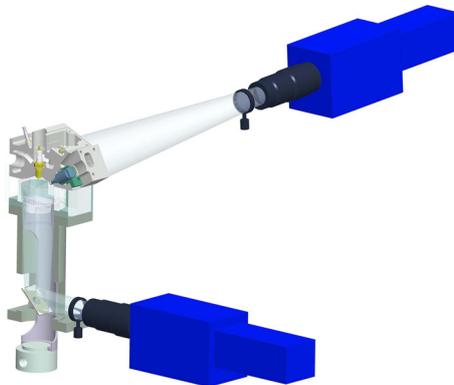
je Umdrehung liefert dieser weitere 360 Pulse je Umdrehung. Mit diesem Winkelsignal wird neben der Indizierung (AVL IndiModul) und dem Motorsteuergerät (ECU) auch die PTU des LaVision Messcomputers gespeist. Das Steuergerät seinerseits benötigt die Signale zur Ansteuerung der Zündspule und der Einblasung. Durch die PTU erfolgt die eigentliche Triggerung von Laser, Kamera und Bildverstärker. Die hierzu notwendigen TTL-Signale werden durch die PTU erzeugt. Die automatische Erstellung der notwendigen Zeitabstände erfolgt durch die Software DaVis 7.2.

Für die Kammerversuche wurde grundsätzlich dasselbe Triggerschema verwendet, allerdings erfolgt die Triggerung der ETU nicht extern über die Signale des Drehwinkelgebers, sondern intern über ein eigens generiertes zeitbasiertes Signal.

## 4.2 Detektion der OH-Flammenstrahlung

Der Aufbau für die Chemolumineszenz-Messungen basiert grundsätzlich auf den Komponenten des LIF-Messsystems, allerdings kann auf den Einsatz eines Lasers verzichtet werden. Die Detektion der OH-Flammenstrahlung erfolgt unter Verwendung des Standard-Bandpassfilters ( $307 \pm 25$  nm) wieder mit der bildverstärkten CCD-Kamera. Wegen der geringen Leuchtintensitäten wurde eine Belichtungszeit des Bildverstärkers von  $200 \mu\text{s}$  eingestellt (bei LIF: 200 ns).

Prinzipbedingt wird das Signal bei den Chemolumineszenz-Messungen entlang der Blickrichtung der Kamera integral erfasst, weshalb eine Zuordnung der Intensitäten auf den Entstehungsort in der Flamme nicht möglich ist. Um dennoch stichhaltige Aussagen zur Flammenausbreitung treffen zu können, wurden Messungen wieder bei zwei Brennraumansichten durchgeführt. Wie bei den LIF-Messungen, ist die Kamera dazu mit jeweils horizontaler bzw. vertikaler Blickrichtung auf den Brennraum angeordnet (siehe Abbildung 4.8).



**Abbildung 4.8:** Schematischer Aufbau für Detektion Flammeneigenleuchten bei Blick durch den Glasring bzw. das Kolbenfenster.

## 4.3 Raman-Messsystem

Analog zu den vorangegangenen Ausführungen, stellt dieser Abschnitt den experimentellen Aufbau für Raman-Messungen im Brennraum des Transparentmotors vor. Die Anregung des Raman-Streulichtes erfolgt wiederum durch einen Laser, wobei das freigesetzte Signal mittels Spektrograph und Kamera wellenlängenabhängig erfasst wird. Zusätzlich wurde ein optischer Pulsstreckter in den Laser-Strahlengang eingesetzt, der in Kombination mit einem Strahl-Homogenisator, die Einkoppelung höchster Laserleistungen in das Messvolumen ermöglicht.

### 4.3.1 Laser

Für die Untersuchungen wurde ein Nd:YAG-Laser (Fa. InnoLas, Typ Spitlight 600) eingesetzt, der als aktives Medium einen Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat Kristall verwendet. Die Anregung erfolgt dabei durch eine Xe-Blitzlampe, wodurch infrarotes Licht bei 1064 nm entsteht.

Über sogenannte Vervielfacherkristalle lässt sich diese Grundwellenlänge teilen, sodass die 2. Harmonische (532 nm), die 3. Harmonische (355 nm) oder auch die 4. Harmonische (266 nm) verwendet werden können. Die geringe Effizienz dieser Frequenzkonversion führt allerdings bereits bei einer Verdoppelung zu Leistungseinbußen von 50 %, bei einer Vervielfachung betragen diese sogar 75 %. Um die, für dieses lichtschwache Messprinzip erforderliche hohe Laserenergie bereitzustellen, sollte eine Frequenzkonversion nur dann vorgenommen werden, wenn die Messtechnik dies erfordert. Abbildung 4.9 zeigt den schematischen Aufbau des Nd:YAG-Lasers.

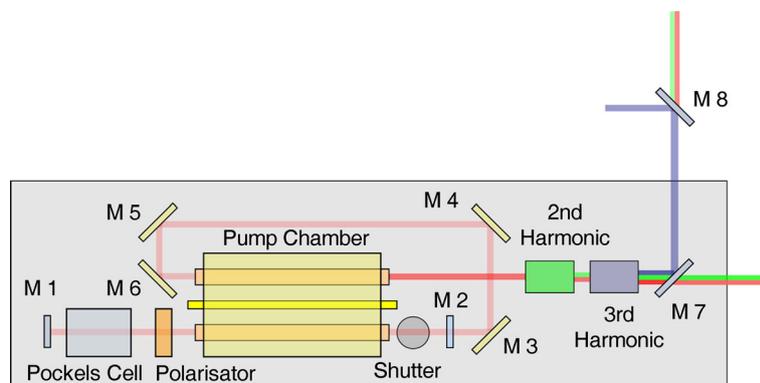


Abbildung 4.9: Funktionsskizze SpitLight 600.

In der sogenannten Pumpkammer wird der Nd:YAG-Kristall von der Blitzlampe angeregt, wodurch der Laserstrahl zwischen den Spiegeln M1 und M2 aufschwingt. Eine Pockelszelle dient dabei als elektromagnetischer Verschluss. Dieses Bauteil bildet zusammen mit dem Polarisator die sogenannte Güteschaltung, oder auch Q-Switch genannt, mit der die Resonatoreigenschaften sozusagen ein- bzw. ausgeschaltet werden können. Beim Erreichen der max. Besetzungsinversion im Laserstab öffnet der Q-Switch, sodass zunächst ein kurzer Lichtblitz die Pumpkammer verlässt. Durch den zeitlichen Versatz zwischen der Triggerung von Blitzlampe und Pockelszelle, der als Q-switch delay bezeichnet wird, lässt sich die Leistung des

Lasers innerhalb gewisser Grenzen frei einstellen. Grundsätzlich lässt sich diese auch über die Pumpquelle selbst, d.h. die Blitzlampenspannung regulieren, was allerdings zu einer Beeinträchtigung der Qualität des Strahlprofils führt. Dies ist insbesondere dann zu berücksichtigen, wenn die Leistung während einer Messreihe mehrmals angepasst werden muss.

Ein mechanischer Shutter verhindert – falls erforderlich – das Aufschwingen des Strahlenganges. Dadurch verbessert sich die thermische Stabilität des Lasers, da die Pumpquelle während kürzerer Stillstandszeiten weiterlaufen kann. Um den Laser auf die geforderte hohe Pulsenergie zu bringen, wird der Strahl in einem zweiten Durchlauf durch den Amplifier geführt (Spiegel M3 bis M6). Im Anschluss daran erfolgt die bereits angesprochene Frequenzkonversion, wobei hierzu ein verdoppler- und verdreifacher-Kristall Verwendung findet. Dadurch wird die Grundwellenlänge (1064 nm) zunächst in die erste (532 nm) und dann die zweite Oberwelle (355 nm) geteilt, wobei sich diese im Anschluss gegenseitig überlagern.

Um den blauen Lichtanteil (355 nm) für die Raman-Messungen von dem übrigen Anteil abzutrennen, wird eine Separationseinheit, bestehend aus 2 Spiegeln (M7 und M8), mit speziellen Beschichtungen verwendet. Der erste Spiegel befindet sich hierzu unmittelbar vor dem Austritt, wohingegen der zweite bereits am Pulsstreckler montiert ist. Die wichtigsten technischen Daten des Lasers sind in nachstehender Tabelle 4.2 zusammengefasst.

**Tabelle 4.2:** Technische Daten SpitLight 600 [93].

Wellenlängen	1064, 532 und 355 nm
Max. Pulsenergie (bei 355 nm)	140 mJ
Standardpulsfrequenz	10 Hz
Durchschnittliche Pulsdauer	7 ns
Strahldurchmesser	6.5 mm
Divergenz	< 0.5 mrad

Hierbei ist insbesondere die hohe Energie des Lasers hervorzuheben, die ein wesentliches Kriterium für die erfolgreiche Anwendung dieses lichtschwachen Messprinzips darstellt.

### 4.3.2 Optischer Pulsstrecke

Die hohe Energiedichte im Strahl selbst kann allerdings zu beträchtlichen Problemen bei den Messungen führen. Da einerseits die Zerstörschwelle der Glasfenster überschritten werden kann, und andererseits die Gefahr besteht, einen Plasmadurchschlag im Messvolumen zu induzieren. Aus diesem Grund wurde ein optischer Pulsstrecke in den Strahlengang integriert, dessen Aufbau in nachstehender Abbildung 4.10 dargestellt ist.

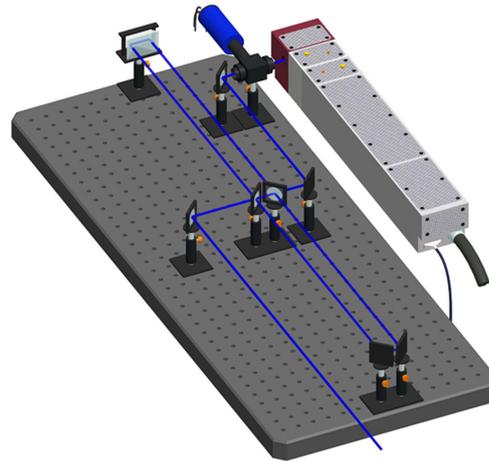


Abbildung 4.10: Aufbau optischer Pulsstrecke.

Das Grundprinzip dieser Baugruppe besteht darin, den Laserstrahl zeitlich zu strecken. Dies führt zu einer Verringerung der Energiedichte, wobei die Leistung aufgrund der zusätzlichen Reflexionsverluste der Spiegel nur geringfügig abfällt (ca. 20 %). Bei diesem Aufbau wird der einlaufende Laserpuls vielfach aufgeteilt, und entsprechend der jeweiligen Laufzeitunterschiede hintereinander zeitlich zusammengeführt. Die Funktionsweise des Pulsstreckers soll anhand Abbildung 4.11 erklärt werden.

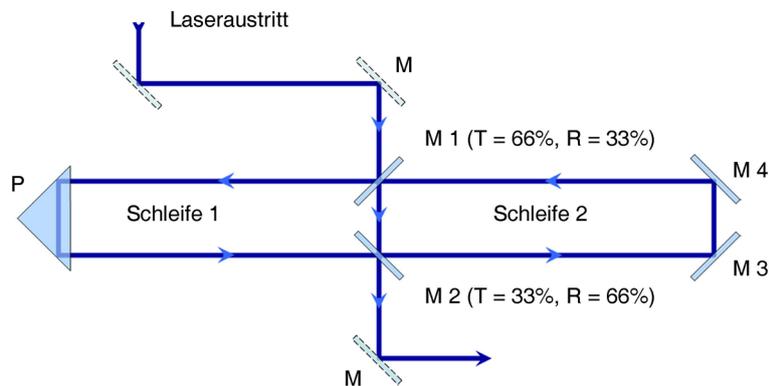
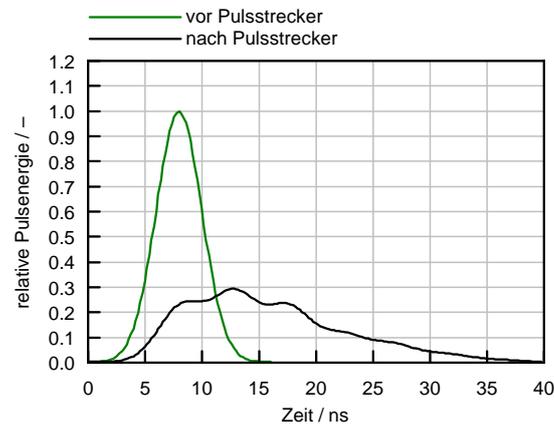


Abbildung 4.11: Grundprinzip optischer Pulsstrecke.

Der Spiegel M1 reflektiert den einlaufenden Laserpuls zu 33%. Der restliche Anteil wird durchgelassen. Das Prisma P in Schleife 1 lenkt den Strahlengang um  $90^\circ$  um, sodass beide Lichtanteile bei Spiegel M2 wieder aufeinandertreffen. Dabei findet eine erneute Auftrennung statt, wobei sich der transmittierte Anteil (33%) mit dem ursprünglichen Strahl, der zu 66% in Schleife 2 reflektiert wird, überlagert. Der Rest wird durch Spiegel M ausgekoppelt. Spiegel M3 und M4 reflektieren die verbleibenden Laserpulse an Spiegel M1, wo eine erneute Überlagerung mit dem, noch ungeteilten eintreffenden Puls stattfindet und der Prozess beginnt von neuem.

Theoretisch gesehen, durchläuft der Laserstrahl die Verzögerungsstrecke unendlich oft, in der Realität führen allerdings die Reflexionsverluste an den optischen Komponenten zu einem langsamen Abklingen der Energie. Auf diese Weise legen die einzelnen Strahlanteile unterschiedliche Wegstrecken im Pulsstreckler zurück, sodass der Laserpuls von 7 auf ca. 20 ns zeitlich gestreckt wird. Um den Verlauf der Laserenergie über der Zeit bestimmen zu können, wurde Messungen mit einem pyroelektrischen Energiemesskopf (PEM 45k) durchgeführt und das Ergebnis in Abbildung 4.12 dargestellt.



**Abbildung 4.12:** Zeitlicher Laserpulsverlauf mit und ohne Pulsstreckler.

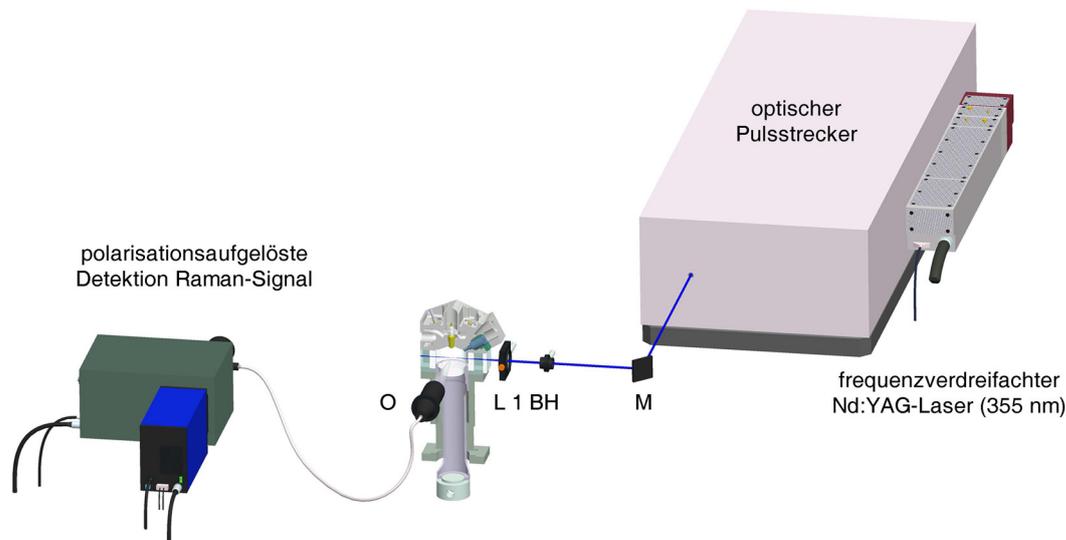
Es zeigt sich, dass die maximale Energie durch diese Maßnahme um über  $2/3$  abgesenkt werden kann.

### 4.3.3 Strahlführung und Signalerfassung

Der zeitlich gestreckte und homogenisierte Laserstrahl wurde im Anschluss durch eine Zylinderlinse L1 ( $f = 150$  mm) in den Brennraum eingestrahlt, sodass ein relativ kurzer Fokus mit einer ca.  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  Strahltaile entsteht (Abbildung 4.13). Um zusätzlich „Hot Spots“, also Bereiche hoher Leistungsdichte im Laserstrahlprofil zu minimieren, wurde ein sogenannter Strahl-Homogenisator BH (Fa. Suss-MicroOptics, Typ CC-Q-300) in den Strahlengang eingesetzt. Dieser besteht aus zwei hintereinander liegenden Mikrolinsenarrays (jeweils 100 Linsen), die einen Gesamtquerschnitt von  $10 \times 10$  mm aufweisen. Dadurch konnte die Pulsenergie weiter gesteigert werden, ohne dadurch die Zerstörschwelle der Glasfenster zu überschreiten oder

einen Plasmadurchschlag im Messvolumen zu induzieren, da dann keine Messungen möglich wären. Bereits zu Beginn des Projekts ist es immer wieder vorgekommen, dass entweder Glasfenster zerstört oder eine Laserzündung bei gefeuertem  $H_2$ -Betrieb des Motors ausgelöst wurde. Entscheidend für den erfolgreichen Einsatz dieser Messtechnik am Motor war schlussendlich die richtige Kombination aus der Fokussierlinse und dem Strahl-Homogenisator.

Das freiwerdende Raman-Streulicht wurde mit einem Objektiv O (Thorlabs,  $f = 240$  mm) erfasst und über ein Glasfaserkabel, bestehend aus 19 Einzelfasern, in einen Gitterspektrographen (Acton Research-“SpectraPro-2300i“) eingekoppelt. Dazu werden die einzelnen Glasfaserkabel aufgefächert und das Licht auf den Eintrittsspalt projiziert. Dies führt allerdings dazu, dass die räumliche Auflösung verloren geht. Das verwendete Gitter besitzt 600 Linien/mm bei einer Blazewellenlänge (Wellenlänge bester Effizienz) von 400 nm. Dadurch lässt sich der gesamte Bereich der Raman-Verschiebungen (350–420 nm) abdecken. Zur Unterdrückung des Rayleigh-Streulichtes, das zur Überstrahlung des Spektrographen führen kann, wurden zusätzlich zwei Bandpassfilter vor das Objektiv platziert. Um eine entsprechend hohe Signalausbeute zu gewährleisten, war zu beachten, dass sich die Brennpunkte des Objektivs und der Linse in Deckung befinden. Das Spektrum wurde im Anschluss mit einer bildverstärkten LaVision CCD-Kamera (NanoStar,  $1280 \times 1024$  Pixel) aufgenommen, wobei die Abszisse der Wellenlänge und die Ordinate der Signalintensität entspricht. Bei allen Untersuchungen wurde ein Binningfaktor von 8 eingestellt, wodurch die theoretische spektrale Auflösung des angesprochenen Gitters (0.08 nm/Pixel) reduziert wurde.



**Abbildung 4.13:** Schematischer Aufbau für punktförmige Raman-Messungen in der Teilungsebene des Zylinderkopfes.

# 5 Entwicklung spezifischer Messverfahren zur Gemischbildungs- und Verbrennungsanalyse

## 5.1 Gemischbildungsuntersuchungen mittels Tracer-Molekülen

Das Verständnis der Gemischbildungsvorgänge zählt zu den wesentlichen Erfolgsfaktoren bei der Optimierung eines Brennverfahrens. Sogar bei Motoren mit Saugrohreninblasung, welche mit vermeintlich homogener Ladung betrieben werden, können bereits geringe Fluktuationen den Zündprozess und die Flammenausbreitung beeinflussen. Bei Brennverfahren mit Direkteinblasung hat der Gemischbildungsvorgang einen noch größeren Einfluss auf Wirkungsgrad, Emissionen und Leistung, da speziell der geschichtete Betrieb eine genaue Regelung der Ladungsbewegung voraussetzt. Aus diesem Grund besteht die Notwendigkeit, die Kraftstoffverteilung im Brennraum bzw. Saugrohr von Motoren zu messen.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte daher ein Messverfahren entwickelt werden, welches auf Basis einer, dem Kraftstoff zugemischten Tracersubstanz, 2-dimensionale und quantitative Aussagen zur Gemischverteilung im Brennraum und Saugrohr von Gasmotoren ermöglicht. Diese auch als Tracer-LIF bezeichnete Messmethode wird bereits seit Jahren nahezu standardmäßig als begleitendes Entwicklungstool bei der Benzinmotoren-Entwicklung eingesetzt [11, 25, 89, 139]. Dafür verantwortlich ist nicht zuletzt die Tatsache, dass Lasermesssysteme häufig zu einem fixen Bestandteil der Messausrüstung zählen. Ein wesentlicher Vorteil der Tracer-LIF liegt dabei in der für Lasermessverfahren relativ einfachen und raschen Applikation am Motor. Auch am Gasmotor hat sich dieses Verfahren mittlerweile durchgesetzt, wie zahlreiche Veröffentlichungen über Untersuchungen mit Erdgas [9, 18, 59, 81, 146] und auch Wasserstoff [16, 65] als Kraftstoff belegen.

Um dieses Messverfahren für die Untersuchungen zur Wasserstoff- und Erdgasgemischbildung einsetzen zu können, sollte zunächst aus der Vielzahl möglicher Tracer eine geeignete Substanz ausgewählt werden. Dabei waren zahlreiche Auswahlkriterien zu berücksichtigen, die nachfolgend in Abschnitt 5.1.1 angeführt sind. Nach umfangreichen Voruntersuchungen fiel die Wahl auf Trimethylamin (TMA), einer bislang unbekanntem und auch bezüglich seiner Fluoreszenzeigenschaften kaum untersuchten Substanz.

In einem weiteren Schritt sollte daher eine Tracercharakterisierung (z.B. Einfluss von Druck, Temperatur auf das Fluoreszenzsignal) vorgenommen werden, welche in Abschnitt 5.1.2 vorgestellt wird. Das Wissen um die Tracer-Fluoreszenzeigenschaften ist deswegen erforderlich, da nur dann eine hohe Genauigkeit bei der Quantifizierung der LIF-Aufnahmen sicherzustellen ist. Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 (Gleichung 2.14) erläutert, beruht dieses Verfahren auf der Signalkalibrierung an einem homogenen Referenzgemisch bekannter Zusammensetzung.

Nach diesen allgemeinen Anmerkungen zum Messprinzip, wird im Folgenden auf die Tracerauswahl und -charakterisierung sowie auf das zugrundeliegende Quantifizierungskonzept näher eingegangen.

### 5.1.1 Tracerauswahl und -charakterisierung

#### Kriterien für die Tracerauswahl

Bei der Wahl einer geeigneten Tracersubstanz ergeben sich eine Vielzahl unterschiedlicher Anforderungen. Neben physikalisch-chemischen und optischen Eigenschaften des Tracers müssen auch allgemeine Kriterien bei der Auswahl berücksichtigt werden. Die wichtigsten Anforderungen werden im Folgenden dargestellt:

- Um den Tracer für die Gemischbildungsuntersuchungen einsetzen zu können, sollte die Fluoreszenzintensität linear vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis abhängen. Dies ermöglicht dann eine relativ einfache Kalibrierung, wie sie z.B. von Reboux und Puechberty [109] für flüssige Kraftstoffe vorgestellt wurde.
- Die Signalintensität des Tracers sollte idealerweise direkt proportional zur gesuchten Größe sein, und nicht von Umgebungsbedingungen wie Druck und Temperatur beeinflusst werden. Um z.B. ein, vom Systemdruck unabhängiges Fluoreszenzsignal zu erhalten, wäre eine kurze Fluoreszenzlebensdauer erforderlich, was allerdings in Konflikt zur Forderung einer hohen Quantenausbeute steht, da diese dann absinkt [16].
- Die Fluoreszenzintensität sollte linear von der eingestrahelten Laserleistung abhängen.
- Das Gemisch aus Tracer, Kraftstoff und Luft sollte das Laserlicht nur mäßig absorbieren, da es dann über eine charakteristische Länge z.B. der Größe des Brennraumes, als optisch dünn gilt.
- Der Tracer und der Kraftstoff dürfen sich nicht entmischen, d.h. es ist sicherzustellen, dass der Tracer im gesamten relevanten Druck- und Temperaturbereich nicht auskondensiert (Dampfdruck des Tracers  $>$  Partialdruck). Aus diesem Grund sind Tracer zu bevorzugen, die bereits in der Gasphase vorliegen. Da weiters nicht die Kraftstoff-, sondern die Tracerverteilung sichtbar gemacht wird, ist es besonders wichtig, dass der Tracer der Strömung während der Einblasung und Gemischaufbereitung folgt. Daher sollten die Diffusionskoeffizienten von Kraftstoff und Tracer in derselben Größenordnung liegen.
- Wenn Messungen nach dem Einsetzen der Verbrennung durchgeführt werden sollen, ist es notwendig, dass der Tracer zum gleichen Zeitpunkt verbrennt wie der Kraftstoff. Selbst wenn nur Untersuchungen vor der Zündung durchgeführt werden, sollte der Tracer vollständig bei der Verbrennung umgesetzt werden, um zu vermeiden, dass dieser einen Beitrag zur Fluoreszenz im darauffolgenden Zyklus liefert (Restgasfluoreszenz).
- Das Fluoreszenzsignal sollte in Bezug auf die Anregungswellenlänge ausreichend rotverschoben vorliegen. Dies ist erforderlich, um eine spektrale Filterung zur Unterdrückung

von Laser-Streulicht zu ermöglichen. Überlagern sich Anregungs- und Emissionsspektrum besteht die Gefahr, dass das Fluoreszenzlicht vom Medium wieder absorbiert wird, bevor es den Detektor erreicht.

- Die Fluoreszenzausbeute des Tracers sollte möglichst hoch sein, sodass sich bereits bei geringen Tracerkonzentrationen ein günstiges Signal-Rausch-Verhältnis erzielen lässt.

Ein Zielkonflikt ergibt sich bei der Wahl der Tracer-Konzentration für die Messung während einer Hochdruck-Gaseinblasung insofern, als einerseits die Konzentration so niedrig gewählt werden muss, dass der Tracer im gesamten Druckbereich nicht auskondensiert und andererseits die Fluoreszenzausbeute trotz niedriger Konzentration stark genug ist, um aussagekräftige Ergebnisse zu liefern.

- Eine wichtige Grundvoraussetzung ist die gute, vorzugsweise breitbandige Anregbarkeit durch den Laser. Dies erfordert große, verzweigte Moleküle mit einer Vielzahl von möglichen Energieübergängen. Da sowohl ein Excimerlaser (KrF) als auch ein Nd:YAG-Laser am Institut vorhanden sind, sollte einer von beiden eingesetzt werden können.
- Der Tracer muss sicher handhabbar, billig und einfach zu beschaffen sein.

Wie oben angeführt, ist die Wahl eines geeigneten Tracers in hohem Maße von den experimentellen Randbedingungen abhängig. Zusätzlich spielen auch die Art des Kraftstoffes, die Messaufgabe sowie der verwendete Motor eine entscheidende Rolle. Für weitere Informationen sei auf die Arbeit von Kirchweger [68], Neij [89] und Blotevogel [16] verwiesen.

### Eigenschaften des ausgewählten Tracers

Im Rahmen früherer Untersuchungen zur Wasserstoff-Hochdruckeinblasung wurde Triethylamin (TEA,  $C_6H_{15}N$ ) bereits erfolgreich als Tracer am Institut eingesetzt [69]. Erste Voruntersuchungen mit 200 ppm TEA gelöst in Erdgas zeigten aufgrund zu geringer Leuchtintensität des LIF-Signals aber die Notwendigkeit, die Tracerkonzentration weiter anzuheben (siehe Abschnitt 5.1.2, Einfluss des Kraftstoffes auf die Signalintensität). Wegen des niedrigeren Dampfdrucks und der daher im Vergleich zu TEA gegebenen Möglichkeit, auch bei Einblasedrücken um 200 bar dem Prüfgas höhere Konzentrationen beizumischen, wurden schließlich der kaum genutzte und daher auch nur begrenzt, bezüglich seiner Fluoreszenzeigenschaften, untersuchte Tracer Trimethylamin (TMA,  $C_3H_9N$ ) eingesetzt.

Bei Verwendung von Trimethylamin in Erdgas wäre damit, bei einem Einblasedruck von 200 bar, theoretisch eine Tracerkonzentration von über 6000 ppm möglich. Für den praktischen Einsatz hat sich hierbei eine Konzentration von 350 ppm TMA als hinreichend für eine gute Signalintensität erwiesen und wird in weiterer Folge standardmäßig eingesetzt. Des Weiteren liegen auch die im Gemischbildungsprozess wichtigen physikalischen Eigenschaften (Dichte, kinematische Viskosität,...) von TMA deutlich näher an jenen der Brenngase Wasserstoff und Erdgas, als das bei TEA der Fall ist [67]. Dadurch verringert sich das Risiko etwaiger Entmischungsvorgänge, die zwischen den Kraftstoff- und Tracer-Molekülen auftreten können (siehe Abschnitt 5.2). Ein weiterer Vorteil von TMA liegt darin, dass die Fluoreszenzausbeute um den Faktor 2.8 höher ist als bei TEA. All dies waren entscheidende Gründe dafür, weshalb

nicht der bereits am Institut bewährte Tracer TEA sondern TMA für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen verwendet wurde. Im Folgenden wird nun auf die Eigenschaften von TMA als Tracer näher eingegangen, wobei seine Stoffeigenschaften im Vergleich zu TEA sowie der Brenngase Wasserstoff und Erdgas in Tabelle 5.1 aufgelistet sind.

- a) TMA liefert aufgrund der guten Fluoreszenzausbeute bereits bei geringsten Konzentrationen ein starkes Fluoreszenzlicht. Im Vergleich zu den bereits angesprochenen Tracern (z.B. Azeton, Biazetyl und Toluol) bei denen teilweise Konzentrationen von bis zu 10 Vol.-% verwendet werden müssen [16], reichen bei TMA bereits einige 100 ppm (bei  $H_2$  und  $CH_4$ ) aus, um aussagekräftige Ergebnisse zu bekommen. Damit ergeben sich bei TMA deutliche Vorteile bezüglich einer Änderung der gemischbildungs- und verbrennungsrelevanten Eigenschaften.
- b) TMA liegt im Vergleich zu den üblichen LIF-Tracern für Gasmotoren (z.B. Azeton [18], Biazetyl [20], Triethylamin [36] und Toluol [81]) in der Gasphase vor, was zu Vorteilen bezüglich der Löslichkeit im Kraftstoff und der Affinität für Entmischung im Gastank führt. Durch eine geeignete Wahl der Tracerkonzentration (unter Berücksichtigung des Dampfdruckes) kann daher eine Auskondensation des Tracers aus dem Kraftstoff vermieden werden. Aufgrund des gasförmigen Aggregatzustandes eignet sich TMA allerdings nicht für Untersuchungen mit flüssigen Kraftstoffen.
- c) Die verzweigte Molekülstruktur von TMA ( $C_3H_9N$ ) führt zu einer Vielzahl von anregbaren Energiezuständen, die damit eine breitbandige Anregung im UV mit einem Excimerlaser (KrF) bei 248 nm ermöglicht.
- d) Der Tracer ist gut, weitestgehend rasch und zu moderatem Preis beschaffbar, und ohne spezielle Sicherheitsvorkehrungen sicher handhabbar. Laut dem Merck Sicherheitsdatenblatt [83] gilt TMA als leicht entzündlich, ätzend sowie gesundheitsschädlich beim Einatmen und Verschlucken. Da die Tracer/Gasgemische allerdings bereits in Gasflaschen zugeliefert werden, d.h. keine hausinterne Aufbereitung erfolgt, besteht diesbezüglich kaum Gefahr.
- e) Die Stoffdaten der Gase Wasserstoff, Methan und TMA weichen aufgrund der Molekülstruktur deutlich voneinander ab. Betrachtet man z.B. den Diffusionskoeffizienten des Tracers im Vergleich zu dem der Kraftstoffe, so ergibt sich bei Wasserstoff ein Faktor von ca. 4 und bei Methan deutlich weniger (ca. 1.4). Dies sollte jedoch aufgrund der geringen Zeitskalen, wie sie bei motorischen Versuchen üblicherweise auftreten, nicht weiter von Bedeutung sein (siehe Abschnitt 5.2).

**Tabelle 5.1:** Stoffdaten von Wasserstoff, Methan, Triethylamin und Trimethylamin<sup>a</sup> (Quelle, wenn nicht anders angegeben: [14, 19]).

Eigenschaft	Einheit	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	TEA	TMA
Chemische Struktur	—	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	C <sub>6</sub> H <sub>15</sub> N	C <sub>3</sub> H <sub>9</sub> N
CAS-Nummer	—	1333-74-0	74-82-8	121-44-8	75-50-3
Molare Masse	g/mol	2.016	16.04	101.2	59.11
Siedepunkt	K	20.3	111.7	362.5	276.1
Flammpunkt	K	33.2	85.2	262.5	228.2
Gaskonstante	kJ/kg K	4.124	0.5183	—	—
Dichte	kg/m <sup>3</sup>	0.08377	0.6681	3.568 <sup>b</sup>	2.54
Dynamische Viskosität	Pa·s	8.82 · 10 <sup>-6</sup>	1.096 · 10 <sup>-5</sup>	7.773 · 10 <sup>-6b</sup>	7.309 · 10 <sup>-6</sup>
Wärmeleitfähigkeit	W/m K	0.1760	0.03269	0.01935 <sup>b</sup>	0.01422
spezifische isobare Wärmekapazität	J/kg K	1.431 · 10 <sup>4</sup>	2204	1901 <sup>b</sup>	1564
obere Explosionsgrenze	Vol.-%	77	17	8	11.6
untere Explosionsgrenze	Vol.-%	4	4.4	1.2	2
Zündtemperatur	°C	585	595	215	190, (250 [83])
Diffusionskoeffizient [97] <sup>c</sup>	cm <sup>2</sup> /s	0.6269	0.2168	0.1137	0.1528
Dampfdruck	bar	—	—	0.06776	1.85900
max. Konz. in Gas <sup>d</sup>	ppm	—	—	339	9295

<sup>a</sup> Wenn nicht anders vermerkt, gelten die angegebenen Daten bei Standardbedingungen NTP (t = 20 °C und p = 1.01325 bar).

<sup>b</sup> 90 °C, d.h. gasförmig.

<sup>c</sup> in Luft.

<sup>d</sup> bei 200 bar.

### 5.1.2 Spektroskopische Eigenschaften des verwendeten Tracers

Um die spektroskopischen Eigenschaften von Trimethylamin (TMA) zu charakterisieren, wurden Messungen am Transparentmotor (im Brennraum) und in einer eigens dafür vorgesehenen Kalibrierzelle (siehe Schleifenlehner [118]) durchgeführt. Der Motor wurde dazu mit der Vormischstrecke betrieben, da damit ein gut homogenisiertes Gemisch aus Gas und Tracer im Untersuchungsbereich erzielt werden kann, was eine Grundvoraussetzung bei den Messungen darstellt. Sofern nicht anders angemerkt, wurde Helium anstatt der Brenngase Wasserstoff und Erdgas verwendet. Dies war erforderlich, um auch hohe Konzentrationen des zu messenden Gases bei gleichzeitig sicherem Betrieb einstellen zu können. Dadurch war es ebenfalls möglich, einen eventuell vorhandenen Temperatureinfluss auf das Fluoreszenzsignal von vornherein auszuschließen.

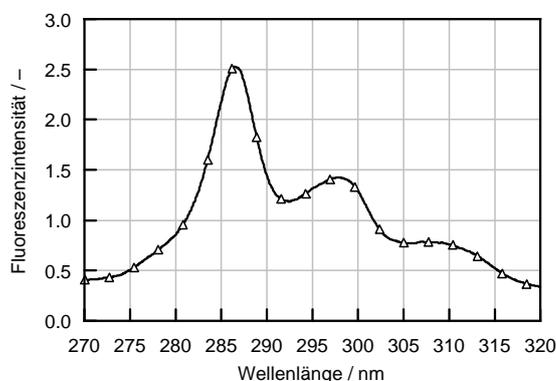
Bereits im Vorfeld wurde festgestellt, dass TMA als Tracer ähnliche spektroskopische und auch physikalische Eigenschaften aufweist wie Triethylamin (TEA), weshalb diese Ergebnisse auch zur groben Charakterisierung von TEA herangezogen werden können. Bezüglich detaillierter Betrachtungen zu TEA sei allerdings auf die Arbeiten von Fröba [36], Krämer [74], Ipp [60], Goldlücke [45] und Blotevogel [16] verwiesen, die Untersuchungen mit Isooktan und

Wasserstoff durchführten.

Im Folgenden wird nun der Einfluss einzelner motorrelevanter Parameter (Brennraumdruck und -temperatur), des Kraftstoffes (Wasserstoff, Erdgas) sowie des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses auf das Fluoreszenzsignal analysiert. Das Fluoreszenzspektrum von TMA wird ebenso vorgestellt, wie auch der Einfluss der Laserleistung auf die Fluoreszenzemission.

### Spektrale Lage der Tracer-Fluoreszenz

Um dies näher zu untersuchen, wurde das Emissionsspektrum bei einer Anregung mittels Excimerlaser bei  $\lambda_L = 248$  nm ermittelt. Nachstehende Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum der Gasphasen, aufgenommen mit einem Spektrometer (Abstimmgitter: 6001/mm, Blazewellenlänge: 400 nm).

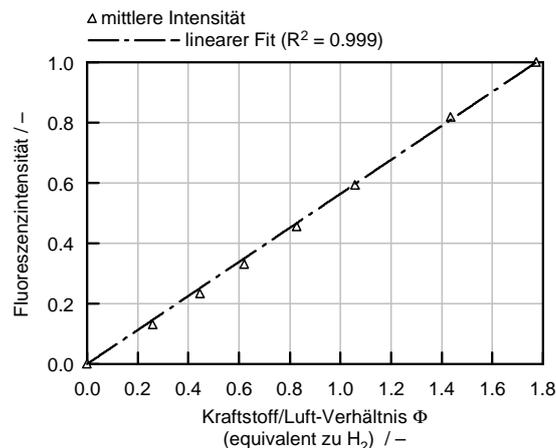


**Abbildung 5.1:** TMA-Fluoreszenzspektrum der Gasphase (Anregung bei 248 nm).

Damit zeigt sich, dass TMA im ultravioletten Bereich nahe 300 nm fluoresziert. Zusätzlich ist zu erkennen, dass der Emissionsbereich von TMA bezogen auf die Anregungswellenlänge deutlich rotverschoben erfolgt, was eine gute spektrale Filterung zur Unterdrückung von elastisch gestreutem Laserlicht ermöglicht. Entsprechend der spektralen Verteilung der Tracer-Fluoreszenz wurde für die Signaldetektion ein Standardbandpassfilter ( $307 \pm 25$  nm) ausgewählt, der bei 305 nm seine beste Transmission von ca. 22,4 % besitzt (Abschnitt 4.1.3).

### Einfluss Kraftstoff/Luft-Verhältnis

Bei TMA besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzintensität und dem Kraftstoff/Luft-Verhältnis  $\Phi$ , der darauf zurückzuführen ist, dass Sauerstoff als Quenching- bzw. Stoßpartner das Signal abschwächt. Dies haben Messungen am Transparentmotor mit He als Trägergas bestätigt. Geht man von konstanten Molanteilen der Kraftstoff-, He- und Tracermoleküle aus, lässt sich das Ergebnis auf äquivalente Konzentrationen des Kraftstoffes (hier Wasserstoff) umrechnen. Das Resultat der Untersuchungen ist in (Abbildung 5.2) dargestellt.



**Abbildung 5.2:** Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis.

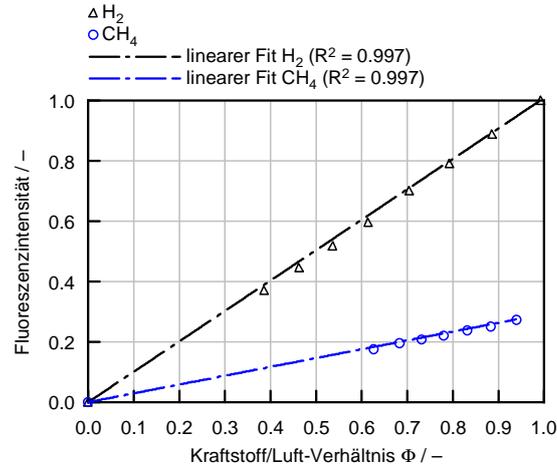
Damit ist der Tracer auch gut für die Anwendung eines Verfahrens zur Quantifizierung geeignet, wie es in weiterer Folge noch beschrieben wird.

### Einfluss des Kraftstoffes auf die Signalintensität

Mit diesen Versuchen soll der Frage nachgegangen werden, ob, bzw. in welcher Form der jeweilige Kraftstoff (Wasserstoff und Erdgas) die Intensität des LIF-Signals beeinflusst. Um eine gute Vergleichbarkeit der Messreihen zu ermöglichen, bzw. aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, wurde die Tracerkonzentration bei der Verwendung beider Kraftstoffe konstant gehalten, d.h. der volumetrische Anteil im Gasmisch ist jeweils identisch. Die Messungen wurden wieder bei verschiedenen Luftverhältnissen und gleichzeitiger Ermittlung der Signalintensität durchgeführt.

Um einerseits einen stabilen Motorbetrieb zu gewährleisten und andererseits die thermische Belastung der Glasbauteile durch die Verbrennung fetter Gemische zu verringern, erfolgten die Messungen innerhalb der jeweiligen Zündgrenzen bzw. mit sicherem Abstand dazu. Die Messungen wurden weiters im sogenannten „Skip-Fire“-Modus durchgeführt, d.h. der Motor wurde lediglich jeden 3. Zyklus mit Gemisch beaufschlagt und auch gezündet. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Systemtemperatur auf das Messergebnis weitestgehend eliminiert werden, da sich der Motor in diesen Leerlaufphasen gut abkühlt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in [Abbildung 5.3](#) dargestellt.

Wenn man die Verläufe betrachtet, dann ist die Signalintensität beider Kraftstoff/Tracer-Gemische wieder linear vom jeweiligen Kraftstoff/Luft-Verhältnis abhängig. Allerdings ergeben sich bei Wasserstoff deutlich höhere Intensitätswerte. So liegen die Intensitäten etwa um den Faktor 3.8 über jenen von Erdgas, was dazu führt, dass man bei LIF-Messungen mit Wasserstoff ein deutlich besseres Signal-Rausch-Verhältnis in den Aufnahmen erhält. Eine naheliegende Erklärungsmöglichkeit für diese doch sehr unterschiedlich hohe Fluoreszenzausbeute, liegt in den jeweiligen Stoffeigenschaften der Kraftstoffe begründet.



**Abbildung 5.3:** Fluoreszenzintensität vs. Kraftstoff/Luft-Verhältnis bei Wasserstoff und Erdgas als Kraftstoff.

Um festzustellen welche Stoffgrößen dafür verantwortlich sind, wurden diesbezüglich theoretische Überlegungen durchgeführt. Als Basis der Betrachtungen wird die bereits in Abschnitt 2.1.3 hergeleitete Grundgleichung:

$$I_{LIF} \propto \frac{n_{Br}}{n_{O_2}} \propto \Phi = \lambda^{-1} \quad (5.1)$$

verwendet, wobei  $n_{Br}$  der Kraftstoff- und  $n_{O_2}$  der Sauerstoffkonzentration (in Vol-%) entsprechen.  $I_{LIF}$  ist die Fluoreszenzintensität und  $\Phi$  das Kraftstoff/Luft-Verhältnis. Diese Gleichung veranschaulicht dabei den oben bestätigten linearen Zusammenhang zwischen der Signalintensität und dem Kraftstoff/Luft-Verhältnis. Durch einsetzen von:

$$\Phi = \frac{m_{Br} \cdot L_{st}}{m_L} \quad (5.2)$$

in Gleichung 5.1, sowie unter Berücksichtigung von  $M = \frac{m}{n}$  und  $n_{O_2} = 0.79 \cdot n_L$  ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$I_{LIF} \propto \Phi \cdot \frac{M_{Br} \cdot L_{st}}{M_L} \quad (5.3)$$

Da zwischen beiden Geraden der Zusammenhang  $I_{H_2} = k \cdot I_{CH_4}$  gilt, kann die Konstante  $k$  durch Einsetzen von Gleichung 5.3 folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\left. \frac{I_{H_2}}{I_{CH_4}} \right|_{\Phi = konst} = \frac{M_{CH_4} \cdot L_{st,CH_4}}{M_{H_2} \cdot L_{st,H_2}} \quad (5.4)$$

Das Verhältnis der jeweiligen Signalintensitäten zueinander wird also ausschließlich vom stöchiometrischen Luftverhältnis sowie der molaren Masse des jeweiligen Kraftstoffes (bei

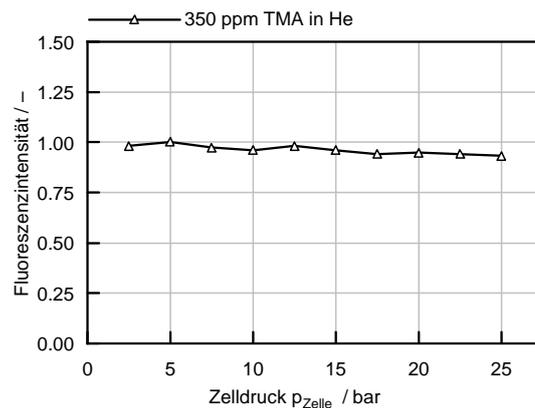
konstanter Tracerkonzentration) bestimmt. Durch Einsetzen der zugrundeliegenden Stoffwerte (siehe Tabelle 1.1) ergibt sich ein Wasserstoff/Erdgas-Intensitätsverhältnis von 4, was unter den Randbedingungen dieser Messungen einem Fehler von ca. 5% entspricht.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass Wasserstoff/Tracer-Gemische eine deutlich bessere Fluoreszenzausbeute aufweisen wie Erdgas/Tracer-Gemische. Um ein identisches Signal-Rausch-Verhältnis bei beiden Kraftstoffen einzustellen, sind demnach unterschiedlich hohe Zumischkonzentrationen des Tracers erforderlich. Bei Verwendung von Wasserstoff kann diese um das 4-fache abgesenkt werden, wodurch sich entsprechende Vorteile bezüglich der, in Abschnitt 5.1.1 gezeigten Anforderungen an den Tracer ergeben.

Diese Zusammenhänge gelten auch bei Verwendung von Wasserstoff/Erdgas-Gemischen, wie sie in der Arbeit von Skalla [125] behandelt werden. Auch dazu wurden Fluoreszenzmessungen durchgeführt, die in [54] vorgestellt wurden.

### Druckeinfluss

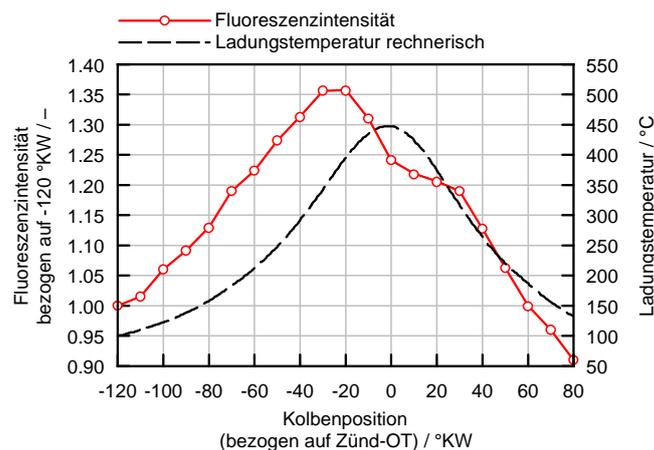
Da Druck und Temperatur im Motor über die Dichte gekoppelt vorliegen, wurde der Einfluss des Druckes auf das Fluoreszenzsignal in einer Kalibrierzelle untersucht (siehe Schleifenlehner [118]). Ausgehend von Umgebungsdruck wurde dieser in 2.5 bar-Schritten bis 25 bar<sub>abs</sub> erhöht, was den motorisch relevanten Bereich gut abbildet (Verdichtungsdruck ca. 25 bar). Wie die Ergebnisse in Abbildung 5.4 zeigen, nimmt das Signal nur geringfügig mit steigendem Druck ab. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Moleküle bei einer Dichtezunahme näher beisammen liegen und somit Stöße zu strahlungslosen Elektronenübergängen führen können, wodurch die Signalintensität bei höheren Drücken abnehmen kann. Der Einfluss ist im betrachteten Bereich mit 5% so gering, dass dieser in der Größenordnung des Messfehlers der Tracer-LIF liegt. Abgesehen davon, wird der Druckeinfluss durch die Quantifizierungsrechnung ohnehin kompensiert.



**Abbildung 5.4:** Fluoreszenzintensität von TMA als Funktion des Druckes (unter Verwendung synthetischer Luft).

## Temperatureinfluss

Um den Temperatureinfluss unter realen Bedingungen untersuchen zu können (motorisch relevante Zeitskalen, Wärmeübergang im Brennraum etc.), wurden Messungen im Brennraum durchgeführt. Der Motor wurde für die Versuche im Schlepp betrieben und mit einem He/TMA-Gasgemisch versorgt. Der Verlauf der Ladungstemperatur wurde anhand einer 0D-Prozessrechnung bestimmt und in Abbildung 5.5 dem gemessenen Intensitätsverlauf gegenübergestellt.



**Abbildung 5.5:** Einfluss der Ladungstemperatur auf das Fluoreszenzsignal.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Fluoreszenzintensität maßgeblich vom Temperaturniveau im Brennraum beeinflusst wird. Bis ca. 20 °KW vor OT nimmt die Intensität während der Verdichtungsphase über der Kolbenposition und damit Temperatur zu, darüber sinkt sie wieder ab. Der rapide Signalabfall, der noch vor dem Erreichen der maximalen Brennraumtemperatur einsetzt, geht dabei Hand in Hand mit der thermischen Zersetzung des Tracers. Die Zündtemperatur von TMA liegt bei 215 °C [14]. Da der Tracer außerhalb der Zündgrenzen vorliegt finden nicht sofort chemische Reaktionen statt. Laut [14] beginnt die Zersetzung erst ab einer Temperatur von 380 °C. Dieser Wert deckt sich unmittelbar mit der Temperatur am Wendepunkt der Intensitätskurve, von wo aus der Signalabfall einsetzt. Ein weiterer deutlicher Indikator für die Zersetzung des Tracers liegt darin, dass die Signalintensitäten in der Verdichtungsphase (vor dem Erreichen der Zersetzungstemperatur) deutlich höhere Werte annehmen als in der anschließenden Expansionsphase. Warum allerdings der Intensitätsverlauf nach dem Erreichen des Maximalwertes einen erneuten Einbruch mit anschließendem Wendepunkt im OT (bei Spitzentemperatur) verzeichnet, bleibt offen.

Informationen zu Zersetzungsprodukten von TMA sind in der Literatur nur relativ schwer zu finden. Es stellt sich die Frage, ob bei der Zersetzung Substanzen entstehen, die zu einer negativen Beeinflussung der Gemischbildung und in weiterer Folge des Verbrennungsablaufes führen können. Laut [14] entstehen zwischen 380 °C und 400 °C unter anderem Methan, Wasserstoff, Ethan und Stickstoff, oberhalb von 480 °C zusätzlich Blausäure und bei Temperaturen

zwischen 800 °C und 1300 °C Blausäure und Methan.

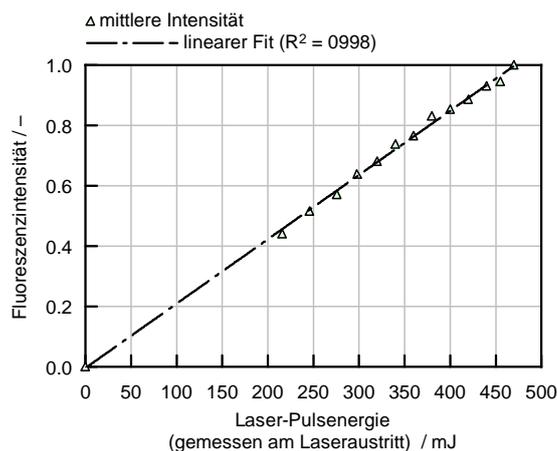
Aufgrund der Tracerkonzentration von wenigen 100 ppm ist davon auszugehen, dass die geringen Mengen der Substanzen, welche bei der Zersetzung entstehen, zu keiner nennenswerten Beeinflussung der Vorgänge führen. Des Weiteren entstehen bei der Verwendung von Wasserstoff und Erdgas als Kraftstoff bei der Tracerzersetzung unter anderem kraftstoffeigene Substanzen.

Abgesehen vom Einfluss, den die thermische Zersetzung des Tracers auf seine Fluoreszenzeigenschaften ausübt, könnten auch seine Absorptionseigenschaften eine gewisse Rolle spielen [45]. In diesem Fall wäre es z.B. denkbar, dass sich die Absorption mit der Temperatur ändert. Weiters wäre es möglich, dass das Quenchverhalten von TMA temperaturabhängig ist. Die Fluoreszenzlöschung würde dann von der Temperatur beeinflusst werden. Zur Beantwortung dieser Fragestellungen müssen allerdings weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

Ungeachtet dessen, welche Wirkmechanismen in welcher Größenordnung tatsächlich auftreten, können Messfehler aufgrund des vorhandenen Temperatureinflusses durch eine sorgfältige Quantifizierung, wie sie in Abschnitt 5.1.3 noch vorgestellt wird weitestgehend vermieden werden. Unter Berücksichtigung der gezeigten Zusammenhänge sollten Aufnahmen um den oberen Totpunkt und speziell nach dem Einsetzen der Zündung nicht mehr quantifiziert werden. In diesem Bereich könnte die thermische Zersetzung des Tracers dazu führen, dass dieser seine speziellen Eigenschaften verliert.

### Einfluss Laserleistung

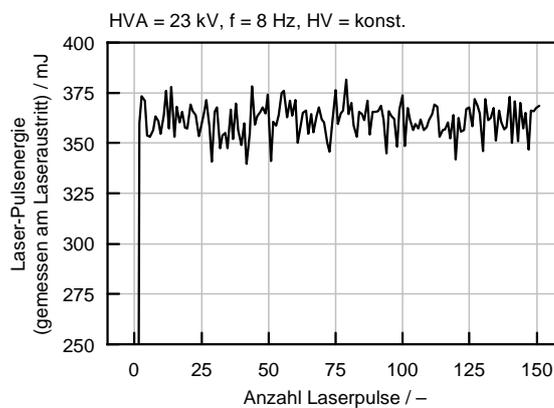
Um den Einfluss der Laserleistung auf das Fluoreszenzsignal festzustellen, wurden Messungen am Transparentmotor unter typischen Randbedingungen (Strahlführung, Lasereinstellungen etc.) durchgeführt. Für die Bestimmung der Laserleistung wurde ein pyroelektrischer Energiemesskopf (PEM 45K) der Fa. Sensor und Lasermesstechnik direkt am Austritt des Lasers positioniert. Abbildung 5.6 zeigt den linearen Zusammenhang der mittleren TMA-Fluoreszenzintensität einer Aufnahme als Funktion der Laserleistung.



**Abbildung 5.6:** Zusammenhang zwischen Fluoreszenzintensität und Laserleistung.

Um Sättigungserscheinungen, d.h. Nichtlinearitäten im gesamten Lichtschnitt zu vermeiden, muss besonderes Augenmerk auf eine exakte Justierung der Strahlführung gelegt werden.

Abgesehen davon haben auch Schuss-zu-Schuss-Schwankungen der Laserleistung einen direkten Einfluss auf das Fluoreszenzsignal. Allerdings zeigt der verwendete Excimerlaser bereits ab dem Start einen sehr stabilen Betrieb, wie Abbildung 5.7 zeigt. Berechnet man aus den Leistungsmessungen die Standardabweichung, dann liegt diese im relevanten Betriebsbereich des Lasers (Laserfrequenz und -spannung) zwischen 4.5 % und 6.8 %. Da die momentane Pulsleistung bei den Versuchen durch einen Energiemonitor erfasst wird (siehe Abschnitt 4.1.2), lässt sich dieser Einfluss bei den Auswertungen berücksichtigen. Dies geschieht im Rahmen der Bildnachbearbeitung (Postprocessing), bei der die LIF-Intensitätswerte einer Aufnahme auf die momentane Laserleistung korrigiert werden.



**Abbildung 5.7:** Schwankungen der Laserleistung, gemessen ab Start des Lasers.

### Absorption des Laserstrahls

Die Abschwächung eines Laserstrahls in einem Gas wird entsprechend Gleichung 5.5 durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben [66]. Der relative transmittierte Lichtanteil  $I/I_0$  hängt dabei von der Anzahldichte  $n_i$  und dem Absorptionsquerschnitt  $\sigma_i$  der Spezies, sowie der Weglänge  $L$  ab.

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\sigma_i \cdot n_i \cdot L) \quad (5.5)$$

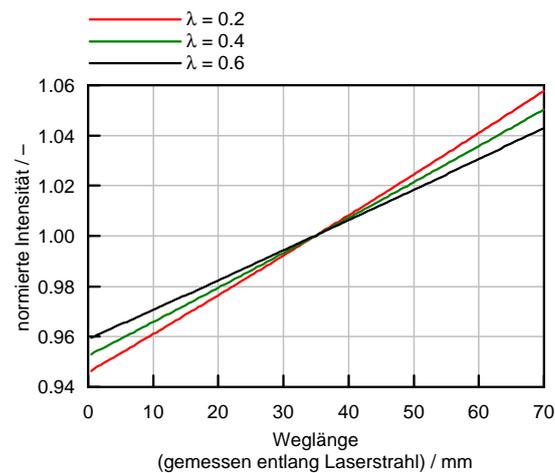
Entsprechend dieser Gleichung wird der Laserstrahl mit fortschreitender Ausbreitung in einem absorbierenden Medium exponentiell abgeschwächt. Ein durch diesen Laserstrahl angeregtes Fluoreszenzsignal, nimmt daher ebenfalls in der Intensität ab. Zahlreiche Tracersubstanzen verfügen über einen großen Absorptionsquerschnitt, weshalb diese allerdings auch bis zu geringsten Konzentrationen nachweisbar sind.

Um festzustellen, ob die Absorption von TMA bei den Auswertungen zu berücksichtigen ist, wurden Messungen bei verschiedenen Tracerkonzentrationen durchgeführt. Dazu wurden

## 5.1 Gemischbildungsuntersuchungen mittels Tracer-Molekülen

wieder Gemische aus He und TMA verwendet, und die Ergebnisse im Anschluss beispielhaft auf äquivalente  $H_2$ -Konzentrationen umgerechnet. Die Gemischzusammensetzung wurde dabei über die Einblasedauer des He/TMA-Gemisches so gewählt, dass diese einem Luftverhältnis von 0.2, 0.4 und 0.6 entsprechen (unter Annahme konstanter Molanteile der  $H_2$ -, He- und Tracermoleküle).

Das Ergebnis der Untersuchungen zeigt Abbildung 5.8, wobei das Fluoreszenzsignal entlang des Laserstrahles im Brennraum an der Zylinderachse dargestellt ist. Aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit wurden nur die durch die e-Funktion angenäherten Trendlinien eingetragen.



**Abbildung 5.8:** Einfluss der Laserstrahl-Absorption auf das Fluoreszenzsignal, gemessen entlang der Zylinderachse im Brennraum.

Die Verläufe zeigen, dass der Laserstrahl selbst bei einem Luftverhältnis von  $\lambda = 0.2$  keine signifikante Abschwächung erfährt. Die Schwankungen liegen bei max.  $\pm 5\%$ . Dabei muss man allerdings bedenken, dass derart fette Gemische bei den Messungen niemals über große Strecken im Brennraum auftreten, weshalb die Absorption von TMA bei den Auswertungen nicht berücksichtigt wird.

### 5.1.3 Konzept zur Quantifizierung der Messungen

Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 beschrieben, ermöglicht das Messverfahren auf Basis der LIF auch eine orts aufgelöste Quantifizierung des Luftverhältnisses  $\lambda$  bzw. dessen Kehrwertes, dem so genannten Kraftstoff/Luft-Verhältnis  $\Phi = 1/\lambda$ . Die hier angewandte Quantifizierungsmethode basiert dabei auf der Messung von Referenzbildern mit homogener Gemischverteilung bekannter Zusammensetzung, die anschließend mit den Aufnahmen bei Direkt- oder Saugrohrreinblasung verrechnet werden. Die Bereitstellung dieses homogenen Tracer/Luft/Gas-Gemisches erfolgt dabei mit der in Abschnitt 3.1.2 vorgestellten Vormischstrecke.

Die gesamte Messdatenerfassung, d.h. Ermittlung der LIF-Bilder erfolgt dabei nach folgendem Schema:

- a) Ermittlung der Aufnahmen bei Saugrohr- oder Direkteinblasung.
- b) Aufnahmen zur Erzielung des für die Signalkalibrierung notwendigen homogenen Gemisches mittels Vormischstrecke.
- c) Aufnahmen im Schleppebetrieb des Motors (sogenannte Hintergrundbilder).

In der Regel werden 50 Bilder je Kurbelstellung (d.h. Messzeitpunkt) in der jeweiligen Betriebsart aufgenommen, wobei die Schrittweite zwischen 1 und 10°KW beträgt. Der Wechsel zwischen den 3 Betriebsarten kann sehr rasch und bei laufendem Motor erfolgen, wodurch man den Einfluss sich ändernder Umgebungsbedingungen auf die Messergebnisse weitestgehend minimieren kann.

Nachdem die Messdatenerfassung abgeschlossen ist, werden folgende Schritte zur Quantifizierung der LIF-Aufnahmen bei Saugrohr- oder Direkteinblasung im Postprocessing angewandt:

- a) Mittelung aller Einzelbilder, wodurch ein Ergebnisbild je Kurbelstellung für alle Betriebsarten entsteht.
- b) Zusammenfassen der Mittelwertbilder einer Betriebsart in ein Set, um eine einfache Bildbearbeitung zu ermöglichen.
- c) Von diesen gemittelten Aufnahmen (d.h. Saugrohr- oder Direkteinblasung, Referenzgemisch) wird das entsprechende Hintergrundbild (d.h. ohne Einblasung) subtrahiert. Dies geschieht, um das durch den Laserstrahl auftretende Störlicht (Reflexe, Metallfluoreszenzen) von den eigentlichen Messaufnahmen abziehen zu können.
- d) Anwendung der Quantifizierung, wodurch eine 2-dimensionale Luftverhältnis-Verteilung d.h. eine sogenannte  $\Phi$ -Map entsteht. Die Basis dieses Konzeptes bilden die Referenzmessungen am homogenen Gemisch, dessen  $\Phi$ -Wert aus Messungen bekannt ist.

Durch die bereits gezeigte lineare Abhängigkeit des LIF-Signals  $I$  vom Kraftstoff/Luft-Verhältnis  $\Phi$  (siehe Abbildung 5.2), lässt sich folgende Gleichung für jeden einzelnen Bildpunkt aufstellen:

## 5.1 Gemischbildungsuntersuchungen mittels Tracer-Molekülen

$$\frac{I_{\text{DI,AGB}}}{\Phi_{\text{DI,AGB}}} = \frac{I_{\text{Ref}}}{\Phi_{\text{Ref}}} \quad (5.6)$$

Unter Berücksichtigung von  $\Phi = 1/\lambda$  folgt:

$$\lambda_{\text{DI,AGB}} = \frac{I_{\text{Ref}}}{I_{\text{DI,AGB}}} \cdot \lambda_{\text{Ref}} \quad (5.7)$$

Auf Basis dieser Gleichung 5.7 erfolgt die Quantifizierung indem die gemittelten Aufnahmen des Referenzgemisches durch jene bei Saugrohr- oder Direkteinblasung dividiert, und anschließend mit dem Luftverhältnis des Referenzgemisches multipliziert werden. Um eine hohe Genauigkeit bei den Messungen zu erhalten, sollte ein möglichst fettes Gemisch (geringes  $\lambda_{\text{Ref}}$ ) für die Referenzmessungen verwendet werden.

Die Darstellung der  $\lambda$ -Verteilung in den Ergebnisbildern erfolgt mittels Falschfarben, wobei die Farbpalette an die jeweiligen Anforderungen bei der Auswertung angepasst wird.

e) Bild-Nachbearbeitung (z.B. maskieren und beschneiden der Aufnahmen).

Durch das vorgestellte Konzept der Quantifizierung können folgende Störeinflüsse berücksichtigt bzw. auch eliminiert werden (Vgl. [53]):

- Die vorhandene Druck- und Temperaturabhängigkeit des LIF-Signals wird automatisch bei der Quantifizierung kompensiert. Da sowohl die LIF-Aufnahmen bei Saugrohr- oder Direkteinblasung als auch jene des Referenzgemisches bei jeweils derselben Kurbelstellung und damit auch bei annähernd gleichem Druck bzw. gleicher Temperatur durchgeführt werden, können diese Einflüsse im Rahmen der Messgenauigkeit vernachlässigt werden.
- Der verwendete Excimerlaser weist gewisse Inhomogenitäten im Strahlprofil auf, die allerdings durch die Bildverrechnung mit den Kalibrierenaufnahmen beseitigt werden.
- Die Schwankungen der Laserleistung werden durch die Mittelung sämtlicher Aufnahmen kompensiert. Abgesehen davon erfolgt eine Korrektur bereits anhand eines Energiemonitors, der die LIF-Intensitäten eines Bildes im Postprocessing auf die momentane Laserleistung anpasst.
- Eine Verschmutzung der Glasfenster durch Öl, Verbrennungsprodukte des Schmieröls und Ähnliches während der Messphasen stellt beim verwendeten Transparentmotor kein nennenswertes Problem dar. Aufgrund des trockenen Laufs der Kolbenringe (Kolben im oberen Teil praktisch ölfrei) wird die aus dem Kurbelgehäuse in den Brennraum übertretende Schmierölmenge reduziert. Dadurch ist ein problemloser Messbetrieb durchwegs über einige Stunden möglich. Falls dennoch Verschmutzungen auftreten, dann werden auch diese rechnerisch mittels der Quantifizierungsmethode rechnerisch korrigiert.

- Beim verwendeten Tracer kommt es zu einer Absorption des Laserstrahlprofils, die allerdings aufgrund der geringen Ausprägung nicht korrigiert wird. Grundsätzlich wäre eine Berücksichtigung möglich, wie Ipp [31] bei flüssigen Kraftstoffen zeigte.

## 5.2 Verifikation des Messverfahren mittels simultaner Tracer-LIF- und Raman-Messungen

Um eine messtechnische Verifikation des vorgestellten Tracer-LIF Verfahrens zu ermöglichen sowie die Messgüte bei Verwendung von TMA zu überprüfen, wurden simultane LIF/Raman-Messungen im Brennraum des Transparentmotors durchgeführt. Anhand dieser Untersuchungen soll sichergestellt werden, dass die aus den LIF-Aufnahmen erhaltene Gemischverteilung die tatsächliche Gemischverteilung im Messvolumen nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ mit entsprechend hoher Genauigkeit wiedergibt.

Als potentielle Unsicherheit der Tracer-LIF Methode wurde im Vorfeld identifiziert, dass sich gasförmige Kraftstoffe aufgrund ihrer größeren Diffusionskoeffizienten (dies gilt besonders für Wasserstoff) eventuell schneller mit der Luft vermischen könnten wie der Tracer [68], bzw. die Tracermoleküle aufgrund deren Trägheitswirkung in der Strömung, dieser möglicherweise nicht hinreichend gut folgen können.

Vor diesem Hintergrund stellt sich daher die Frage, ob sich die Tracermoleküle eventuell anders verhalten als die Kraftstoffmoleküle. In beiden genannten Fällen würde die tatsächliche Kraftstoff/Luft-Gemischverteilung dann nicht mehr durch die Verteilung der Tracermoleküle im Gasgemisch wiedergegeben werden, was letzten Endes zu Messunsicherheiten führen würde.

### 5.2.1 Entmischung von Gas und Tracer

Bevor näher auf die Randbedingungen der Untersuchungen sowie die erhaltenen Messergebnisse eingegangen wird, sollen im Folgenden grundsätzliche Betrachtungen zu den relevanten Entmischungserscheinungen am Gasmotor durchgeführt werden.

Diesbezüglich sei auf die Arbeit von Blotevogel [16] verwiesen, in der Untersuchungen am Wasserstoffmotor, allerdings mit Triethylamin (TEA) als Tracer durchgeführt wurden.

#### Entmischung aufgrund von Trägheitswirkung

Grundsätzlich besteht bei den Tracer-LIF Messungen das Risiko, dass sich die zum Kraftstoff zugemischten Tracermoleküle aufgrund ihrer Trägheitswirkung in der Strömung vom Kraftstoff selbst entmischen. Dies würde in weiterer Folge natürlich zu erheblichen Messunsicherheiten führen, was letztlich auch messtechnisch berücksichtigt werden müsste.

Für eine grobe Abschätzung verwendet Blotevogel [16] das Argument, dass bei PIV- oder LDA-Messungen Feststoffe oder Öltröpfchen mit relativ großen Durchmessern ( $0.5\ \mu\text{m}$  bis  $10\ \mu\text{m}$ , [108]), die bei Motormessungen in der Regel der Ansaugluft zugemischt werden, der Strömung folgen. Man kann also davon ausgehen, dass sich auch deutlich kleinere und leichtere Substanzen wie TMA (siehe Tabelle 5.2), nicht entmischen.

Laut Melling [82] sollte der Partikeldurchmesser einen Wert von  $1\ \mu\text{m}$  nicht maßgeblich überschreiten, um ein gutes Ansprechverhalten des Partikels auf Bewegungsänderungen des Fluides in einer turbulenten Luftströmung zu gewährleisten. Mit  $0.5 \cdot 10^{-3}\ \mu\text{m}$  [76] liegt der Moleküldurchmesser von TMA weit unterhalb dieser Forderung, weshalb man von sehr guten Strömungseigenschaften des Tracers ausgehen kann.

Um eine Quantifizierung des Partikelfolgevermögens zu ermöglichen, kann die sogenannte Relaxationszeit herangezogen werden. Es handelt sich hierbei um eine charakteristische Kennzahl die angibt, wie schnell ein Partikel auf eine sprunghafte Geschwindigkeitsänderung in einer Strömung reagiert. Je schneller nun die Endgeschwindigkeit erreicht wird, desto besser ist das Teilchen für Untersuchungen in Strömungen geeignet. Dabei wird angenommen, dass die Sprungantwort von der Partikelgeschwindigkeit einem exponentiellen Verlauf folgt, wenn die Dichte des Partikels sehr viel größer als jene des Fluides ist (was hier der Fall ist).

Die Relaxationszeit  $\tau_s$  wird dabei folgendermaßen definiert (nach Raffel [108]):

$$\tau_s = d_p^2 \cdot \frac{\rho_p}{18 \cdot \mu_l} \quad (5.8)$$

Dabei ist  $d_p^2$  der Partikeldurchmesser,  $\rho_p$  ist die Dichte des Partikels und  $\mu_l$  die dynamische Viskosität des Trägermediums Luft ( $1.813 \cdot 10^{-5}$  bei  $20^\circ\text{C}$  und  $1.013$  bar [19]).

Falls die Beschleunigung der Strömung nicht konstant ist oder sehr hohe Strömungsgeschwindigkeiten (hohe Machzahlen) auftreten, kann man zwar von keinem exponentiellen Verlauf mehr ausgehen, allerdings bleibt die Relaxationszeit auch dann eine guter Anhaltswert für die Tendenz des Partikels, im Fluid Strömungsgleichgewicht herzustellen. In Tabelle 5.2 ist die Relaxationszeit von TMA, Wasserstoff, Methan und typischen PIV-Tracern dargestellt.

**Tabelle 5.2:** Relaxationszeiten einzelner Tracer und Moleküle im Trägermedium Luft nach [108] und [16], beispielhaft berechnet für  $20^\circ\text{C}$  und  $1.01325$  bar).

	Daten- quelle	Chem. Summenformel	Durchmesser $d_p$ [m]	Dichte $\rho_p$ [kg/m <sup>3</sup> ]	Relaxations- zeit $\tau_s$ [s]
Titandioxid	[19]	TiO <sub>2</sub>	$2.75 \cdot 10^{-6}{}^a$	3500	$8.111 \cdot 10^{-5}$
Di-Ethyl-Hexyl- Sebacat (DEHS)	[19, 133]	C <sub>26</sub> H <sub>50</sub> O <sub>4</sub>	$1.0 \cdot 10^{-6}{}^b$	912	$2.795 \cdot 10^{-6}$
Trimethylamin	[19, 76]	C <sub>3</sub> H <sub>9</sub> N	$0.5 \cdot 10^{-9}$	2.54	$1.946 \cdot 10^{-15}$
Wasserstoff	[6, 19]	H <sub>2</sub>	$0.184 \cdot 10^{-9}$	0.08375	$5.622 \cdot 10^{-18}$
Methan	[19, 120]	CH <sub>4</sub>	$0.382 \cdot 10^{-9}$	0.368	$2.987 \cdot 10^{-16}$

<sup>a</sup> Partikelgröße: (0.1–5)  $\mu\text{m}$ .

<sup>b</sup> Partikelgröße: (0.5–1.5)  $\mu\text{m}$ .

Eine Betrachtung der Tabelle zeigt, dass das Partikelfolgevermögen von TMA um mehrere Größenordnungen besser ausfällt als bei den üblicherweise in der Strömungsmesstechnik eingesetzten Tracersubstanzen. Trotz der ähnlichen Moleküldurchmesser von TMA, Wasserstoff und Methan, bewirkt die geringere Dichte der Kraftstoffe (speziell jene des Wasserstoffs) eine etwas geringere Relaxationszeit und damit besseres Partikelfolgevermögen als bei TMA. Angesichts der geringen Unterschiede darf allerdings davon ausgegangen werden, dass eine Trennung zwischen dem Gasgemisch aus Kraftstoff und Tracer aufgrund von Trägheitswirkung keine bedeutende Rolle spielt.

### Entmischung aufgrund Diffusion

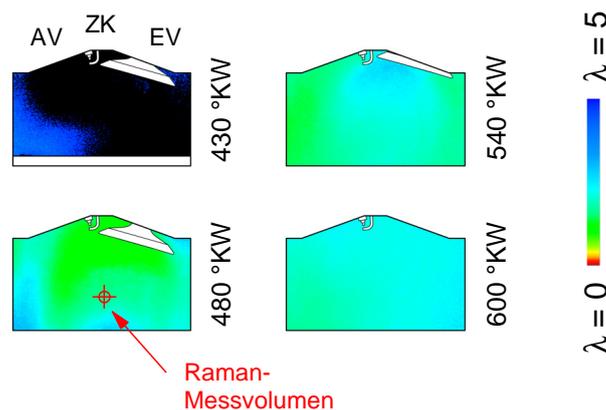
Die Diffusionskoeffizienten von Wasserstoff, Erdgas und TMA unterscheiden sich ganz erheblich voneinander, das haben bereits die Betrachtungen in Tabelle 5.1 gezeigt. Es stellt sich allerdings die Frage, ob diese Unterschiede bei der Gemischbildung im Motor von Bedeutung sind und damit bei den Messungen sowie bei der Auswertung und Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden müssen.

Grundsätzlich kann man davon ausgehen, dass die Diffusion nur in langsamen Strömungen eine Rolle spielt, wo diese mit der Konvektion und Turbulenz in Konkurrenz treten kann. Hält man sich die kurzen Zeitskalen der Abläufe sowie die zugrundeliegenden turbulenten Strömungsverhältnisse im Motor vor Augen, dann kann man selbst bei Messungen während der Verdichtungsphase und den dabei erhöhten Temperaturen davon ausgehen, dass eine Entmischung aufgrund Diffusion keine bedeutende Rolle spielen dürfte.

#### 5.2.2 Simultane Tracer-LIF- und Raman-Messungen

Die Messungen wurden bei einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$ , einem Luftverhältnis von  $\lambda = 2$ , sowie äußerer Gemischbildung durchgeführt (EB =  $280^\circ \text{KW}$ ). Der Motor wurde aus Sicherheitsgründen mit Erdgas betrieben, da damit eine Laserzündung des Gemisches von vornherein ausgeschlossen werden konnte.

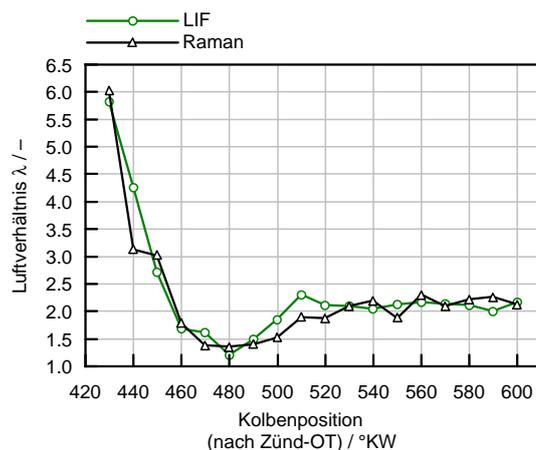
Die LIF-Messungen wurden in der Symmetrieebene des Zylinderkopfes, die Raman-Messungen in der Mitte des Brennraumes durchgeführt. Um stichhaltige Ergebnisse aus den LIF/Raman-Messungen zu erhalten, d.h. um die aus beiden Messungen gewonnenen Kraftstoff/Luft-Verhältnis Verteilungen vergleichen zu können, war es zwingend erforderlich, dass das Raman-Messvolumen exakt in der LIF-Lichtschmittebene liegt. Auf die Strahlführung wurde deswegen besonderes Augenmerk gelegt. Abbildung 5.9 zeigt 4 repräsentative LIF-Aufnahmen der  $\lambda$ -Verteilung, welche den Gemischbildungsvorgang während der Ladungswechselphase sowie das Ramanmessvolumen veranschaulichen.



**Abbildung 5.9:** Vergleichsmessung LIF vs. Raman-Spektroskopie während der Gemischbildung, gemessen bei Erdgas-Saugrohreinblasung.

In den Aufnahmen erkennt man, wie zunächst reine Luft (430 °KW) und dann bei 280 °KW das Kraftstoff/Luft-Gemisch den Ventilschaltspalt passiert. Bei 600 °KW ist der gesamte Einströmvorgang beendet, da die Ventile bereits geschlossen sind.

Wie bereits in Kapitel 4 gezeigt, wird sowohl der Excimer- als auch der Nd:Yag-Laserstrahl von der Seite des Zylinderkopfes eingekoppelt. Um eine kolbenseitige Abschottung der Raman-Strahlführung zu vermeiden, wurde daher ausschließlich die Ladungswechselphase vermessen, somit hat der Kolben das Messvolumen noch nicht erfasst. Um zusätzlich eine gute zeitliche Auflösung zu gewährleisten, und gleichzeitig die Anzahl der Messpunkte gering zu halten, wurde das Inkrement der Zeitschritte auf 10 °KW (entspricht 1.66 ms bei 1000 min<sup>-1</sup>) gesetzt. Die LIF- und Raman Messungen wurden weiters unmittelbar hintereinander durchgeführt, wodurch der Einfluss von sich ändernden Umgebungsbedingungen auf das Messergebnis weitestgehend minimiert werden konnte. Bei den LIF-Messungen wurden jeweils 50 Bilder, bei den Raman Messungen 200 Bilder je Zeitschritt aufgenommen. Dies war erforderlich, um das Signal-Rausch-Verhältnis dieses lichtschwachen Messprinzips möglichst hoch zu halten. Im Anschluss daran wurde auf die LIF-Aufnahmen das vorgestellte Quantifizierungskonzept angewandt, sodass man eine quantifizierte und 2-dimensionale  $\lambda$ -Verteilung erhält. Bei den Raman-Messungen erfolgt die  $\lambda$ -Bestimmung durch Verhältnisbildung, wobei man dazu die Stickstoff- und Kraftstoffmoleküle im Messvolumen heranzieht. Nachstehende Abbildung 5.10 zeigt dazu das Ergebnis der Untersuchungen.



**Abbildung 5.10:** Mittels LIF und Raman-Spektroskopie gemessener Verlauf des Luftverhältnisses  $\lambda$  im Messvolumen.

Die beiden Kurven verlaufen im Rahmen der Messgenauigkeiten beider Messtechniken annähernd identisch, woraus man schließen kann, dass sich Tracer und Kraftstoff annähernd gleich verhalten. Bei der Betrachtung der Aufnahmen darf man allerdings nicht vergessen, dass die Messungen nicht simultan, sondern nacheinander durchgeführt wurden. So können zufällige Messfehler, wie z.B. durch die Bewegung des Motorfundamentes nicht ausgeschlossen werden. Weiters treten in den LIF-Messungen häufig Spiegelungen auf, die ebenfalls zu systematischen Messfehlern führen können. Im Großen und Ganzen kann anhand dieser Vergleichsmessung aber von einer guten Genauigkeit der LIF-Methode ausgegangen werden.

## 5.3 Methoden zur Untersuchung der Verbrennung

Bei der Verbrennungsanalyse im Motor werden optische Messtechniken zur Beantwortung unterschiedlicher Fragestellungen, wie beispielsweise zur Bestimmung der Flammenfront, oder in weiterer Folge zur Beurteilung von Gemischbildungskonzepten herangezogen. Die Geschwindigkeit des Brennstoffumsatzes bzw. der Flammenausbreitung selbst stellen wesentliche Größen, wie beispielsweise zur Validierung von 3D-CFD Modellen, dar.

Hierfür bietet sich neben der Messung der OH-Chemolumineszenz, also des Flammen-Eigenleuchtens, auch die Methode der laserinduzierten Fluoreszenz an. Auch hier können Tracerverfahren, aber auch die OH-LIF-Methode zum Einsatz kommen.

Dieser Abschnitt befasst sich mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messmethoden, und veranschaulicht anhand exemplarischer Ergebnisse deren Verwendbarkeit am Gasmotor (d.h. deren Vor- und Nachteile) sowie die Vorgehensweise bei der Messdatenerfassung und -auswertung.

### 5.3.1 Laserinduzierte Fluoreszenz des Hydroxyl (OH)-Radikals

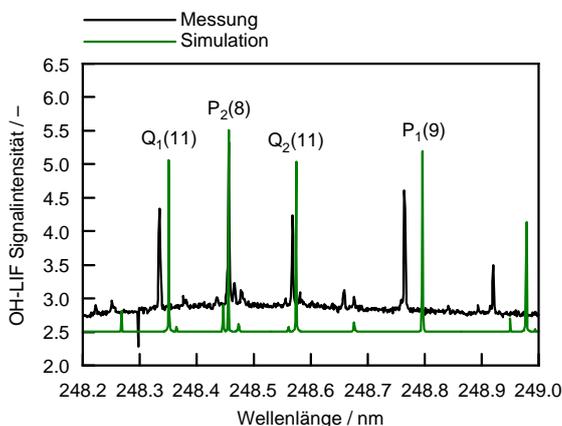
Einige Spezies, die wie beispielsweise diverse Radikale als Zwischenprodukte in Verbrennungsvorgängen auftreten, können durch laserinduzierte Fluoreszenz sichtbar gemacht werden. Die Detektion solcher Spezies wird durch LIF möglich, wenn die Anregungswellenlänge in Resonanz mit einem elektronischen Übergang des Moleküls ist.

Das Hydroxyl- oder kurz OH-Radikal verfügt dabei über zahlreiche Energieübergänge und somit eine große Anzahl möglicher Anregungswellenlängen. Die am häufigsten verwendete Anregungsbänder für den laserinduzierten Nachweis von OH ist der  $A \leftarrow X(3,0)$  Übergang, der mit Hilfe eines schmalbandigen abstimmbaren KrF-Excimerlaser darstellbar ist. Bei dieser Variante spricht man auch von der sogenannten laserinduzierten Prädissociationsfluoreszenz (LIPF), da ein Großteil der angeregten Moleküle dissoziiert (vgl. Abschnitt 2.1.3). Weiters kann der Energieverlust durch Stoßlöschung des angeregten Zustands (Quenching) dieser prädissozierenden Übergänge im (3,0) Band vernachlässigt werden, weshalb das Verfahren auch für quantifizierte OH-Messungen geeignet ist [3]. Aufgrund dieser geringeren Fluoreszenzlöschung, die sich speziell bei höheren Drücken vorteilhaft auf die Signalintensität auswirkt, eignet sich diese LIPF-Methode besonders gut für motorische Versuche [4]. Da die OH-Fluoreszenz in einem Wellenlängenbereich um 300 nm erfolgt [4], kann zur Signaldetektion derselbe Filter wie für die Tracer-LIF Messungen verwendet werden.

Da die, für die OH-LIF Messungen verwendete Wellenlänge mit dem Laser nicht direkt eingestellt werden kann, war es zunächst notwendig, Referenzmessungen mit einem einfachen Kalibrierbrenner an einer atmosphärischen Flamme durchzuführen [68]. Als Prüfgas wurde dabei ein Gemisch aus Wasserstoff und Helium (50/50) verwendet.

Das aus diesen Messungen erhaltene LIF-Anregungsspektrum wird dann einem, mit LIFBASE 2.0 [80] simulierten Spektrum gegenübergestellt, was eine Zuordnung von Wellenlänge und Position des Lasers ermöglicht. Um dies zu gewährleisten ist es notwendig, einen sogenannten Wellenlängen-Scan mit dem Laser durchzuführen. Der Abstimmbereich der Wellenlänge (ca. 248–248.8 nm) wird dabei mittels Schrittmotor, der ein Abstimmgitter bewegt, durchfahren, und das LIF-Signal gleichzeitig aufgezeichnet. Um zusätzlich eine gute Auflösung zu erhalten,

wurde der gesamte schmalbandige Wellenlängenbereich des Lasers mit einer relativ kleinen Schrittweite abgetastet (4000 Steps, bei einer Schrittweite von 5 Steps). In Abbildung 5.11 ist ein Vergleich eines gemessenen und berechneten Spektrums am Beispiel einer Wasserstoff-Luft Flamme dargestellt.



**Abbildung 5.11:** Rotationslinien-aufgelöstes Anregungsspektrum des OH-Radikals bei 248 nm. Gegenüberstellung simuliertes (grün) und gemessenes Spektrum (schwarz).

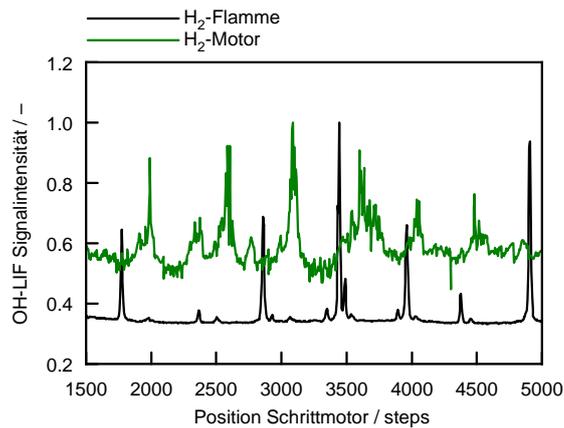
Die Gegenüberstellung zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Lediglich in den Randbereichen der Spektren ergeben sich geringfügige Abweichungen, da die Lage der Signalmaxima nicht exakt übereinstimmen. Da die Wellenlängenverstelleinheit des Lasers nicht temperaturkompensiert ausgeführt ist, können geringe Nichtlinearitäten zu diesen Abweichungen führen.

In Analogie zur Bestimmung des Anregungsspektrums am atmosphärischen Brenner mussten in weiterer Folge auch Kalibrier-Messungen am Motor durchgeführt werden (Abbildung 5.12). Zwar ermöglicht das Brennerspektrum die Zuordnung von Wellenlänge und Laserposition, allerdings benötigt man ein Absorptionsspektrum im Motor, um die Wellenlänge mit dem stärksten Fluoreszenzsignal zu bestimmen. Erst wenn man diese Wellenlänge ermittelt hat, können die eigentlichen Motor-Messungen durchgeführt werden.

Eine Betrachtung der beiden Spektren zeigt, dass sich die jeweiligen Signalmaxima deutlich bezüglich ihrer Form und auch Lage unterscheiden. Der Grund dafür liegt in den Randbedingungen der jeweiligen Messungen, da die hohen Drücke und Temperaturen im Brennraum sowohl zu einer Verbreiterung, als auch Verschiebung der Vibrations- und Rotationslinien führen. Daher handelt es sich bei diesem Spektrum auch nur um eine Momentaufnahme, da sich die Druck- und Temperatur-Randbedingungen im Motor ständig ändern können.

Weil die Bestimmung der stärksten Anregungslinie im Motor sehr zeitintensiv ist bzw. regelmäßig durchgeführt werden muss, wurde eine Vorgehensweise erstellt, welche auf den Referenzmessungen am Brenner basiert [68]. Es hat sich herausgestellt, dass der Wellenlängenversatz beider Spektren zueinander reproduzierbare Werte annimmt. So verschiebt sich die Position der stärksten Fluoreszenzemission (A-X(3,0) P<sub>2</sub>(8)-Rotationslinie) im Durchschnitt,

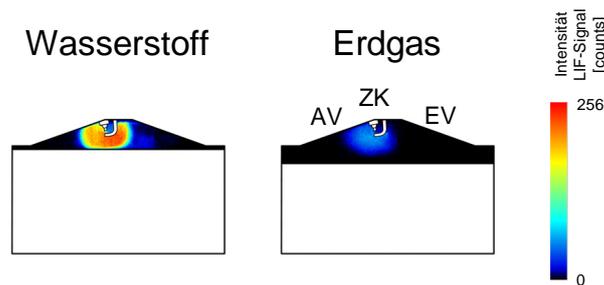
mit etwa 350 Steps (entspricht ca. 0.08 nm) zu kleineren Wellenlängen hin. Dies haben zahlreiche OH-LIF Messungen mit Wasserstoff- und Erdgas/Luft-Gemischen, unter motorrelevanten Betriebsbedingungen gezeigt. Verfügt man über ein Absorptionsspektrum am Brenner, kann man daher, ausgehend von der Position der Maximalintensität die ungefähre Lage der P2(8)-Rotationslinie im Motor rasch ermitteln. Abschließend ist nur mehr eine Feineinstellung notwendig, wodurch sich der Aufwand deutlich reduziert.



**Abbildung 5.12:** OH-Anregungsspektrum, Kalibrierbrenner (schwarz) und Motor (grün).

Speziell bei OH-LIF Messungen, die in der Regel eine geringe Signalausbeute, d.h. ein geringes Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen, führt meistens erst die MW-Bildung zu einem deutlichen Signal. Eine während der Messung durchgeführte „Online-Interpretation“ bzw. eine Plausibilitätskontrolle der Ergebnisse ist vielfach schwierig. So werden z.B. auch Fehler bezüglich einer falsch eingestellten, oder sich während der Messung geänderten Anregungswellenlänge des Lasers meistens erst bei der Auswertung im Postprocessing sichtbar. Dies führt mitunter zu einer signifikanten Erhöhung der Komplexität der Methode. Ein weiterer Nachteil dieser Methode liegt in der erforderlichen schmalbandigen Anregung des OH-Radikals, wodurch der experimentelle Aufwand durch den Einsatz eines durchstimmbaren Lasers beträchtlich ansteigt. Die Anwendung der OH-LIF hat allerdings den großen Vorteil, dass nicht nur die Flammenfront detektiert werden kann, sondern aus der Leuchtintensität auch tendenziell Rückschlüsse auf die Reaktionstätigkeit im weiteren Verlauf der Verbrennung gezogen werden können.

Nachstehende Abbildung 5.13 zeigt ein typisches Ergebnis einer OH-LIF Messung am Beispiel einer Wasserstoff- und Erdgasverbrennung. Vermessen wurde jeweils ein  $\lambda = 1$ -Betriebspunkt (Vollast), das dargestellte Mittelwertbild wurde aus 50 Einzelzyklen bestimmt. Die Aufnahmen veranschaulichen die lichtschwache Verbrennung von Erdgas, die auf die geringere Produktion von OH-Radikalen in der Flamme zurückzuführen ist. Aufgrund der hohen Verbrennungstemperaturen von Wasserstoff/Luft-Gemischen ist hier ein deutlich günstigeres Signal-Rausch-Verhältnis in den Ergebnissen sichtbar, welches allerdings in der Regel bei mageren Gemischen abnimmt.



**Abbildung 5.13:** OH-LIF Messung bei einer Wasserstoff (links)- und Erdgasverbrennung (rechts).

### 5.3.2 Chemolumineszenz des OH-Radikals

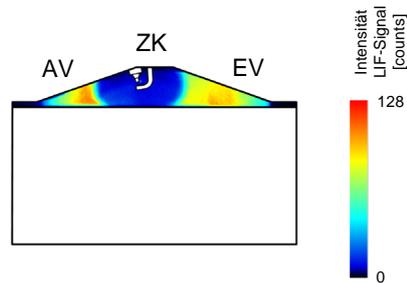
In Gegensatz zur Planaren-LIF-Methode, die eine Messung in ausgewählten Lichtschnittebenen ermöglicht, kann auch die bei der Verbrennung von Kraftstoffen auftretende Chemolumineszenz (oder Eigenleuchten von Molekülen oder Radikalen) zur Analyse der Verbrennung eingesetzt werden. Es wird hierbei das in der jeweiligen Brennraumansicht freigesetzte OH-Signal integral erfasst, sodass eine räumliche Analyse der Flammenausbreitung ermöglicht wird. Der wesentliche Vorteil dieser Methode besteht darin, dass diese vergleichsweise billig, schnell und einfach in der Applikation am Motor ist.

### 5.3.3 Verbrennungsanalyse mittels Tracer-LIF Methoden

#### Visualisierung der Flammenfront mittels Kraftstoff-Tracerung

Der Einsatz von Tracern beschränkt sich nicht auf die Untersuchung von Gemischbildungsvorgängen, auch zur Analyse der Verbrennung selbst können diese eingesetzt werden. Die Tracersubstanz kann dabei, wie bei der Gemischbildung gezeigt, direkt dem jeweils verwendeten Kraftstoff zugemischt werden. Durch das Mitverbrennen des Tracers (bei der Ausbreitung der Flamme) kann so eine Unterscheidung zwischen der verbrannten zur unverbrannten Zone getroffen werden. Der Tracer wird beim Fortschreiten der Flamme in der heißen Verbrennungsphase lokal umgesetzt und kann daher zur Detektion der Grenzen der heißen Verbrennungszone eingesetzt werden. Im Laser-Lichtschnitt, in dem nur die Tracerpartikel und damit der unverbrannte Bereich sichtbar gemacht werden kann, kann im Postprocessing die Flammenfront aus dem LIF-Signal ermittelt werden.

In nachstehender Abbildung 5.14 ist ein typisches Ergebnisbild von einer homogenen Wasserstoffverbrennung ( $\lambda = 1.5$ ) dargestellt. Bei der Betrachtung der Aufnahme ist zu beachten, dass die Farbdarstellung im Vergleich zu den OH-LIF Messungen Invers erfolgt, d.h. der verbrannte Bereich wird dunkel dargestellt. Trotz der Mittelung von 50 Einzelzyklen kann man die Flammenfront in der Aufnahme (türkiser Bereich) eindeutig feststellen.



**Abbildung 5.14:** Visualisierung Flammenfront mittels Kraftstoff-Tracerung, gemessen mit Wasserstoff.

Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode liegt beispielsweise in der raschen bzw. für laseroptische Messtechnik vergleichsweise einfachen Applikation am Motor. Der Versuchsaufbau der Gemischbildung kann weitestgehend ohne Änderungen übernommen werden. Das bedeutet weiters, dass Gemischbildung und Verbrennung mit einem einzigen Tracer untersucht werden können, wie z.B. Wolff [145] unter Verwendung von Aceton beschreibt. Weitere Untersuchungen sind von Winklhofer [142], Meyer [85] und Smallwood [126] bekannt, wobei sich alle diese Arbeiten mit flüssigen Kraftstoffen beschäftigen.

Dadurch ergibt sich eine deutliche Verringerung der Vorbereitungsdauer. Die Messungen zur Verbrennung können in direkter zeitlicher Folge zu den Gemischbildungsuntersuchungen durchgeführt werden, was den Einfluss sich ändernder Umgebungsbedingungen minimiert. Da eine gleichmäßige Verteilung des Tracers im Brennraum die Voraussetzung für die Untersuchung der Flammenausbreitung über den gesamten Lichtschnitt darstellt, eignet sich dieses Verfahren allerdings nur mäßig für die Anwendung bei inhomogenen Gemischen [68].

### Visualisierung der Flammenfront über die Methode der Luft-Tracerung

Wie bereits vorhin erwähnt kann über das Verbrennen des Tracers bzw. die Dissoziation der Tracermoleküle die Flammenfront markiert werden. Durch den Laser-Lichtschnitt, in dem nur der noch vorhandene Tracer und damit der unverbrannte Bereich sichtbar sind, kann die momentane Flammenkontur aus dem LIF-Signal ermittelt werden. Die Voraussetzung dafür ist allerdings eine gleichmäßige Verteilung des Tracers im Brennraum zum Zündzeitpunkt, um das Fortschreiten der Flammenfront im gesamten Lichtschnitt untersuchen zu können.

Bei einer Schichtung des Gemisches ist diese Bedingung mittels der zuvor beschriebenen Kraftstoff-Tracerung aber nicht erfüllt. Es wurde daher ein Verfahren entwickelt, bei dem der Tracer nicht mehr dem Kraftstoff selbst, sondern der Ansaugluft beigemischt wird. Um einen ausreichenden Kontrast zwischen verbrannter und unverbrannter Zone zu erzielen muss allerdings eine entsprechend hohe Menge Tracer in den Brennraum eingebracht werden. Um gleichzeitig aber die Randbedingungen bei der Ansaugung nicht zu verändern wird der Tracer hochkonzentriert zu synthetischer Luft (5000 ppm TMA) beigemischt, dieses Gemisch wird anschließend in geringen Mengen mittels der Vormischstrecke in das Saugrohr eingeblasen. Aufgrund der hohen TMA-Konzentration wird bereits bei kleinsten Einblasemengen eine ausreichende Signalqualität erzielt, sodass abhängig vom jeweiligen Betriebspunkt bzw. Brenngas

eine Konzentration von etwa 350 ppm TMA in der gesamten Ansaugluft eingestellt wird.

Im Vergleich zur Kraftstoff-Tracerung besteht also ein wesentlicher methodischer Vorteil darin, dass das geforderte Signal-Rausch-Verhältnis der Ergebnisse relativ einfach über die zur Ansaugluft beigemischte Tracermenge beeinflussbar und damit rasch änderbar ist. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass nicht alle verwendeten Brenngase mit der Tracersubstanz versetzt werden müssen, was bei einer großen Gas-Variantenvielfalt zu Nachteilen bei den Kosten, der Lieferung bzw. Lagerung der Gase führt. Im Folgenden soll nun die Vorgehensweise bei der Messdatenerfassung sowie der Nachbearbeitung der erhaltenen LIF-Aufnahmen (Postprocessing) erläutert werden.

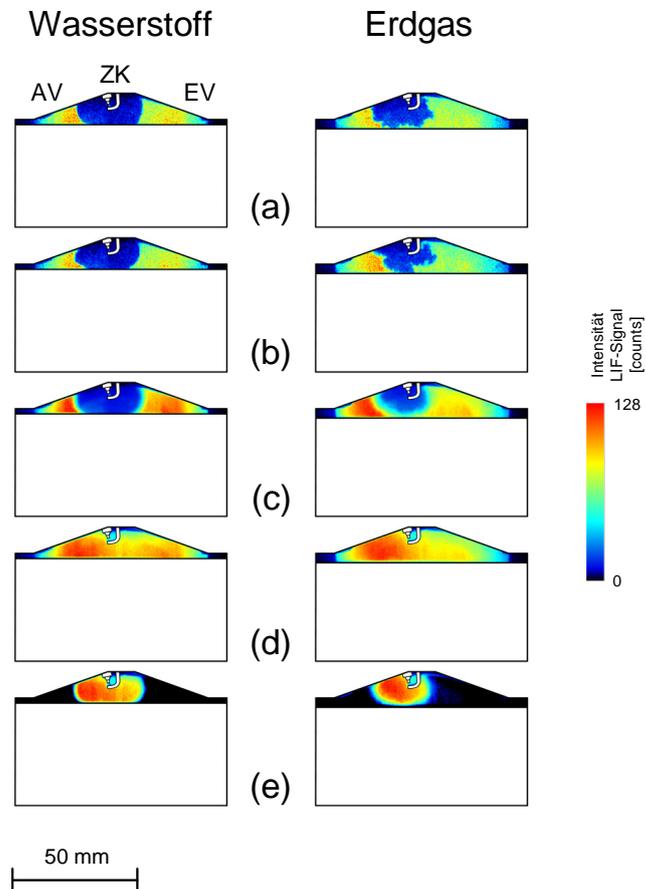
In der praktischen Anwendung werden für die ausgewählten Aufnahmezeitpunkte die LIF-Messungen bei gleichzeitiger Kraftstoff- und Tracer/Luftgemisch-Einblasung ins Saugrohr durchgeführt. Über zusätzliche Referenzaufnahmen des reinen Tracer/Luftgemisches bei Einblasung ins Saugrohr (ohne Einbringung von Kraftstoff) kann hier eine anschaulichere Visualisierung der Flammenfront ermöglicht werden. Dabei wird von der Aufnahme des reinen Tracer/Luftgemisches die Aufnahme der Verbrennung abgezogen. Im Differenzbild ist dann die unverbrannte Zone dunkel, die verbrannte Zone hingegen hell dargestellt. Um statistische Aussagen zur Flammenausbreitung treffen zu können werden dabei jeweils 50 Bilder aufgenommen, die anschließend gemittelt werden. Erst dann erfolgt die beschriebene Bildverrechnung. Nachstehende Abbildung 5.15 zeigt diese Vorgehensweise am Beispiel einer Wasserstoff- und einer Erdgasverbrennung.

Die Versuche wurden bei einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$ , einem Luftverhältnis von  $\lambda = 1$  und homogener Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt durchgeführt. Die Erdgasverbrennung wurde bei  $14^\circ\text{KW}$  vor OT (ZZP =  $28^\circ\text{KW}$  vor OT) aufgezeichnet; der Aufnahmezeitpunkt der Wasserstoffverbrennung liegt bei  $4^\circ\text{KW}$  nach OT (ZZP =  $1^\circ\text{KW}$  nach OT). Die oberen beiden dargestellten Bildreihen zeigen jeweils Rohbilder bzw. Einzelbilder zweier aufeinanderfolgender Zyklen, die unteren drei zeigen Mittelwertbilder. Anzumerken ist zusätzlich, dass die Aufnahmen in Falschfarben dargestellt werden, dem verwendeten Farbspektrum kommt daher keine Bedeutung zu.

Die dargestellten LIF-Aufnahmen veranschaulichen die typischerweise bei Ottomotoren auftretenden zyklischen Fluktuationen der Verbrennung, die in Abhängigkeit einzelner Einflussparameter, wie etwa dem lokalen Kraftstoff-Luft-Verhältnis oder der Ladungsbewegung während oder vor der Verbrennung in unterschiedlichem Maße auftreten. Zusätzlich ist in den Einzelbildern die Flammenkontur sehr deutlich zu erkennen, die bei Erdgas stark instationären und turbulente Charakter besitzt. Im Vergleich dazu stellt sich bei Wasserstoff eine gewellte, weitgehend geschlossene Flammenfront ein. Dieser Sachverhalt lässt sich anhand der zugrundeliegenden laminaren Flammengeschwindigkeiten beider Kraftstoffe erklären, die mit ca.  $40 \text{ cm/s}$  (stöchiometrische Verbrennung) bei Erdgas, um das ca. 6-fache geringer ist als bei Wasserstoff [97]. Sowohl die Grundströmung, als auch das turbulente Strömungsfeld im Brennraum, führt bei der Erdgasverbrennung zu einer stark zerklüfteten und aufgerissenen Flammenfront.

Bei der Mittelung von Einzelzyklen, die bei Erdgas daher starke Schwankungen aufweisen, ist in den Bildern keine scharfe Flammenfront erkennbar. Die Tendenz der Flammenausbreitung ist dennoch deutlich auszumachen. Bei der Wasserstoffverbrennung erfolgt die Flammenausbreitung weitgehend kugelförmig, bis die Flamme die begrenzenden Wände von Kolben

und Brennraumdach erreicht hat, wohingegen Erdgas tendenziell in Richtung der auslassseitigen Brennraumhälfte verbrennt.



**Abbildung 5.15:** Flammenfrontvisualisierung bei Wasserstoff- und Erdgasverbrennung mittels Luft-Tracerung: (a) und (b) Einzelbilder; (c) Mittelwertbild; (d) Referenzaufnahme; (e) Differenzbild.

### 5.3.4 Validierung der Tracer-LIF Methode mittels OH-LIF

Die entscheidende Frage die Tracer-Methoden betreffend ist, ob der Tracer TMA tatsächlich zum gleichen Zeitpunkt wie der Kraftstoff verbrennt bzw. so weit dissoziiert, dass keine Fluoreszenz mehr stattfindet. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Tracer zum Kraftstoff oder zur Ansaugluft zugemischt wird. Die Beantwortung dieser Frage kann mit Messungen am optischen Motor allein nur teilweise beantwortet werden. Um dennoch eine experimentelle Verifikation des Verfahrens zu ermöglichen, wurden Vergleichsmessungen mittels OH-LIF durchgeführt. Ähnliche Untersuchungen dazu sind z.B. von Arnold [5], Vannobei [135] und Tamura [131] bekannt, die simultane OH-LIF und Tracer-LIF-Messungen unter Verwendung von 3-Pentanon als Fluoreszenzmarker durchführten. Auch Kirchweger [68] beschäftigte sich mit dieser Fragestellung, führte allerdings dazu kombinierte Tracer-LIF (TEA als Tracer) und Raman Messungen durch.

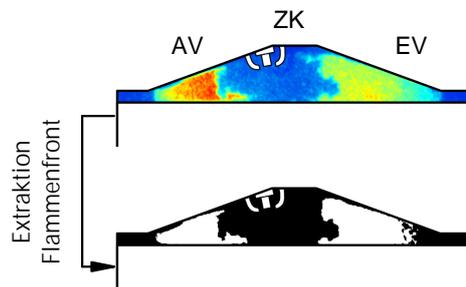
Das Hydroxyl-Radikal, oder kurz OH-Radikal, ist in der Verbrennungsforschung eines der wichtigsten Radikale, da es für Untersuchungen zur Flammenfront geeignet ist. Es ist ein Zwischenprodukt der Verbrennung und wird kurz vor der Hauptreaktionszone bei einem Temperaturbereich von über 1500 K gebildet, wobei in der Voroxidationszone bei Temperaturen unterhalb von 1500 K noch keine Bildung stattfindet [75]. Somit ergibt sich eine starke Kopplung zwischen der Temperatur sowie der auftretenden OH-Konzentration in Flammen, sodass der Beginn der Verbrennung sehr klar definiert werden kann [94]. Das OH-Radikal existiert also nur in der heißen Reaktionszone und dient deshalb als Indikator des verbrannten Bereichs. Im Gegensatz hierzu erfolgt die Zersetzung von Trimethylamin bereits bei Temperaturen von ca. 380 °C (vgl. Abschnitt 5.1.2), d.h. das LIF-Signal verschwindet noch vor dem Auftreten der OH-Fluoreszenz.

Um nun einen möglichst exakten und direkten Vergleich der beiden Methoden zu bewerkstelligen ist es erforderlich, die Flammenfront in den jeweiligen Aufnahmen zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde eine Methode entwickelt, die im Folgenden beispielhaft, anhand der Tracer-LIF Bilder erläutert wird.

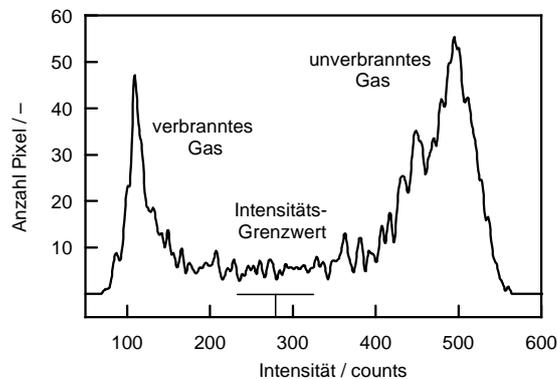
Wie in Abbildung 5.16 (oben) gezeigt, können die Tracer-LIF Aufnahmen anhand zweier Intensitätsbereiche, mit einem deutlichen Unterschied zwischen der Frischgasintensität (hohe Intensität) und der Intensität des verbrannten Bereiches (geringe Intensität), charakterisiert werden. Die dunklen Bereiche im Quetschspalt der Aufnahmen (jeweils links und rechts im Bild) entstehen durch mangelhafte Ausleuchtung durch den Laserlichtschnitt. Der Laserstrahl, der sowohl von unten als auch von der Seite in den Brennraum eingekoppelt wird, kann keine vollständige Ausleuchtung gewährleisten (Abschottungen). Die Aussagekraft der Ergebnisse wird dadurch allerdings nicht beeinflusst, es kann lediglich keine Aussage zur Verbrennung in diesen Randzonen getroffen werden.

Der erste Schritt zur Bestimmung der Flammenfront ist die Erstellung von binären Bildern, wozu der, der Flammenfront zugeordnete Intensitätsgrenzwert erforderlich ist. Dadurch entsteht ein Bild, welches in nur zwei Helligkeitsstufen (z.B. schwarz und weiss) vorliegt. Entsprechend der Flamelet-Modell Vorstellung, wonach sich die Flammenfront im Motor wie eine dünne Reaktionszone verhält [57], und sich modellhaft wie eine Ebene ausbreitet, wird die Flammenfront im Betrachtungsbereich als Kurve angenähert. Gleich wie bei Medaert [81] gezeigt, bestätigt sich diese Annahme insofern, als dass es sich hierbei, aufgrund des star-

ken Kontrastes bzw. Intensitätsgradienten vom unverbrannten zum verbrannten Bereich, um eine Zone weniger Pixel handelt. Um die Flammenfront exakt zu bestimmen wird der Intensitätsgrenzwert aus dem jeweiligen Bild-Histogramm der Originalaufnahmen extrahiert, und entspricht jener Intensität mit der geringsten Anzahl von Pixel zwischen dem verbrannten und unverbrannten Bereich (siehe Abbildung 5.17). Die x-Werte im Histogramm entsprechen dabei einzelnen Intensitätswerten, die y-Werte stehen für die Anzahl der Pixel, welche diese Intensitäten einnehmen. Mit diesem Wert werden binäre Bilder erzeugt, die anschließend gemittelt werden. In diesem MW-Bild (bestehend aus 50 Einzelbildern je Aufnahmezeitpunkt), das aus Intensitätswerten zwischen Null und Eins besteht, ist dann die Flammenfront ersichtlich (unteres Bild in Abbildung 5.16).



**Abbildung 5.16:** Tracer-LIF Aufnahme der Verbrennung (oben) und binarisiertes Bild mit der Flammenfront (unten).

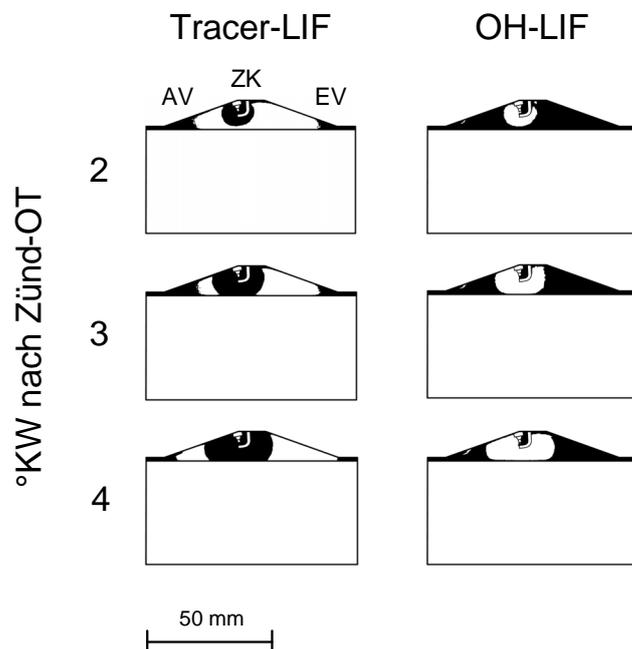


**Abbildung 5.17:** Bild-Histogramm zur Bestimmung der Flammenfront des zugehörigen Tracer-LIF Bildes aus Abbildung 5.16 (oben).

Zur Validierung der Tracer-LIF Methode wurde ein Betriebspunkt mit Wasserstoff als Kraftstoff vermessen, und das oben vorgestellte Verfahren an den OH-LIF und Tracer-LIF Aufnahmen angewendet. Die Untersuchungen wurden deshalb mit Wasserstoff (und nicht Erdgas) durchgeführt, da hier die Mittelwertbilder aufgrund der zu erwartenden geringen zyklischen Fluktuationen eine deutlich abgegrenzte Flammenfront erwarten lassen. Die Messungen wur-

den weiters bei einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$ , homogener Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt und einem Luftverhältnis von  $\lambda = 1.3$  durchgeführt.

Das Ergebnis der Untersuchungen zeigt Abbildung 5.18, wobei bei den OH-LIF Messungen der verbrannte Bereich hell, bei den Tracer-LIF Messungen hingegen dunkel dargestellt ist. Wenn man die Gegenüberstellung betrachtet, dann stimmen die Ergebnisse sowohl bezüglich der Form als auch Lage der Flammenfront deutlich überein. Es konnte daher gezeigt werden, dass die Verfahren keine signifikanten Unterschiede aufweisen und unter den gegebenen Bedingungen die Methode der Verbrennungsanalyse mittels Tracer-LIF sehr gut anwendbar ist. Daher konnte die Anwendung der Tracer-LIF Methode zur Visualisierung der Flammenfront bestätigt werden.



**Abbildung 5.18:** Vergleich der Verfahren Tracer-LIF (links) und OH-LIF (rechts): Flammenausbreitung bei homogener Ladung und Wasserstoff als Kraftstoff (Aufnahmen binarisiert).

### 5.3.5 Vergleich und Bewertung der Methoden

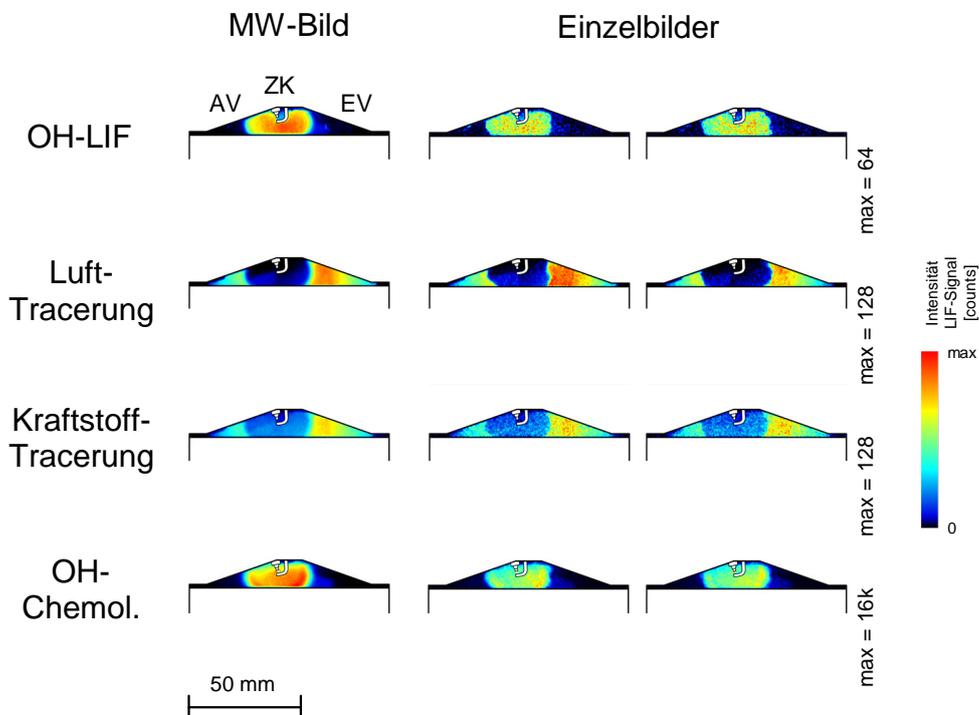
Sowohl die Ergebnisse der LIF-Messungen als auch jene der Untersuchungen mittels OH-Eigenleuchten werden für die Beantwortung unterschiedlicher Fragestellungen am Transpa- rentmotor herangezogen.

So können z.B. Einzelaufnahmen, aber auch über mehrere Zyklen gemittelte Aufnahmen – die für statistische Aussagen Verwendung finden – durch den Einsatz aller Verfahren ermittelt werden. Einzelbilder werden vielfach für grundsätzliche Betrachtungen der Flammenfront herangezogen, wohingegen Mittelwertbilder z.B. für die Analyse des zeitlichen Verlaufs der Verbrennung verwendet werden. Bei entsprechender zyklischer Stabilität besteht so die

Möglichkeit, die Flammengeschwindigkeit im Motor zu bestimmen. Gemittelte Bilder werden zusätzlich für die Beurteilung von Gemischbildungskonzepten eingesetzt, wobei auf diese Weise die Tendenz der Flammenausbreitung analysiert werden kann.

Um einen Vergleich der Methoden OH-LIF, Luft-Tracerung, Kraftstoff-Tracerung und OH-Eigenleuchten zu ermöglichen, wurde exemplarisch ein  $H_2$ -Betriebspunkt vermessen, und die Ergebnisse in Abbildung 5.19 einander gegenübergestellt. In der 1. Zeile sind Mittelwertbilder von jeweils 50 Aufnahmen dargestellt, die 2. und 3. Zeile veranschaulicht Rohbilder bzw. Einzelbilder zweier aufeinanderfolgender Zyklen.

Die Messungen wurden bei einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$ , einem Kraftstoff/Luft-Verhältnis von  $\lambda = 1$  (Motor angedrosselt) und homogener Gemischverteilung zum ZZP ( $1^\circ \text{KW}$  vor OT) durchgeführt. Der Aufnahmezeitpunkt liegt bei  $4^\circ \text{KW}$  nach OT. Für die LIF-Untersuchungen wurde ein vertikaler Lichtschnitt eingekoppelt.



**Abbildung 5.19:** Methodischer Vergleich der Verfahren: OH-LIF, Luft-Tracerung, Kraftstoff-Tracerung und OH-Chemolumineszenz (Ladung homogen, Kraftstoff Wasserstoff).

Sowohl die LIF-Ergebnisse als auch jene der integralen Methode zeigen eine für homogene Gemische charakteristische Flammenfront im Brennraum. Die Verbrennung erfolgt annähernd gleichmäßig in alle Richtungen, bis die Flammenfront die Brennraumwände an Kolben, Zylinderkopf oder Zylinder erreicht.

Da die Laserintensität über den Strahlquerschnitt keine konstante, sondern eine etwas ungleichmäßige Verteilung besitzt, ergeben sich bei den LIF-Untersuchungen geringe Inhomo-

genitäten in der Ausleuchtung des Brennraumes. Dies führt jedoch bei der Bestimmung der Flammenfront zu keinen weiteren Beeinträchtigungen.

Vergleicht man die Ergebnisse der Luft- und Kraftstoff-Tracerung, dann veranschaulichen letztere ein deutlich schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die LIF-Signalintensität (des unverbrannten Bereiches) bei der Kraftstoff-Tracerung vom Traceranteil im Kraftstoff bestimmt wird. Da dieser wie bei der Gemischbildung gezeigt, so gering wie möglich gehalten werden sollte (siehe Abschnitt 5.1.1), ist damit auch die Leuchtintensität entsprechend limitiert. Bei der Luft-Tracerung kann die Menge Tracer nahezu beliebig variiert werden, weshalb der Kontrast in den Aufnahmen deutlich gesteigert werden kann.

Auch in den Ergebnissen der OH-LIF Methode ist eine scharfe Abgrenzung der Flammenfront auszumachen, allerdings ist der messtechnische Aufwand entsprechend höher. Vor allem der Wechsel vom breitbandigen Laserbetrieb für Tracer-LIF zum schmalbandigen Betrieb für OH-LIF ist sehr zeitintensiv. Insgesamt lässt sich feststellen, dass sowohl die OH-LIF als auch Luft-Tracerung zu signalstarken Ergebnissen führt. Trotz der prinzipbedingten Vorteile der Kraftstoff-Tracerung (einfacher Versuchsaufbau etc.), zeigt diese deutliche Schwächen. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Lichtschnitt-Untersuchungen, wird deshalb auf ihren Einsatz verzichtet.

Eine Betrachtung der OH-Eigenleuchten-Aufnahmen veranschaulicht die räumliche Flammenausbreitung im Brennraum, nicht die Ausbreitung im Lichtschnitt. Werden z.B. zusätzlich zu den dargestellten Messungen in der vertikalen Ebene Messungen in der horizontalen Ebene durchgeführt, so ermöglicht dies im Speziellen beim Einsatz der OH-Eigenleuchten-Methode eine 3D-Vorstellung der Flamme zu erhalten. Aus diesem Grund wird auch diese Methode standardmäßig eingesetzt.

## 5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine Methode vorgestellt, die mittels laserinduzierter Fluoreszenz die Visualisierung der Gemischbildung im Saugrohr oder Brennraum von Gasmotoren ermöglicht. Die Voraussetzung dafür ist der Einsatz des neuen Tracers Trimethylamin, dessen spektroskopische Eigenschaften umfangreich charakterisiert wurden.

Die Grundvoraussetzung für einen Einsatz zur quantifizierten Messung der Luftverhältnis-Verteilung – die Linearität des Signals zum Kraftstoff/Luft-Verhältnis – konnte ebenfalls bestätigt werden. Damit war es möglich, eine bereits bewährte Messroutine zur Kalibrierung der Aufnahmen anzuwenden.

Anhand einer Gegenüberstellung von LIF und Raman-Messungen konnte die Messgenauigkeit der Tracer-LIF Methode bei Verwendung von Trimethylamin bestätigt werden. Zusätzlich konnte mittels der durchgeführten Messungen gezeigt werden, dass trotz der großen Unterschiede in den physikalischen Eigenschaften von Tracer und Kraftstoff keine nennenswerte Entmischung der zwei stattfindet.

Zusätzlich wurde über die Entwicklung von Messmethoden berichtet, die eine Visualisierung der Verbrennung, im Speziellen der Flammenausbreitung am Gasmotor, ermöglichen. Die Methoden der OH-Chemolumineszenz, der OH-LIF und der Kraftstoff-Tracerung wurden für die

Untersuchungen appliziert. Zusätzlich konnte eine Methode entwickelt werden, die über die Detektion des zur Ansaugluft zugemischten Tracers im unverbrannten Bereich Aussagen über die Ausbreitung der Flammenfront ermöglicht und dabei mit geringem Aufwand parallel zu den Gemischbildungsuntersuchungen durchführbar ist. Mittels parallel durchgeführter Untersuchungen mit OH-LIF konnte dieses Verfahren auch so weit verifiziert werden, dass damit exakte Aussagen möglich sind.



## 6 Ergebnisse der Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen

Dieses Kapitel widmet sich den Ergebnissen der Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen an Kammer und Motor, die im Rahmen verschiedener Projekte erstellt wurden. Für die Gemischbildung wurde das Verfahren der Tracer-LIF eingesetzt, die Visualisierung der Flammenausbreitung erfolgte abhängig von der jeweiligen Fragestellung anhand der OH-LIF, OH-Eigenleuchten und Luft-Tracerung.

Den Beginn dieses Kapitels bilden Untersuchungen zur H<sub>2</sub>-Saugrohreinsbläsung, die sowohl in der Kammer als auch im Saugrohr und Brennraum des Motors durchgeführt wurden.

Die anschließenden Untersuchungen zur inneren Gemischbildung, d.h. Direkteinbläsung, beinhalten Messungen mit Wasserstoff und Erdgas als Kraftstoff. Bei der Erdgas-Direkteinbläsung liegt der Schwerpunkt auf der Analyse eines Brennverfahrens mit Ladungsschichtung, welches eine Optimierung von Wirkungsgrad und Emissionen im Teillast-Betrieb ermöglicht. Der Abschnitt zur H<sub>2</sub>-Direkteinbläsung befasst sich mit einem Konzept, bei dem der Verbrennungsablauf durch eine Kraftstoffeinbläsung während der Verbrennung gezielt beeinflusst bzw. gesteuert werden kann. Hierbei handelt es sich um eine Brennverfahrensvariante für den Vollast-Betrieb eines H<sub>2</sub>-DI-Motors, wodurch sich Emissionen senken (NO<sub>x</sub>) und das Betriebsverhalten verbessern lassen (z.B. Geräusch).

Um eine Bewertung und Anpassung der am Institut verwendeten 3D-CFD-Modelle zu ermöglichen, wurde beispielhaft ein H<sub>2</sub>-DI Betriebspunkt vermessen, und anschließend den Ergebnissen der Berechnungen gegenübergestellt.

Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchungen wurde der Schwerpunkt nicht auf die Vermessung einer großen Anzahl an Betriebspunkten gelegt, vielmehr wurde versucht, ein solides Verfahren und eine Datenbasis zur Analyse und zur Weiterentwicklung der Brennverfahren bereitzustellen.

## **6.1 Wasserstoff-Saugroheinblasung**

Um das Potential gemischansaugender Gasmotoren voll ausnutzen zu können ist es erforderlich, dass das Kraftstoff/Luft-Verhältnis und die Gemischhomogenität im Brennraum gezielt beeinflusst werden können. Ein hohes lokales Kraftstoff/Luft-Verhältnis kann z.B. Klopfen verursachen, wohingegen ein zu mageres Gemisch im Bereich der Zündkerze Zündaussetzern bzw. erhöhte Zündverzögerungen zur Folge haben kann. Zusätzlich führen lokale Inhomogenitäten in der Gemischzusammensetzung, gemeinsam mit der Strömungsbewegung bzw. Turbulenz im Brennraum zur Beeinflussung der zyklischen Stabilität, was in weiterer Folge Auswirkungen auf die gesamte Verbrennungsdauer und folglich den Mitteldruck und daher die abgegebene Leistung hat. Da zyklische Fluktuationen in direktem Zusammenhang zur Verbrennungsdauer stehen, sind Kraftstoffe mit geringer Flammgeschwindigkeit anfälliger für mangelhafte Verbrennungsstabilität, als dies bei Verwendung von Wasserstoff der Fall ist. Allerdings wird die Flammenausbreitung in Magermotoren durch die zündkerzennahe Gemischzusammensetzung bzw. die Gemisch-Inhomogenität beeinflusst, und führt in Folge zur Begrenzung der Magerlauffähigkeit. Mit zunehmendem Luftüberschuss steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein an der Zündkerze verbleibendes zu mageres Gemischvolumen während der Zündung zu Zündaussetzern führt – zunehmende zyklische Fluktuationen sind dann die Folge. An diesem Punkt ist es notwendig, das Kraftstoff/Luft-Verhältnis wieder in Richtung stöchiometrischer Verbrennung zu verlagern, was weiters zu Wirkungsgradeinbußen führt.

Bei flüssigen Kraftstoffen wurden diesbezüglich zahlreiche Untersuchungen durchgeführt, wobei die Gemischbildung hier im Wesentlichen von der Zerstäubung und Verdampfung des Kraftstoffes abhängig ist. Eine derartige Komplexität ist bei Gasmotoren nicht anzutreffen, dennoch ist der Gemischbildungsprozess Gegenstand zahlreicher Forschungsaktivitäten [10, 16, 18, 59, 81, 116]. Speziell wegen des geringeren Strahlimpulses ist das sogenannte „Jet Mixing“ bei gasförmigen Kraftstoffen weniger effizient als bei flüssigen [1], was in der Regel zu einer schlechteren Gemischaufbereitung im Saugrohr führt. Die Gemischbildung ist daher eng mit dem jeweils verwendeten Einspritzsystem verbunden. Bei den ersten Einspritzsystemen wurde der Kraftstoff mit einem deutlichen Abstand stromaufwärts zu den Einlassventilen in das Saugrohr eingebracht, wodurch ausreichend Zeit für die adequate Durchmischung des Wasserstoffes mit der Luft im Saugrohr zur Verfügung stand. Der große Nachteil derartiger Systeme liegt allerdings in der schlechten Regelbarkeit der Ladungszusammensetzung bzw. des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses sowie im schlechten Ansprechverhalten des Motors bei transienten Vorgängen. Durch die Entwicklung der sequenziellen und zylinderindividuellen Einblasung konnten diese Probleme letztendlich behoben werden.

Der Zweck der hier vorgestellten Arbeit besteht darin, den Einfluss einzelner gemischbildungs- und verbrennungsrelevanter Parameter am Gasmotor zu untersuchen. Der Einblasezeitpunkt ist dabei ein Parameter, der einen signifikanten Einfluss auf die Gemischverteilung und Homogenität der Ladung haben sollte, ähnlich wie es bei gemischansaugenden Benzinmotoren der Fall ist [22, 44]. Daher wurden Messungen die Einblasestrategie betreffend durchgeführt, und anhand der optischen Ergebnisse präsentiert. Um auch eine Strahlbild-Analyse der am Motor eingesetzten Saugrohr-Injektoren zu bewerkstelligen, wurden Messungen in der optischen Kammer durchgeführt. Den Hauptteil dieses Kapitels bilden Untersuchungen zur Gemischverteilung und -homogenität, die im Saugrohr und Brennraum des Motors durchgeführt wurden.

### 6.1.1 Kammerversuche–Charakterisierung Injektor-Strahlbild

Das Ziel der hier vorgestellten Versuche war es, die Gemischbildungsvorgänge bei einer Saugrohrenblasung im Motor besser zu verstehen und anhand der Ergebnisse eine Datenbasis für die weiteren optischen Untersuchungen im Saugrohr des Transparentmotors bereitzustellen.

Dabei wurden nur motorrelevante Betriebsbedingungen realisiert, wie sie auch bei der Saugrohrenblasung auftreten. Zu den wichtigsten Einflussgrößen, abgesehen vom Injektor bzw. der Düse selbst, gehören hier der Kraftstoff- und der Kammerdruck, wobei die Druckerhöhung in der Kammer zur Simulation von Auflade-Betriebszuständen im Motor dient. Um die Einflüsse der durchgeführten Parametervariationen und ihre Auswirkungen auf die Gemischbildung und -aufbereitung feststellen und quantifizieren zu können, wurde das Injektor-Strahlbild zusätzlich bezüglich der Penetration vermessen. Im Folgenden soll nun auf die Ergebnisse der Kammerversuche näher eingegangen werden, wobei zunächst die Untersuchungen bei einer Variation des Einblasedruckes vorgestellt werden.

#### Variation Einblasedruck

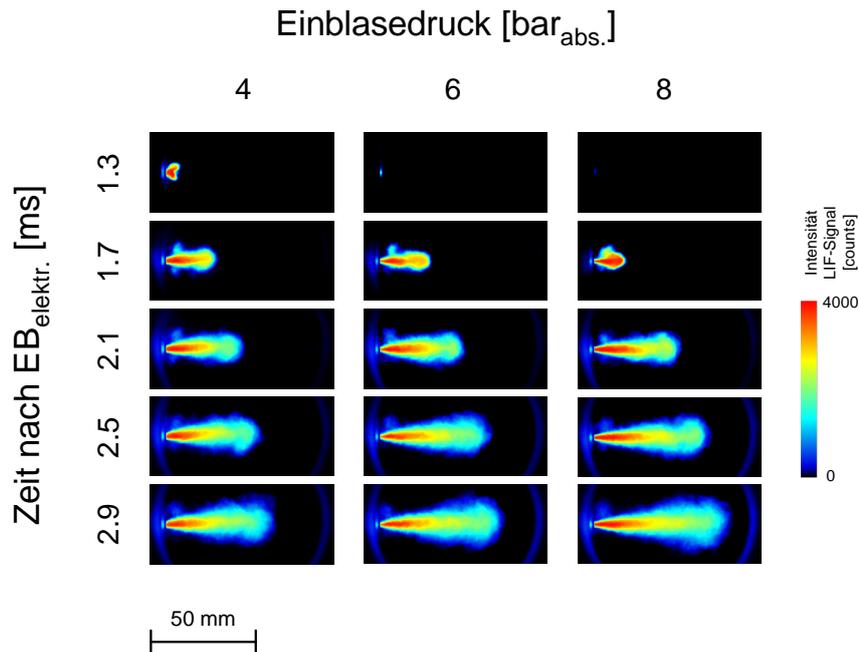
Die Gaseinblasung erfolgt mit 4, 6 und 8 bar<sub>abs</sub>, bei einer Öffnungszeit des Injektors von 3 ms. Um das Verhalten des Gasstrahls über einen kompletten Einblasezyklus zu erhalten, wurde der Strahl ab dem sichtbaren Beginn der Einblasung, im Abstand von 0.05 ms (entspricht 0.3 °KW bei 1000 min<sup>-1</sup>) vermessen. Die Darstellung der Intensitäts- und damit qualitativen  $\lambda$ -Verteilung erfolgt mittels Falschfarben (Farbpalette: 0–4000 counts). Das Ergebnis der Untersuchungen ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Theoretisch gesehen kann der Einfluss des Einblasedruckes aus folgenden Überlegungen heraus festgestellt werden. Im engsten Querschnitt des Ventils (Ventilsitz an der Austrittsmündung [92]), lässt sich maximal die lokale Schallgeschwindigkeit erreichen. Diese hängt neben dem strömenden Gas nur von der Temperatur ab. Wenn sich letztere nicht ändert, bleiben auch Volumenstrom und Strömungsgeschwindigkeit im Austrittsbereich der Düse konstant.

Bei erhöhtem Vordruck hat der Kraftstoff aber eine ebenfalls höhere Dichte und es kommt nach dem Austritt des eingeblasenen Gases zu einer starken Expansionsströmung vom Niveau des Kraftstoffvordruckes auf jenes des Kammergedruckes. Dabei bilden sich Sekundärströmungen auch orthogonal zur Einblaserichtung aus. Es müsste demnach, der bei höherem Druck eingebrachte Einblasestrahl stärker aufbrechen und einen stumpferen Kegelwinkel ausbilden. Die aufgrund von Viskositätseffekten mit dem schnellen Wasserstoff-Strahl mitgerissene Luft bildet Wirbel aus und führt so zur Generierung von Turbulenzstrukturen, die wiederum der Mischung der beiden Gase förderlich sein sollten. Zudem wird bei höherem Vordruck, trotz gleicher Austrittsgeschwindigkeit, bedingt durch die höhere Dichte, mehr Masse transportiert, die linear in den Impuls eingeht, der als Produkt aus den Größen Masse und Geschwindigkeit gebildet wird [100]. Eine Verdoppelung der Masse führt demnach auch zu einer Verdoppelung des Eindringimpulses. Stellt man sich die kontinuierliche Geschwindigkeitsabnahme eines Einblasejets dadurch hervorgerufen vor, dass es zu einer Vielzahl von reibungsbehafteten Stößen mit jeweils dem damit verbundenen Impulsaustausch zwischen den Molekülen des eingeblasenen Kraftstoffes und jenen des zu Anfang ruhenden Kammergases kommt, dann sollte trotz gleicher Austrittsgeschwindigkeit aufgrund des höheren Eindringimpulses beim erhöhten

Kraftstoffvordruck auch eine erhöhte Eindringtiefe feststellbar sein.

Wenn man die Ergebnisse in Abbildung 6.1 zunächst rein qualitativ betrachtet, dann kommt es beim Strahlaustritt aus dem Injektor zu einer starken Expansion durch den Übergang vom Einblase- zum Kammerdruck. Dies bewirkt ein Aufplatzen des Strahles und damit verbunden die Ausbildung von Sekundärströmungen (auch normal zur Einblaserichtung), sodass sich ein bestimmter Kegelwinkel einstellt. Der hauptsächliche Kraftstofftransport erfolgt im Inneren des Strahls bzw. im so genannten Strahlkern, wohingegen sich in den Randzonen eine Durchmischung mit der Umgebungsluft ergibt.



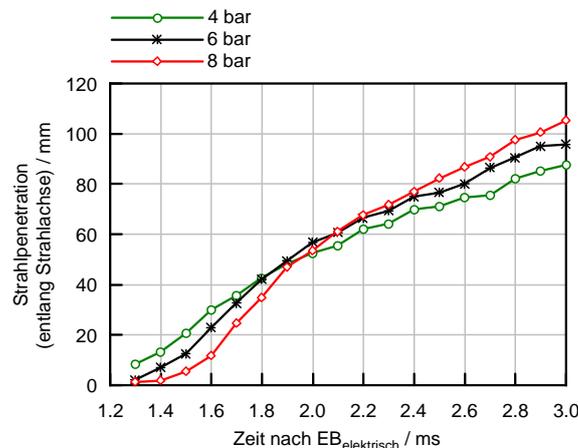
**Abbildung 6.1:**  $\text{H}_2/\text{TMA}$ -LIF Ergebnisse der Variation des Einblasedrucks: Strahlbild, gemessen in der Kammer.

Augenfällig in Bezug auf die Ergebnisse ist die erhöhte Signalintensität, die im Kern des jeweiligen Strahles, mit steigendem Kraftstoffvordruck auftritt, und der hohen Kraftstoffkonzentration zuzuschreiben ist. Dies entspricht auch den zuvor angestellten theoretischen Überlegungen, wonach bei höherem Vordruck und gleicher Austrittsgeschwindigkeit mehr Masse transportiert wird. In der dem Gasaustritt angeschlossenen Expansionsströmung fächert sich der Strahlkern im Inneren des Strahles zwar etwas weiter auf, transportiert aber offensichtlich immer noch eine erhöhte Menge Kraftstoff, sodass es zu stärkeren Fluoreszenzerscheinungen kommt, die in den Bildern durch die vergrößerten roten Bereiche im Inneren der Einblasestrahlen indiziert sind.

Betrachtet man die zuvor schon angesprochenen Kegelwinkel, so ist auch hier zu sehen, dass diese in praktisch jeder der Momentaufnahmen, beim jeweils höheren Einblasedruck weniger spitz, als beim vergleichsweise geringeren Vordruck sind. Der Kegelwinkel steigt demnach durch die stärker werdende Expansionsströmung mit Ansteigen des Kraftstoffvordruckes

geringfügig an – auch dieses Ergebnis entspricht den oben angestellten theoretischen Überlegungen.

Am interessantesten scheint die Bewertung der Ergebnisse aber im Hinblick auf den Einfluss des Kraftstoffvordruckes auf die Eindringtiefe der Wasserstoffjets zu sein. Die bloße Sichtung der Ergebnisse zeigt bereits, dass es auch dabei zu nennenswerten Unterschieden kommt. Für das nachfolgende Diagramm (Abbildung 6.2) ist daher versucht worden, die Eindringtiefen zu den jeweiligen Messzeitpunkten aus den zugehörigen Bildern der optischen Messungen für die drei im Bild befindlichen Einblasestrahlen herauszumessen und danach zu mitteln. Diese Methode erhebt zwar keinen Anspruch auf höchste Genauigkeit, sollte aber hinreichend sein, um etwaig vorhandene Tendenzen aufzeigen zu können.



**Abbildung 6.2:** Ergebnisse der Variation des Einblasedruckes: Strahlpenetration, gemessen in der Kammer.

Diese Ergebnisse zeigen, dass der zeitliche Verlauf der Eindringtiefe bei einer Änderung des Vordruckes maßgeblich durch die Charakteristik des verwendeten Injektors beeinflusst wird. Beim eingesetzten Injektor wirkt der anliegende Kraftstoffdruck dem Öffnungsvorgang entgegen, d.h., dass der Strömungsquerschnitt am Ventilsitz (Drosselstelle) in Abhängigkeit vom Druck, mehr oder weniger schnell freigegeben wird, weshalb trotz einer Druckerhöhung von 6 bar auf 8 bar, zu Beginn der Einblasung ein langsames Eindringen des Strahls erfolgt, um im weiteren Verlauf stärker anzusteigen. Im Gegenteil dazu führt eine Druckabsenkung im Allgemeinen zu einer Reduktion des Eindringimpulses und damit Absenkung der Eindringgeschwindigkeit. Die Eindringtiefe zu Beginn der Einblasung ist wegen der geringeren Drosselung, bei 4 bar jedoch am höchsten, sinkt aber im weiteren Verlauf stärker ab.

Eine Gasdruckänderung führt somit beim eingesetzten Injektor nur bei Eindringtiefen unter ca. 40 mm und über ca. 60 mm zu deutlichen Unterschieden bei allen Verläufen, dazwischen ergeben sich nur geringfügige Abweichungen. Da der verwendete Injektor über keinen Nadelhubsensor verfügt, d.h. nicht eindeutig festgestellt werden kann, ab welchem Zeitpunkt die Drosselstelle völlig frei gegeben ist, können die zuvor angesprochenen physikalischen Grundprinzipien nicht eindeutig zum Verhalten des Injektors abgegrenzt werden. Allerdings besteht Grund zur Annahme, dass der Umschlagpunkt (Wendepunkt der jeweiligen Kurve) bei voll-

ständig geöffneter Düse liegt, da dieser Bereich jeweils in Korrelation zum Stromverlauf dieses elektromagnetisch betätigten Ventils steht.

Ab diesem Umschlagpunkt wird aber der Abbau des höheren Einblaseimpulses im Falle höheren Kraftstoffvordruckes langsamer, obwohl die Anzahl der den Impulsabbau förderlichen Stoßprozesse an der entsprechend größeren Oberfläche zunehmen sollte. Die Überlagerung dieser Prozesse führt zum Ergebnis, dass die Strahleindringtiefe mit steigendem Kraftstoffvordruck leicht zunimmt.

Berechnet man beispielsweise die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit des Strahls bei einer Eindringtiefe von 50 mm und 6 bar<sub>abs</sub> Einblasedruck, so ergibt sich ein Wert von ca. 100 m/s. Setzt man diesen Wert in Relation zur Strömungsgeschwindigkeit an der Einblasestelle im Saugrohr des Transparentmotors, die bei 1000 min<sup>-1</sup> im Mittel ca. 3.6 m/s beträgt und abhängig vom Einblasezeitpunkt bis zu ca. 34 m/s ansteigen kann (siehe Abbildung 6.6), zeigt sich, dass ein Großteil der turbulenten kinetischen Energie (TKE) durch den Strahl selbst eingebracht wird. Diese ist nicht nur bezüglich der Strahl-Ausbreitungscharakteristik entscheidend, sondern auch bei der Strahl-Wand-Interaktion, wie sie im Saugrohr während der Einblasung auftritt.

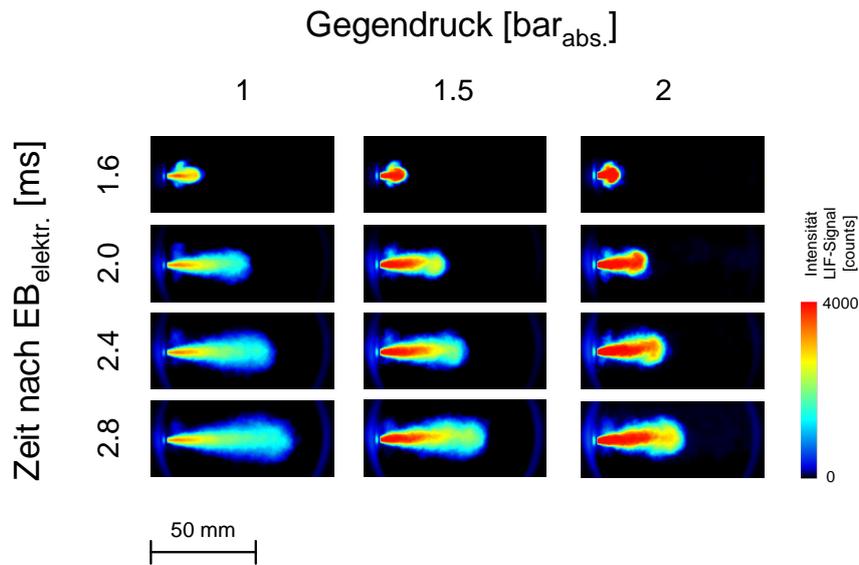
Zu den wichtigsten, die TKE des Strahls beeinflussenden Größen zählt, abgesehen vom Kraftstoffvordruck, der Gegendruck bei der Einblasung. Die folgende Messreihe geht daher der Frage nach, wie sich eine Variation des Gegendruckes auf die Ausbreitungscharakteristik des Strahls auswirkt.

### **Variation Gegendruck**

Um auch den Einfluss einer Aufladung auf die Strahlausbreitung feststellen zu können, wurden Messungen bei Kammerdrücken von 1, 1.5 und 2 bar<sub>abs</sub> durchgeführt. Der Einblasedruck beträgt 6 bar<sub>abs</sub>. Die Ergebnisse dazu sind in Abbildung 6.3 dargestellt.

In Analogie zum vorangegangenen Abschnitt soll auch für den Fall der Variation des Kammer- Gegendruckes vor der Diskussion der Ergebnisse eine kurze theoretische Betrachtung angestellt werden. Im Unterschied zur zuvor untersuchten Variation des Kraftstoffvordruckes wird dieser im hier betrachteten Fall konstant gehalten, wodurch auch die Dichte des eingeblasenen Kraftstoffes gleich bleibt. Unterstellt man wieder – zumindest für den Bereich des vollkommen offenen Injektors, weil in der Öffnungs- und Schließphase die angesprochenen Drosseffekte hinzukommen – die Theorie für die Strömung idealer Gase, dann kann im Austrittsbereich der Düse wieder maximal die lokale Schallgeschwindigkeit erreicht werden. Geht man noch dazu von konstanter Kraftstofftemperatur aus, was für die Messreihen an der Kammer sicher zulässig ist, dann ist für die einzelnen Messungen die lokale Schallgeschwindigkeit entsprechend einer Machzahl von  $Ma = 1$  auch als Absolutwert gleich groß. Daraus ergibt sich ein konstanter Volumen- und aufgrund gleicher Dichte auch ein konstanter Massenstrom. Somit ist das Produkt aus Masse und Geschwindigkeit ebenfalls für alle betrachteten Messpunkte identisch und führt schlussendlich zu gleichen Impulsmassenströmen des eingebrachten Kraftstoffes. Passiert, wie in der modellhaften Anschauung unterstellt, der Abbau dieses Einblaseimpulses durch verlustbehaftete Stoßprozesse der schnellen Teilchen im eingeblasenen Gas untereinander und mit den deutlich langsameren Molekülen des Kammergases, dann werden diese Stoßprozesse mit steigender Teilchendichte immer wahrscheinlicher. Bei gleicher

Temperatur steigt auch die Dichte des Kammergases mit steigendem Kammerdruck und damit auch die Teilchendichte in der Kammer. Folglich sollten die Anzahl der Stoßprozesse zunehmen und damit der Impuls der Einblasestrahlen vergleichsweise schneller dissipieren können, was dazu führen sollte, dass, betrachtet man gleiche Zeitpunkte jeweils nach Beginn der Einblasung, die Eindringtiefe von mit gleichem Impuls eingebrachten Wasserstoff-Strahlen mit steigendem Kammergegendruck immer kleiner wird, obwohl beim vorherrschenden überkritischen Druckverhältnis die in die Kammer eingebrachte Masse vom Gegendruck unabhängig bleibt.



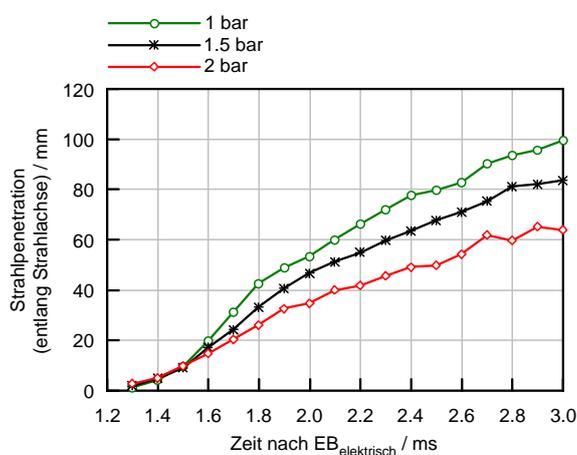
**Abbildung 6.3:** H<sub>2</sub>/TMA-LIF Ergebnisse der Variation des Gegendrucks: Strahlbild, gemessen in der Kammer.

In Analogie zur zuvor gezeigten Untersuchung, betreffend den Einfluss des Kraftstoffvordruckes, zeigt sich auch hier insofern eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen, da mit steigendem Kammergegendruck, und damit zusammenhängend mit steigender Dichte des Kammergases, einerseits die Kraftstoffkonzentration im Strahlkern ansteigt, und andererseits die Strahlpenetration durch den schnelleren Impulsabbau abnimmt. Zudem zeigt sich, dass mit steigendem Kammergegendruck die Durchmischungszone schmäler wird, die rund um den kraftstoffreichen Strahlkern gebildet wird und jenen Bereich anzeigt, wo sich der eingeblasene Kraftstoff mit der umgebenden Luft durchmischt. Die Überlagerung aus diffusivem und turbulentem Stofftransport in den Randzonen scheint also mit dem Kammerdruck bzw. der Kammerdichte abzunehmen, was gleichzeitig auf kleinere Längenskalen der Turbulenz in diesen Randzonen schließen lässt.

Die zeitlichen Verläufe hierzu sind in nachstehender Abbildung 6.4 dargestellt. Die Verläufe der oben dargestellten Kurven zeigen in Analogie zu den Aufnahmen in Abbildung 6.3, dass mit zunehmendem Gegendruck in der Kammer ein langsames Eindringen der Strahlen erfolgt, was wie bereits erwähnt auf die höhere Dichte des Gases in der Kammer und die da-

mit einhergehende große Anzahl an impulsdissipierenden Stoßprozessen zurückzuführen ist. Gleich wie der Kraftstoffdruck führt auch der Gegendruck in der Kammer zur Beeinflussung der Öffnungscharakteristik des Injektors, was in der ersten Phase der Einblasung zu erkennen ist. Im Vergleich zur Kraftstoffdruckvariation ist der Umschlagpunkt der Charakteristik zu deutlich geringeren Eindringtiefen hin verschoben.

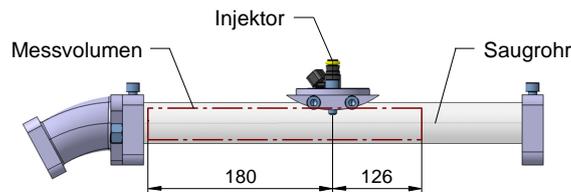
Die dargestellten Kurven zeigen allesamt insofern eine degressive Charakteristik als, dass die Zunahme der Eindringtiefe mit steigendem Zeitintervall nach dem Umschlagpunkt kleiner wird. Dazu ist aber anzumerken, dass die gesamte Einblasedauer mit 3 ms sehr kurz ist, und dass die angesprochene Charakteristik in diesem Bereich eher linear ausfällt. Bei einer Eindringtiefe von 50 mm beträgt die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit bei einem Kammerdruck von 1 bar beispielsweise 74 m/s, bei 2.5 bar bereits nur mehr 33 m/s.



**Abbildung 6.4:** Ergebnisse der Variation des Gegendrucks: Strahlpenetration, gemessen in der Kammer.

### 6.1.2 Strahlbilduntersuchungen im Saugrohr

Nach den Grundsatzuntersuchungen zum Injektor-Strahlbild werden in diesem Abschnitt die durchgeführten Messungen zur Gemischbildung im Saugrohr des Motors vorgestellt. Der für die Kammerversuche verwendete Injektor (NGI2) wurde auch hierfür eingesetzt, um den Einfluss des Einblasezeitpunktes auf die Gemischbildung bzw. Strahlcharakteristik festzustellen. Abbildung 6.5 zeigt den Untersuchungsbereich, d.h. die Position und Größe des Messvolumens sowie die Einbauposition des Injektors.



**Abbildung 6.5:** Schematische Darstellung des Untersuchungsbereiches für Messungen im Saugrohr.

Der erste Teil der Arbeit befasst sich dabei mit dem Verhalten des Einblasestrahls im dargestellten Messvolumen. Im zweiten Teil werden Untersuchungen in einem kleineren Bereich stromaufwärts der Einlassventile vorgestellt (siehe Abbildung 6.8).

Zwei unterschiedliche Einblasestrategien wurden untersucht, dabei erfolgt die Einblasung saugsynchron bzw. vorgelagert zu den Einlassventilen:

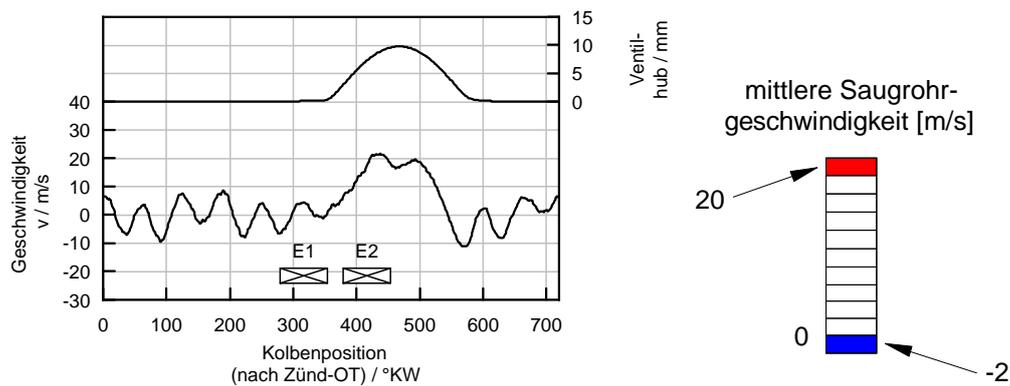
- **Vorgelagerte Einblasung (E1):**  
Bei der vorgelagerten Einblasung liegt der Einblasebeginn  $EB_{\text{elektrisch}}$  bei  $280^\circ\text{KW}$  nach OT. Durch die mechanische Trägheit des Injektors tritt der Kraftstoff aber erst ca.  $10^\circ\text{KW}$  später aus der Düse aus. Damit kann die Gemischbildung im Saugrohr zu diesem Zeitpunkt bereits beginnen. Das Einblaseende wurde entsprechend einem Luftverhältnis von  $\lambda = 2$  bei  $338^\circ\text{KW}$  ( $EB_{\text{elektrisch}}$ ) gesetzt, weshalb der gesamte Einblasevorgang beendet ist, bevor sich die Einlassventile öffnen.
- **Saugsynchrone Einblasung (E2):**  
Unter Berücksichtigung der Injektorcharakteristik, beginnt die Kraftstoffeinblasung in diesem Fall bei  $EB = 390^\circ\text{KW}$ . Zu diesem Zeitpunkt beträgt der Ventilhub des EV bereits ca. 2.9 mm, was dazu führt, dass der eingeblasene Kraftstoff unmittelbar vom Motor angesaugt wird. Nach einer Einblasedauer von  $58^\circ\text{KW}$  (gleich wie bei der vorgelagerten Einblasung) schließt der Injektor zu dem Zeitpunkt, an dem das Einlassventil annähernd den maximalen Hub erreicht hat. Der gesamte Einblasevorgang deckt sich also mit der Öffnungsbewegung des Ventils.

**Folgende Versuchsparameter sind zusätzlich zu berücksichtigen:**

- Die Motordrehzahl beträgt  $1000 \text{ min}^{-1}$
- Luftverhältnis:  $\lambda = 2$
- $p_{\text{Saug}} = 1 \text{ bar}$  (ungedrosselt)
- Injektor: Bosch NGI2
- Einblasedruck:  $7 \text{ bar}_{\text{abs}}$
- Einbaulage des Injektors: Senkrecht zur Strömungsrichtung

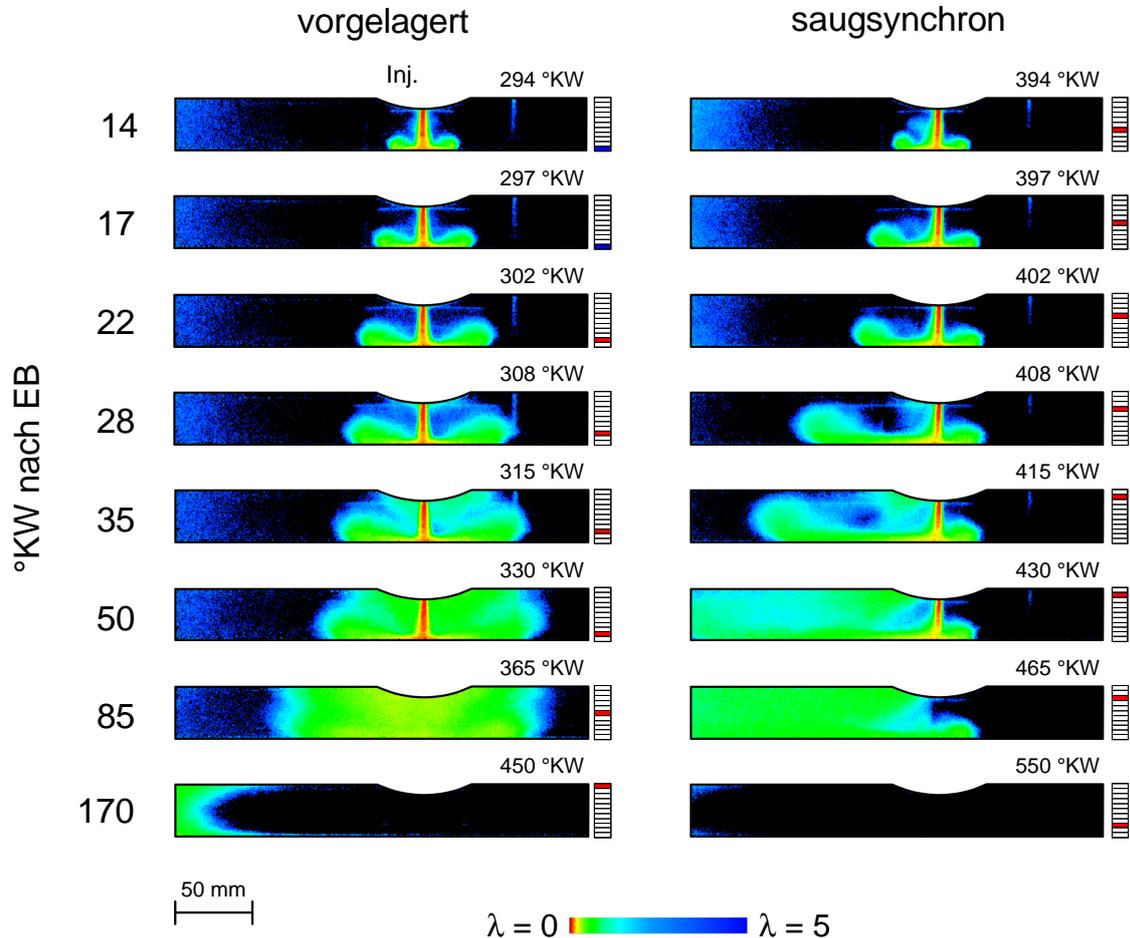
Abbildung 6.6 (links) zeigt dazu die Zeitspannen der beiden Einblaseereignisse, den Ventilhub sowie den, mittels eines eindimensionalen Ladungswechselsimulationsmodells (AVLBoost) berechneten Geschwindigkeitsverlauf im Saugrohr, d.h. die Charakteristik der Strömung. In der Abbildung erkennt man deutlich, wie der Verlauf der Geschwindigkeit durch die Gasdynamik im Saugrohr beeinflusst wird, welche durch Druckschwankungen entsteht [43].

Damit man die Geschwindigkeit der Luftströmung bei der Interpretation der Gemischbildungsuntersuchungen berücksichtigen kann, lässt sich diese anhand eines Indikators darstellen (siehe Abbildung 6.6, rechts).



**Abbildung 6.6:** links: Ventilhub, Luftgeschwindigkeit an der Einblasestelle im Saugrohr und Einblasezeitpunkte; rechts: Indikator für die Geschwindigkeit.

Abbildung 6.7 zeigt nun das Ergebnis der Tracer-LIF Messungen, wobei die beiden Bildreihen in Abhängigkeit von der Zeit nach Einblasebeginn gegenübergestellt sind.



**Abbildung 6.7:**  $\text{H}_2/\text{TMA}$ -LIF Ergebnisse der Variation des Einblasebeginns: Strahlbild im Saugrohr ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$  und  $\lambda = 2$  und  $p = 7 \text{ bar}_{\text{abs}}$ ).

- Vorgelagerte Einblasung:

Wie man anhand der symmetrischen Umlenkung des Strahls erkennen kann, wird der Kraftstoff bei der vorgelagerten Einblasung in die annähernd stehende Ansaugluft eingebracht. Der Strahl breitet sich zunächst senkrecht zur Strömungsrichtung aus, und verhält sich dabei wie ein typischer Gasstrahl in ruhender Umgebung [144]. Während des gesamten Einblasevorganges ist dieser nur der Gasdynamik, also den Schallwellen im Saugrohr ausgesetzt. Die Gemischbildung wird hier maßgeblich durch die Turbulenz unterstützt, die durch den Aufprall des Strahls an der gegenüberliegenden Wand entsteht [37, 132]. Infolge dieses Aufpralls wird der Strahl aufgebrochen, und zur Seite hin umgelenkt.

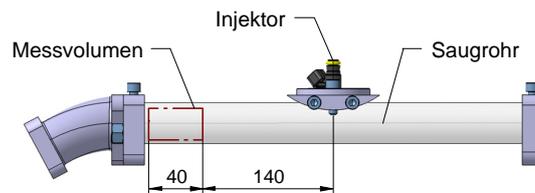
Durch die so vergrößerte Oberfläche können sich die Randzonen mit der Umgebungsluft vermischen. Die dabei entstehende Kraftstoff/Luft-Gemischwolke bleibt relativ kompakt beisammen und wird erst nach dem Öffnen der Einlassventile vom Motor angesaugt. Eine deutliche Ladungsschichtung aus Luft-Kraftstoff-Luft stellt sich ein, was besonders deutlich in den Aufnahmen bei 365 °KW zu sehen ist. Das Gemisch liegt lokal gut homogenisiert, mit einer scharfen Grenze an die umgebende Luft vor. Erst nachdem sich die Ventile öffnen, wird die Gemischwolke der Querströmung, d.h. den Beschleunigungen und Verzögerungen im Saugrohr ausgesetzt.

- Saugsynchrone Einblasung:

Durch die Einblasung des Wasserstoffes in die vorbeiströmende Ansaugluft entsteht bei der saugsynchronen Einblasung eine mehr in die Länge gezogene Kraftstoff/Luft-Gemischwolke. Auch hier führt der hohe Strahlimpuls zur Umlenkung an der Saugrohrwand, allerdings wird der Strahl bereits nach dem Austritt aus der Düse von der Querströmung beeinflusst. Die schnelle Luftströmung führt dazu, dass dieser aufgebrochen und regelrecht von der Strömung mitgerissen wird [127]. Im Gegensatz zur vorgelagerten Einblasung, setzt hier die Gemischaufbereitung bereits mit dem Beginn der Einblasung ein.

### 6.1.3 Kraftstoff/Luft-Verhältnis in der Nähe der Einlassventile

Das Wissen um die  $\lambda$ -Verteilung in der Nähe der Einblasestelle bietet nur begrenzte Möglichkeiten, um den Einfluss des Einblasezeitpunktes evaluieren zu können. Daher wurden Untersuchungen zur Gemischzusammensetzung am Ende des optischen Saugrohres durchgeführt, wobei das Messvolumen in der Nähe der Einlassventile (ca. 140 mm stromaufwärts), bzw. 140 mm stromabwärts zum Injektor liegt (Abbildung 6.8). Der Untersuchungsbereich wurde dazu auf 40 mm (d)  $\times$  40 mm (h) verkleinert, sodass sich eine örtliche Auflösung der Kamera von  $190 \times 66 \mu\text{m}^2$  einstellt.



**Abbildung 6.8:** Positionierung und Größe des Messvolumens für Messungen in der Nähe der Einlassventile.

Dieser Abstand von 140 mm entspricht zugleich der Entfernung zwischen der Injektorposition und den Einlassventilen moderner Gasmotoren [10, 33]. Durch diese Versuchsanordnung wird es nun möglich, das die Einlassventile passierende Gemisch abbilden und analysieren zu können.

Im Vergleich zu tatsächlichen Messungen im Ventilschlitz sind natürlich prinzipbedingte Unterschiede zu erwarten, die sich beispielsweise durch die Quetschströmung während des Ein-

strömvorganges ergeben. Abgesehen davon, spielt auch die Gasdynamik eine Rolle, da die Messungen hier noch vor der Aufteilung der Strömung auf die beiden Einzelkanäle stattfinden. Das Volumen in den Einlasskanälen des Transparentmotors (stromabwärts des optischen Saugrohres) speichert zusätzlich Kraftstoff, der in das Messvolumen zurückströmen kann, sich aber bei tatsächlichen Messungen vor den Einlassventilen bereits im Brennraum befinden würde. Auch aufgrund der Strömungsführung sind Abweichungen zu erwarten, da die Kanalgeometrie ausgeführter Motoren bzw. des Transparentmotors in Ventiltähe keine zylindrische Form besitzt.

Da das Ziel dieser Messreihe allerdings nicht darin bestand, die Gemischbildung an den Einlassventilen für eine Konfiguration möglichst exakt abzubilden, sondern anhand der Messungen einen Parametervergleich zu ermöglichen, sollen diese Abweichungen vernachlässigt werden.

Abbildung 6.9 zeigt die 2-dimensionale  $\lambda$ -Verteilung bei saugsynchroner und vorgelagerter Einblasung im Untersuchungsbereich, wobei sich bereits anhand dieser Aufnahmen deutliche Unterschiede in der Ladungszusammensetzung feststellen lassen. Um die Auswertungen weiter zu verbessern, wurde von jedem dieser Bilder ein Mittelwert des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses gebildet und in Abbildung 6.10 (links) über dem Kurbelwinkel aufgetragen.

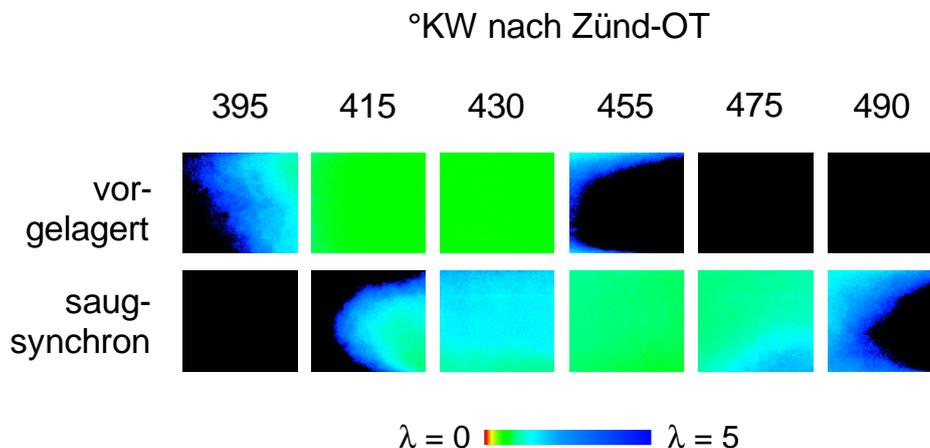
Um die Unterschiede in der Gemischhomogenität quantifizieren zu können, wurde ein aus der Literatur bekannter, sogenannter Homogenitätskoeffizient  $\sigma_g$  eingeführt, der nach Gleichung 6.1 definiert wird. Es handelt sich hierbei um eine statistische Kennzahl, die bereits im Rahmen früherer Untersuchungen eingesetzt wurde, um den Zustand von Gemischen zu charakterisieren [7, 10, 18, 59, 81, 110, 116].

$$\sigma_g = \frac{1}{N} \sum_n \frac{1}{\overline{\Phi}_n} \sqrt{\frac{1}{I \times J} \sum_{i,j} (\Phi_n(i,j) - \overline{\Phi}_n)^2} \quad (6.1)$$

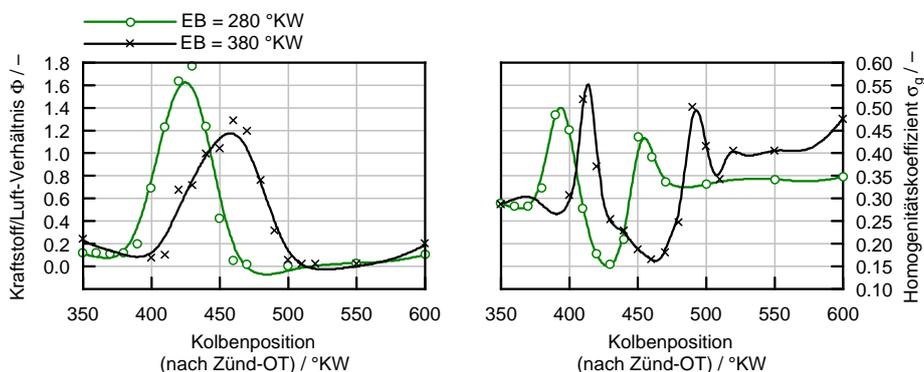
Dabei ist  $\overline{\Phi}_n = \frac{1}{I \times J} \sum_{i,j} \Phi_n(i,j)$  und repräsentiert das mittlere Kraftstoff/Luft-Verhältnis eines Einzelbildes. Die Berechnung von  $\sigma_g$  erfolgt hier jeweils für einen Satz von  $N = 50$  Bildern der Größe  $I \times J$  Pixel, sodass man als Ergebnis kein Bild sondern eine Kennzahl erhält.  $\sigma_g$  von homogenen Gemischen ist gleich Null und steigt mit zunehmender Heterogenität an.

Für absolute Aussagen zur Gemischhomogenität ist der  $\sigma_g$ -Wert nicht geeignet, da verschiedene Einflüsse wie z.B. das Kammeraräuschen, welches sich während einer längeren Messphase ändern kann, direkt in die Kennzahl einfließen. Diese Kennzahl ist daher nur für relative Vergleiche einsetzbar, und auch nur dann, wenn gewährleistet werden kann, dass derart störende Einflüsse jeweils gleich auf alle Messungen einwirken. Ist das der Fall, steht ein hervorragendes Hilfsmittel bereit, um unterschiedliche Varianten zu vergleichen.

Abbildung 6.10 (rechts) zeigt den Verlauf des Homogenitätskoeffizienten über dem Kurbelwinkel für beide Einblasestrategien.



**Abbildung 6.9:**  $H_2/TMA-LIF$  Ergebnisse der Variation des Einblasebeginns: Gemischverteilung in der Nähe der Einlassventile ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ,  $\lambda = 2$  und  $p = 7 \text{ bar}_{\text{abs}}$ ).



**Abbildung 6.10:** Verlauf des mittleren Kraftstoff/Luft-Verhältnisses  $\Phi$  (links) und der Gemischhomogenität  $\sigma_g$  (rechts) bei saugsynchroner und vorgelagerter Einblasung.

Die Interpretation dieser Ergebnisse liefert folgende Erkenntnisse:

- Saugsynchrone Einblasung:

In diesem Fall strömt der eingeblasene Kraftstoff ungefähr bei 415 °KW in das Messvolumen ein (Abbildung 6.9). Das Kraftstoff/Luft-Verhältnis nimmt langsam zu und erreicht etwa bei 430 °KW einen Maximalwert von  $\Phi = 1.3$  (Abbildung 6.10, links). Dieser relativ hohe Wert kann dadurch erklärt werden, dass beim betrachteten Betriebspunkt die Einblasedauer bereits über 20 % der Öffnungszeit des Ventils beträgt. Die Absenkung von

$\sigma_g$  auf einen Wert von etwa 0.15 (Abbildung 6.10, rechts) lässt auf eine sehr homogenes Gemisch rückschließen, was bereits aus den Messungen im gesamten Beobachtungsbereich ersichtlich war.

Nach dem Schließen der Einlassventile bleibt ein beträchtlicher Kraftstoffanteil im Saugrohr gespeichert ( $\Phi \approx 0.3$ ), wodurch  $\sigma_g$  auf einen Wert über 0.4 ansteigt. Dieses gefangenhalten des Kraftstoffes stromaufwärts der Einlassventile verbessert dabei die Gemischaufbereitung für den darauffolgenden Zyklus.

- Vorgelagerte Einblasung:

Hier wird der gesamte Kraftstoff in ein annähernd ruhendes Medium eingeblasen und solange im Saugrohr gespeichert, bis die Ansaugung erneut einsetzt. Wie bereits erwähnt, ist der Aufprall des Kraftstoffstrahls an die begrenzende Saugrohrwand der einzige Faktor für die Durchmischung mit der Ansaugluft. Das Risiko, dass schlecht durchmischte Zonen bestehen bleiben, bleibt daher erhalten. Bei ca. 395 °KW trifft das Gas etwas früher im Messvolumen ein als bei der saugsynchronen Einblasung. Das Kraftstoff/Luft-Verhältnis erreicht einen Maximalwert von ca. 1.7 (bei ca. 425 °KW) bei gleichzeitig geringer Heterogenität des Gemisches ( $\sigma_g = 0.15$ ). Nach etwa 60 °KW strömt das Gemisch wieder aus dem Messvolumen aus und das mittlere Kraftstoff/Luft-Verhältnis sinkt annähernd auf den Wert von Luft ab. Da ein geringer Kraftstoffanteil bis zum nächsten Zyklus der Ansaugung im Saugrohr gefangen bleibt, steigt  $\sigma_g$  von 0.3 (vor der Einblasung) auf ca. 0.35 an.

Die vorgelagerte Einblasung scheint die bessere Einblasestrategie zu sein, zumindest was die räumliche und zeitliche Homogenisierung des Gemisches im Saugrohr betrifft (vgl. [10]). Wird der Kraftstoff zeitlich weit zur Ventilbewegung vorgelagert, besteht allerdings ein gewisses Risiko, dass dieser zu den anderen Zylindern strömt.

Die saugsynchrone Einblasung liefert gute Ergebnisse und vermeidet gleichzeitig dieses Risiko. Mit der saugsynchronen Einblasung kann weiters vermieden werden, dass sich zu Beginn des Ladungswechsels zündfähiges Gemisch an den Einlassventilen befindet. Die Tatsache, dass der Kraftstoff eine beträchtliche Zeitspanne bis zum Auftreffen am Ventilteller benötigt, könnte zusätzlich ein Problem darstellen.

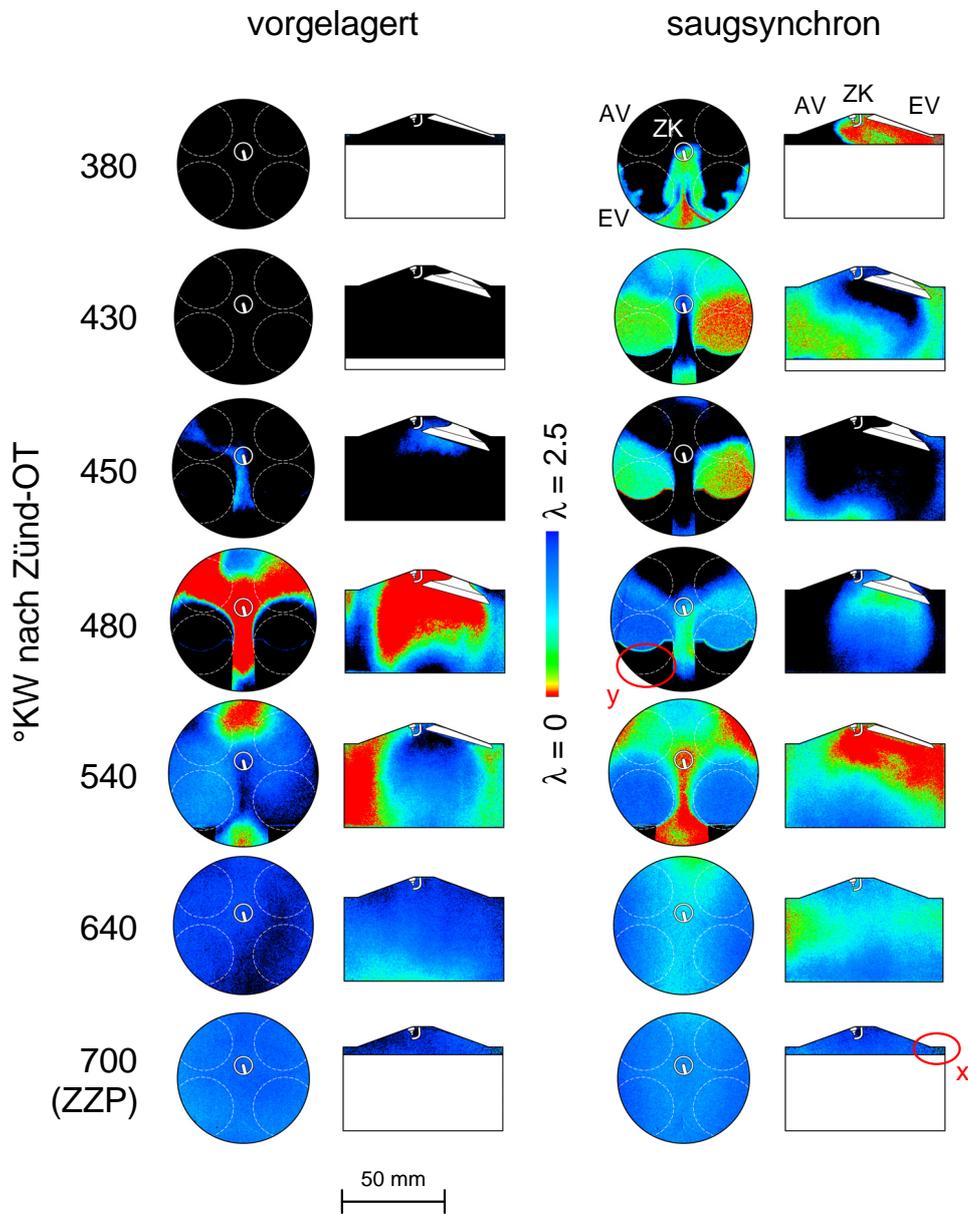
#### **6.1.4 Allgemeiner Ablauf der Gemischbildung im Brennraum**

Auf Basis der vorangegangenen Erkenntnisse befasst sich dieser Abschnitt mit der Analyse der Einström- und Gemischbildungsvorgänge im Brennraum, welche sich bei der vorgelagerten und saugsynchronen Einblasung einstellen. Um eine Korrelation zu Saugrohr-Messungen, insbesondere zum Kraftstoff/Luft-Verhältnis in der Nähe der Einlassventile zu ermöglichen, wurde der Injektor ca. 140 mm stromaufwärts der Ventile im Saugrohr positioniert (siehe Abbildung 3.3).

Abbildung 6.11 veranschaulicht die Ergebnisse der Tracer-LIF Messungen. Die linke Bildreihe zeigt die vorgelagerte Einblasung, rechts ist die saugsynchrone Einblasung mit den jeweiligen Messungen im horizontalen und vertikalen Lichtschnitt dargestellt.

##### **Anmerkungen zu den Aufnahmen:**

- In den Aufnahmen wurden zur besseren Übersichtlichkeit die Ventilteller sowie die Lage der Zündkerze schematisch eingezeichnet. Die Maskierung in beiden Messebenen kennzeichnet zusätzlich den Sichtbereich der Kamera, der von der tatsächlichen Brennraumgeometrie allerdings geringfügig abweicht.
- Beim vertikalen Lichtschnitt ist eine vollständige Ausleuchtung des gesamten Glasringes nicht bei jeder Kolbenposition möglich. Besonders bei Messungen um den OT wird ein Großteil des seitlich über den Glasring eingekoppelten Laserstrahles durch den Kolben abgeschottet, weshalb nur mehr der Laserstrahl durch das Kolbenfenster die Messebene erreicht. Daher kann vor Allem der Quetschspalt nicht mehr zur Gänze eingesehen werden (z.B. Detail x).
- Da das Kolbenfenster vom Durchmesser her nicht gleich groß ist wie die Zylinderbohrung, ändert sich der Sichtbereich der Kamera bei der horizontalen Ausleuchtung des Brennraumes in Abhängigkeit von der Kolbenposition. Je näher der Kolben bei den Messungen dem OT steht, desto mehr wird dieser Sichtbereich eingeschränkt. Da der Glasring nur die oberen 44 mm der Laufbuchse abdeckt, können zusätzlich mehr als 50 % vom Zylinder (Hub = 89 mm) nicht eingesehen werden.
- Die Aufnahmen in der Quetschspaltebene des Zylinderkopfes zeigen z.B. bei 480 °KW dunkle Bereiche in der unteren Bildhälfte (Detail y), die dadurch zustande kommen, da der Laserstrahl während der Ladungswechselphase von den Einlassventilen abgeschottet wird. Der Laserlichtschnitt, der von der Auslassseite her (oben im Bild) in den Brennraum eingekoppelt wird, kann so die Bereiche hinter den Einlassventilen nicht ausleuchten, sodass sich diese Abschottungserscheinungen ergeben. Das Eintauchen der Einlassventile in die Messebene führt daher dazu, dass der Untersuchungsbereich zwischen 390 und 550 °KW nicht vollständig erfasst werden kann.



**Abbildung 6.11:**  $H_2/TMA$ -LIF Ergebnisse der Variation des Einblasebeginns: Gemischbildung im Brennraum, Darstellung im vertikalen und horizontalen Lichtschnitt ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$  und  $\lambda = 2$ ).

Wie man anhand der Aufnahmen erkennt, ergibt sich auch im Brennraum eine unterschiedliche Charakteristik der Gemischbildung bei beiden Varianten.

Die bei der vorgelagerten Einblasung zugrundeliegende Ladungsschichtung aus Luft-Kraftstoff-Luft im Saugrohr (vgl. Abbildung 6.9) kann auch anhand der in den Brennraum einströmenden Gemischwolke beobachtet werden. Wenn man die Gemischbildung betrachtet, erkennt man, wie bis 430 °KW zunächst reine Luft in den Brennraum einströmt, die sich mit dem Restgas aus dem vorherigen Arbeitsspiel vermischt. Bei 450 °KW strömt dann Kraftstoff über den Ventilsplatt ein, wobei sich eine magere Übergangsschicht aus Luft und Kraftstoff ( $\lambda \approx 2.5$ ) ausbildet. Beim weiteren Einströmen sinkt der Lambda-Wert rasch ab, sodass bei 480 °KW nahezu reiner Kraftstoff die Einlassventile (roter Bereich in der Abbildung) passiert.

Bei 540 °KW erkennt man weiters, wie die Gemischwolke an den Ventiltellern in Richtung der Brennraumwände umgelenkt wird und dadurch das Kraftstoff/Luft-Gemisch in der Mitte des Brennraumes, bzw. unterhalb der Einlassventile auf einen Wert von  $\lambda \gg 2$  abmagert.

Zu diesem Zeitpunkt wird wieder reine Luft angesaugt, was sich sehr gut mit den Messungen im Saugrohr deckt (vgl. Abbildung 6.10). Daraus kann man schließen, dass nahezu das gesamte eingeblasene Gas vom Motor angesaugt wurde. Somit ist auch sichergestellt, dass sich nahezu kein zündfähiges Gemisch vor den Einlassventilen befindet.

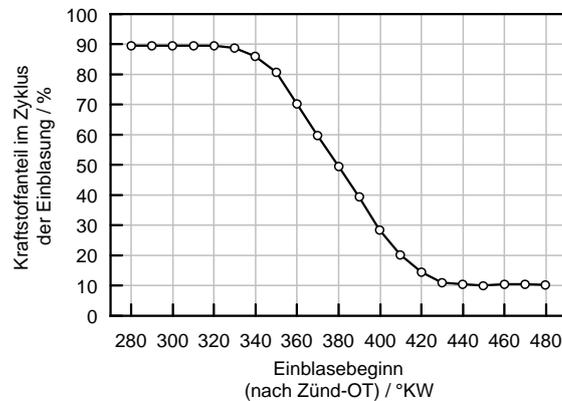
Durch die Umlenkung, welche die Gemischwolke beim Einströmen erfährt, bildet sich eine schwache Tumbleströmung entgegen dem Uhrzeigersinn im Brennraum aus. Mit der Aufwärtsbewegung des Kolbens zerfällt diese großflächige Strömung in kleinere Wirbel. Trotz der langen Zeitspanne von 440 °KW, die zwischen Einblasebeginn und Zündung zur Verfügung steht, zeigen beide Messebenen Inhomogenitäten in der  $\lambda$ -Verteilung. Besonders im vertikalen Lichtschnitt ist das Gemisch in der Auslassseite des Brennraumes deutlich abgemagert.

Betrachtet man die Vorgänge bei der saugsynchronen Einblasung, dann zeigen sich deutliche Unterschiede sowohl beim Einström- und Gemischbildungsvorgang als auch bezüglich der Homogenität der Ladung (zum Zündzeitpunkt). Diese Unterschiede können einerseits auf die fehlende Schichtung aus Luft-Gas-Luft im Saugrohr zurückgeführt werden, da der Kraftstoff direkt in die vorbeiströmende Ansaugluft eingeblasen wird. Andererseits bleibt ein beträchtlicher Anteil des Wasserstoffs im Saugrohr gefangen (vgl. Abbildung 6.9), d.h. den Einlassventilen bis zum nächsten Arbeitsspiel vorgelagert. Beides lässt sich auch anhand der Aufnahmen im Brennraum bestätigen, welche ein Einsetzen des Einströmvorganges bereits zeitgleich zur Ansteuerung des Injektors zeigen (380 °KW).

Um dieses Gefangenhalten des Kraftstoffes, bzw. die Menge Kraftstoff selbst experimentell quantifizieren zu können, wurden Messungen im sogenannten „Skip-Fire“-Modus durchgeführt, d.h. der Injektor wird dazu nur jeden 5. Zyklus angesteuert. In den zugrundeliegenden LIF-Aufnahmen, die ebenfalls nur aus diesen Zyklen stammen, wird daher ausschließlich der Kraftstoffanteil aus dem aktuellen Arbeitsspiel erfasst. Dadurch kann sichergestellt werden, dass sich kein Kraftstoff aus dem vorangegangenen Arbeitsspiel im Zylinder befindet.

Abbildung 6.12 zeigt, dass bei einer vorgelagerten Einblasung ( $EB = 280$  °KW) annähernd 90 % des eingeblasenen Kraftstoffes den Zylinder auch im selben Zyklus erreicht. Bei einem Einblasebeginn von 380 °KW fällt dieser Wert bereits auf etwas über 50 % ab. Ab ca. 440 °KW liegt der Wert sogar bei ca. 10 %, d.h. annähernd der gesamte Kraftstoff bleibt bis zum nächsten Arbeitsspiel den Einlassventilen vorgelagert. Es lässt sich also feststellen, dass der Kraftstoffanteil im Zyklus der Einblasung massiv durch den Einblasezeitpunkt beeinflusst wird,

was daher die gesamte Gemischaufbereitung im Brennraum prägt.



**Abbildung 6.12:** Kraftstoffanteil im Zyklus der Einblasung.

Betrachtet man Abbildung 6.11, dann läuft der Einströmvorgang (abgesehen vom Zeitpunkt) zunächst grundsätzlich ähnlich ab, wie bei der vorgelagerten Einblasung. Dabei strömt das Gas über den Ventilspalt vom Saugrohr in den Brennraum ein und wird von den Ventiltellern in Richtung der Brennraumwände umgelenkt. Dadurch steigt die Kraftstoffkonzentration in der Nähe der Brennraumwand an, wohingegen das Gemisch in der Mitte des Brennraumes abmagert. Bei  $430\text{ }^{\circ}\text{KW}$  ist der Einströmvorgang des Gases beendet, man kann erkennen wie anschließend wieder reine Luft in den Brennraum eintritt. Da sich der Kolben während des Einströmvorganges in der Nähe des oberen Totpunktes befindet, kann sich keine ausgeprägte Tumbleströmung ausbilden. Vielmehr wird die nach unten strömende Gemischwolke durch die Kolbenoberfläche zunächst abgebremst bis das Gemisch anschließend in den nicht sichtbaren Bereich der Zylinderbohrung übergeht. Bei  $480\text{ }^{\circ}\text{KW}$  erkennt man, wie erneut ein Gemisch aus Luft und Kraftstoff den Ventilspalt passiert, das allerdings aus dem aktuellen Einblasezyklus stammt. Diese Gemischwolke ist deutlich weniger scharf abgegrenzt als bei der vorgelagerten Einblasung, was auf die bereits angesprochene fehlende Ladungsschichtung im Saugrohr zurückzuführen ist. Beim Schließen der Einlassventile kann bei dieser Variante prinzipbedingt keine nachströmende Luft beobachtet werden, da ein Teil des eingeblasenen Kraftstoffes in der Sauganlage gespeichert wird. Zum Zündzeitpunkt stellt sich ein gut homogenisiertes Gemisch ein.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass sich bei der saugsynchronen Einblasung ein etwas homogeneres Gemisch zum Zündzeitpunkt ergibt. Dies kann auch anhand des Homogenitätskoeffizienten aus Gleichung 6.1 (bestimmt aus 50 Einzelbildern) nachgewiesen werden. Bei der saugsynchronen Einblasung mit  $\text{EB} = 380\text{ }^{\circ}\text{KW}$  beträgt dieser 0.155, bei der vorgelagerten Einblasung 0.165 ( $\text{EB} = 280\text{ }^{\circ}\text{KW}$ ).

Bezüglich der Homogenität des Gemisches ist also die hier betrachtete saugsynchrone Einblasung vorzuziehen, allerdings können sich hier ev. Probleme durch Rückzündungen ergeben. Die vorgelagerte Einblasung besitzt diesbezüglich Vorteile, da die einströmende Frischluft zu Beginn des Ladungswechsels mögliche Zündquellen im Brennraum (heiße Stellen, heißes Rest-

gas, verschleppte Verbrennung) abkühlt, wodurch die Wahrscheinlichkeit von Rückzündungen sinkt. Zusätzlich ist den Einlassventilen kein zündfähiges Gemisch vorgelagert, wodurch auch Rückzündungen von heißem Restgas, das durch nicht dicht schließende Einlassventile in die Sauganlage gelangen könnte, auszuschließen sind.

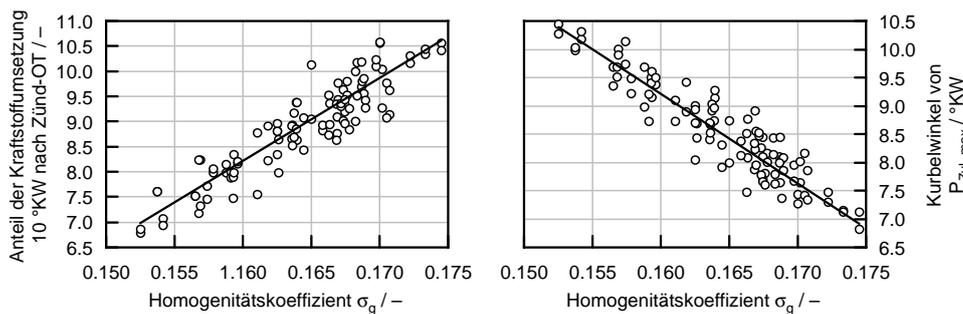
### 6.1.5 Einfluss der Gemisch-Inhomogenität auf die Verbrennung

Wie bereits einleitend erwähnt, ist die Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt bzw. die Gemisch-Inhomogenität von entscheidender Bedeutung für den Ablauf der Verbrennung, weshalb sich folgende Betrachtungen damit beschäftigen. Da die Gemisch-Inhomogenität direkt vom Einblasezeitpunkt abhängt, ist damit auch eine Bewertung der Einblasestrategie möglich.

Um eine bessere statistische Aussagekraft der Ergebnisse zu erhalten, wurden abgesehen von der vorgelagerten (EB = 280 °KW) und saugsynchronen Einblasung (EB = 380 °KW) auch weitere Einblaseereignisse betrachtet. Zu diesem Zweck wurde der Einblasebeginn ausgehend von 280 °KW bis hin zu 480 °KW in 10er Schritten variiert, und in den erhaltenen Tracer-LIF Aufnahmen der Homogenitätskoeffizient (zum Zündzeitpunkt) im Anschluss an die Messungen bestimmt. Den Messungen liegt dabei der bereits oben betrachtete Betriebspunkt zugrunde, d.h. der Einblasebeginn wurde bei ansonsten gleichen Randbedingungen (Luftverhältnis, Drehzahl usw.) lediglich verändert.

#### $\lambda$ -Inhomogenitäten $\sigma_g$ vs. Ablauf der Verbrennung

Zur Analyse wurde der Einfluss der  $\lambda$ -Schwankungen auf den Anteil der Kraftstoffumsetzung 10 °KW nach OT bei der festgelegten Motor-Betriebsart untersucht. Hierzu wurden pixelweise Schwankungen der Ladungszusammensetzung eines bestimmten Arbeitsspiels, mit der Brennrate aus demselben Zyklus in Übereinstimmung gebracht. Abbildung 6.13 (links) zeigt ein Beispiel für den verbrannten Massenanteil ( $M_{10}$ ) als Funktion des Homogenitätskoeffizienten  $\sigma_g$ .



**Abbildung 6.13:** Einfluss der Gemischinhomogenität  $\sigma_g$  auf den Kurbelwinkel des maximale Zylinderdruckes (links) und den Anteil der Kraftstoffumsetzung 10 °KW n. OT (rechts).

Der Anteil der Kraftstoffumsetzung 10 °KW nach OT steigt mit der Inhomogenität der Ladung an (Korrelationskoeffizient größer 95 %). Die Steigung des Verlaufes zeigt, dass eine

$\sigma_g$ -Zunahme von 1% eine entsprechende  $M10$ -Zunahme von über 5.8% bewirkt. Der Korrelationskoeffizient zwischen  $\sigma_g$  und dem Kurbelwinkel, an dem der maximale Zylinderdruck auftritt, ist mit 97% ebenfalls markant, allerdings negativ (Abbildung 6.13, rechts).

Unter den hier betrachteten Randbedingungen bewirken Gemisch-Inhomogenitäten in der Ladungszusammensetzung also eine schnellere Verbrennung.

**Interpretation der Ergebnisse:** Bereits in früheren Untersuchungen wurde gezeigt, dass Inhomogenitäten in der Ladungszusammensetzung nicht zwingend negativ zu werten sind [12, 62, 103]. Bei diesen Arbeiten bestand das Ziel darin, eine kraftstoffreiche Gemischwolke in Zündkerzennähe zu positionieren. Das bedeutet allerdings auch, dass Gemisch-Inhomogenitäten, die in einem bestimmten Abstand von der Zündkerze entfernt auftreten, als nachteilig bezüglich einer Beschleunigung der Verbrennung zu werten sind. Dennoch können  $\lambda$ -Inhomogenitäten Bereiche generieren, wo das lokale Luftverhältnis für eine schnelle Flammenausbreitung sorgt, da diese Bereiche dann zuerst verbrannt werden. Die Zunahme der Temperatur führt dazu, dass die mageren Bereiche, wo die laminare Flammengeschwindigkeit geringer ausfällt, besser umgesetzt werden. Aus diesem Grund bestimmen sowohl die Anzahl als auch die Größe der Bereiche mit den höchsten laminaren Flammengeschwindigkeiten (nahe  $\lambda = 1$ ) die Geschwindigkeit der Verbrennung.

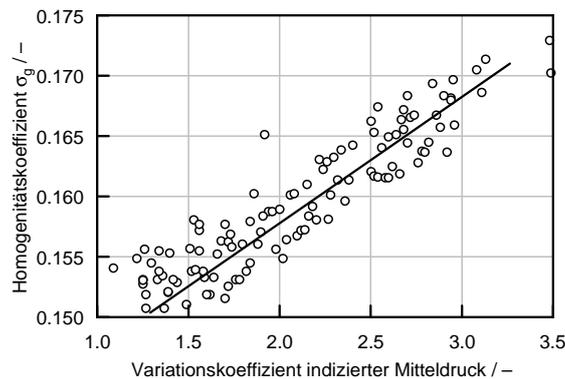
### Gemischhomogenität vs. zyklische Fluktuationen

Wie bereits in [12, 62, 81, 90, 105] gezeigt wurde, bewirken Gemisch-Inhomogenitäten in der Nähe der Zündkerze höhere zyklische Fluktuationen bei der Verbrennung. Dabei ist bekannt, dass diese Zyklusschwankungen in erster Linie durch Ungleichmäßigkeiten im Verbrennungsablauf hervorgerufen werden. Letztere können anhand unterschiedlicher Parameter, wie z.B. der Brennrate oder der Wärmefreisetzung bei einem bestimmten Kurbelwinkel charakterisiert werden [90]. Schwankungen in der Brenndauer führen dabei zu einem Zustand, wo die Verbrennung in einzelnen Zyklen schneller und in anderen wiederum langsamer abläuft. Das Ergebnis sind zyklische Schwankungen des induzierten Mitteldrucks  $p_i$ .

Um einen Zusammenhang zwischen der Homogenität der Ladung  $\sigma_g$  und diesen  $p_i$ -Schwankungen (COV) herzustellen, wurden obiger Betriebspunkt diesbezüglich vermessen und das Ergebnis in Abbildung 6.14 dargestellt.

Diese Grafik zeigt, dass Instabilitäten der Verbrennung das unmittelbare Resultat von Inhomogenitäten in der Ladungszusammensetzung zum Zündzeitpunkt sind. Eine Zunahme der  $\sigma_g$ -Werte führt dabei in der Regel zu höheren zyklischen Schwankungen des induzierten Mitteldruckes bei einem Korrelationskoeffizienten von über 95%. Das bedeutet auch, dass die Einblasekonfiguration entsprechende Einfluss auf die Verbrennungsstabilität ausübt.

Bei der Interpretation der Ergebnisse ist allerdings auch zu berücksichtigen, dass zyklische Fluktuationen nicht nur durch Schwankungen in der Gemischzusammensetzung hervorgerufen werden können. Variiert zusätzlich die Menge Restgas bzw. die Restgasverteilung von Zyklus-zu-Zyklus, dann können auch diese Unterschiede zu Abweichungen führen [49, 130]. Da bei der Verbrennung von Wasserstoff abgesehen von  $H_2O$  allerdings nur  $NO_x$ -Emissionen entstehen, und diese zusätzlich bei dem hier betrachteten  $\lambda = 2$ -Betriebspunkt unterhalb der Nachweisgrenze liegen, kann dieser Einfluss vernachlässigt werden.



**Abbildung 6.14:** Gemisch-Inhomogenität  $\sigma_g$  versus zyklische Schwankungen des indizierten Mitteldrucks  $p_i$  (COV).

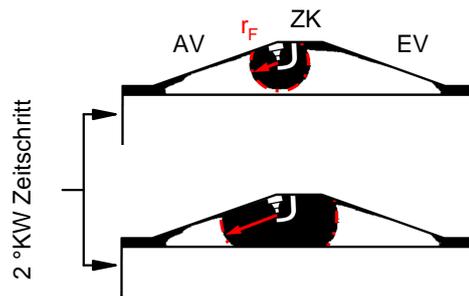
### 6.1.6 Untersuchungen zur Flammengeschwindigkeit und Geometrie von Wasserstoff/Luft-Flammen

#### Flammengeschwindigkeit

Literaturangaben zur motorischen Verbrennung von Wasserstoff/Luft-Gemischen sind relativ schwer zu finden. Dies gilt insbesondere für Werte der turbulenten Flammengeschwindigkeit, weshalb diesbezüglich Messungen mittels der Tracer-LIF Technik (Luft-Tracerung) durchgeführt wurden. Dabei wird die Tatsache verwendet, dass der Tracer mit dem Kraftstoff verbrennt, sodass die Flammenfront aus den Aufnahmen extrahiert werden kann. Bei ausreichender zyklischer Stabilität lässt sich so die Geschwindigkeit der Flammenfront bestimmen, indem ausgehend von der Zündkerze, die Eindringtiefe senkrecht nach unten und jeweils parallel zum Brennraumdach vermessen wird. Trägt man dann die gemittelten Werte in einem Diagramm auf, kann darin die momentane Flammengeschwindigkeit abgelesen werden. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass bei den Auswertungen verbrennungsrelevante Einflüsse (Ladungsbewegung, Flammenlöschung an Wänden, Flammen-Streckung) nicht berücksichtigt werden können, weshalb nur eine groben Abschätzung der turbulenten Flammengeschwindigkeit stattfindet. Die entsprechende Vorgehensweise dazu kann [Abbildung 6.15](#) entnommen werden.

Diese Methode wird im Folgenden eingesetzt, um den Einfluss des Luftverhältnisses auf die Flammenausbreitung bei äußerer Gemischbildung festzustellen. Dazu wurden Betriebspunkte vermessen, wo ausgehend vom stöchiometrischen Gemisch, der  $\lambda$ -Wert schrittweise bis zu 2.8 erhöht wurde, wobei hier gleichzeitig das Mager-Limit lag. Die schnelle Verbrennung von Wasserstoff im  $\lambda = 1$ -Betrieb führt zu hohen Druckanstiegen und somit auch zu hohen Spitzendrücken. Um die thermische Belastbarkeit der optischen Bauteile nicht zu überschreiten, wurden sämtliche Messreihen im gedrosselten Betrieb (Saugrohrdruck:  $0.7 \text{ bar}_{\text{abs}}$ ) bei einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$  durchgeführt. Der Zündzeitpunkt wurde jeweils wirkungsgradoptimal gesetzt, d.h. der 50%-Umsatzpunkt liegt bei  $8^\circ \text{KW}$  nach OT. Dies bedeutet allerdings

auch, dass sich die Randbedingungen bei der Entflammung der Wasserstoff/Luft-Gemische (Zustand der Ladung, Strömungsbewegung, Brennraumdruck und -temperatur) jeweils stark unterscheiden. Eine derartige Vorgehensweise war allerdings erforderlich, da nur so ein stabiler Motorbetrieb unter Einhaltung der Betriebsgrenzen des optischen Motors sichergestellt werden konnte. Die Kraftstoffeinblasung erfolgte ferner vorgelagert zu den Einlassventilen, wobei das Einblaseende (EB<sub>elektrisch</sub>) jeweils bei 338 °KW liegt. Der Einblasedruck betrug 7 bar<sub>abs</sub> und die Einblasedauer wurde entsprechend den Luftverhältnissen variiert (ED = 357 °KW bei  $\lambda = 1$  und 134 °KW bei  $\lambda = 2.8$ ).



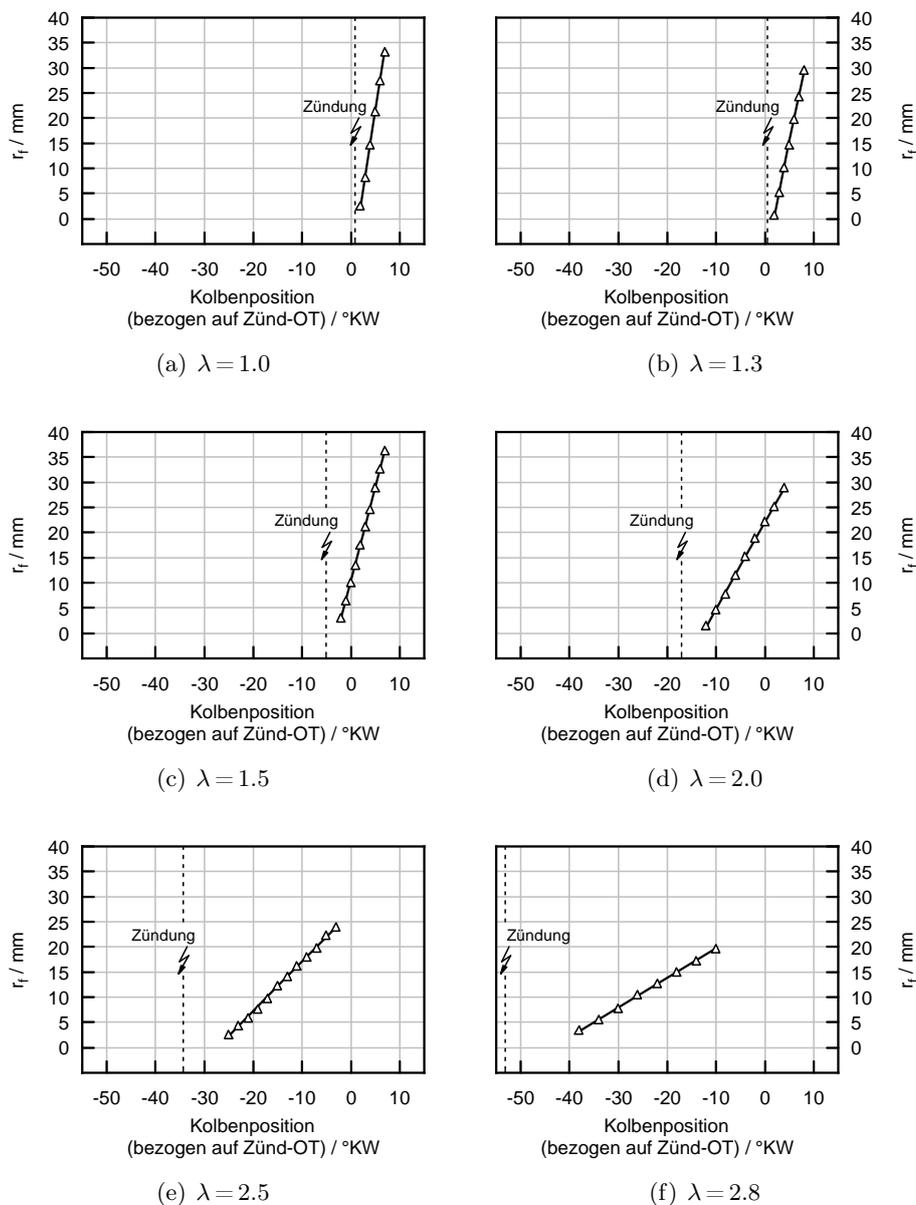
**Abbildung 6.15:** Vorgehensweise zur Messung der Flammengeschwindigkeit mittels Tracer-LIF (Luft-Tracerung), Aufnahmen binarisiert.

Abbildung 6.16 zeigt das Ergebnis der Untersuchungen, wobei der Einfluss des Luftverhältnisses  $\lambda$  auf den Flammenradius  $r_f$  in Abhängigkeit von der Kurbelstellung dargestellt ist (Bild a–f). Der maximale Flammenradius der dabei gemessen werden konnte, ist durch die Größe des optischen Zuganges beschränkt ( $r_{\max} = 35$  mm), der Minimale liegt bei ca. 2.5 mm, und ergibt sich durch die Abschottung der Zündkerzenelektroden.

In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass der mittlere Flammenradius bei allen gemessenen Luftverhältnissen annähernd linear mit der Zeit skaliert. Auch der Zündverzöger, der qualitativ festzustellen ist, zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung, und entspricht den Tendenzen aus [123]. Daher ist auch die jeweilige mittlere Flammengeschwindigkeit  $u_f$ , die sich aus der Änderung des Flammenradius  $r_f$  nach dem Kurbelwinkel bzw. der Zeit ergibt:

$$u_f = \frac{dr_f}{d^\circ KW} \cdot \frac{d^\circ KW}{dt} \quad (6.2)$$

annähernd konstant.



**Abbildung 6.16:** Flammenradius für verschiedene Luftverhältnisse vs. Kolbenposition.

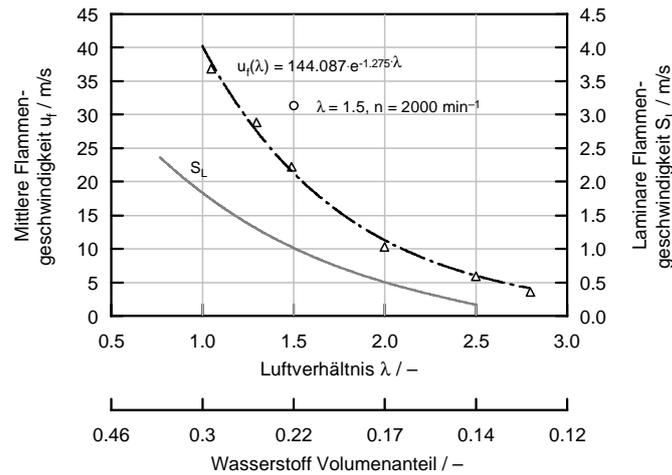
In Abbildung 6.17 ist  $u_f$  als Funktion des Luftverhältnisses aufgetragen, wobei die jeweiligen Werte aus der Steigung der Verläufe in Abbildung 6.16 ermittelt wurde. Als Referenz ist die laminare Flammgeschwindigkeit für ein Wasserstoff/Luft-Gemisch bei Raumtemperatur und atmosphärischem Druck über dem Luftverhältnis in das Diagramm eingetragen [79].

Die Annahme einer konstanten Flammgeschwindigkeit wird dadurch gestützt, dass diese ungefähr der Expansionsgeschwindigkeit des verbrannten Gases  $u_b$  entspricht.  $u_b$  ist dabei

ein Maß dafür, wie schnell sich das Volumen der Verbrennungsgase ausdehnt, und ist mit der Brenngeschwindigkeit  $S_b$  durch folgende Gleichung gekoppelt [57, 140]:

$$u_f \approx u_b = S_b \cdot \frac{\rho_u / \rho_b}{(\rho_u / \rho_b - 1) \chi_b + 1} \quad (6.3)$$

wobei  $\rho$  der Dichte entspricht, die Indizes u und b stehen für das unverbrannte bzw. verbrannte Gasgemisch und  $\chi_b$  ist der Volumenanteil des verbrannten Gases.



**Abbildung 6.17:** Flammengeschwindigkeit  $u_f$  für verschiedene Luftverhältnisse und laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  für ein Wasserstoff/Luft-Gemisch bei Raumtemperatur und atmosphärischem Druck über dem Luftverhältnis [79].

Die Gleichung 6.3 veranschaulicht dabei, dass sich die Flammgeschwindigkeit während des Verbrennungsprozesses ändert. Messungen haben allerdings auch gezeigt, dass sich die Geschwindigkeit der Flamme nach der ersten Phase der Verbrennung (Flammenkernentwicklung) für einige °KW einem konstanten Wert annähert, um anschließend auf  $S_b$  abzufallen [17, 57, 140]. Daher begründet sich die Annahme, dass es sich bei der gemessenen mittleren Flammgeschwindigkeit um die maximale mittlere Flammgeschwindigkeit handelt. Die Flammgeschwindigkeit ist dabei ca. um den Faktor 3 größer als die Brenngeschwindigkeit  $S_b$  [17, 57, 140].

Messungen zur Flammgeschwindigkeit am Wasserstoffmotor wurden beispielsweise von Blotevogel [16] durchgeführt, der dafür allerdings die Methode der OH-Chemolumineszenz einsetzte. Ein direkter Vergleich der beiden Untersuchungen ist jedoch schwer zu bewerkstelligen, da die Verbrennungsgeschwindigkeit maßgeblich vom Strömungsfeld des unverbrannten Kraftstoff/Luft-Gemisches vor der Flammenfront beeinflusst wird [57, 140]. Zusätzlich sind Abweichungen aufgrund der unterschiedlichen Messmethoden bzw. der jeweiligen Vorgehensweise zur Bestimmung der Flammenfont zu erwarten. Unter Berücksichtigung dieser Zusammenhänge lässt sich allerdings feststellen, dass die Größenordnung der Ergebnisse ähnlich ausfällt.

So ist z.B. die im Rahmen dieser Arbeit gemessene maximale Flammengeschwindigkeit von  $12 \text{ m/s}$  ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ,  $\lambda = 2$ ) ähnlich zu jener, die von Blotevogel veröffentlicht wurde ( $18 \text{ m/s}$ ).

Auch White [140] veröffentlichte OH-Chemolumineszenz Messungen zur Flammengeschwindigkeit, und gibt unter anderem einen Wert von  $34 \text{ m/s}$  an ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ,  $\lambda = 1$ ) an, welcher sehr gut mit dem hier ermittelten Wert von  $37 \text{ m/s}$  übereinstimmt.

Weitere Untersuchungen sind von Heywood [58] bekannt, der die Flammenausbreitung von Wasserstoffflammen mit der von Propanflammen mittels der Schlieren-Messtechnik verglich. Er fand dabei heraus, dass die Verbrennung bei Wasserstoff deutlich gleichmäßiger und auch schneller erfolgt. Vergleicht man die hier ermittelte Flammengeschwindigkeit bei  $1000 \text{ min}^{-1}$  und einem Luftverhältnis von 1.5 zu jener des Propan/Luft-Gemisches, dann liegen die Werte von Wasserstoff ca. um den Faktor 3 darüber.

### Geometrische Merkmale der Flamme

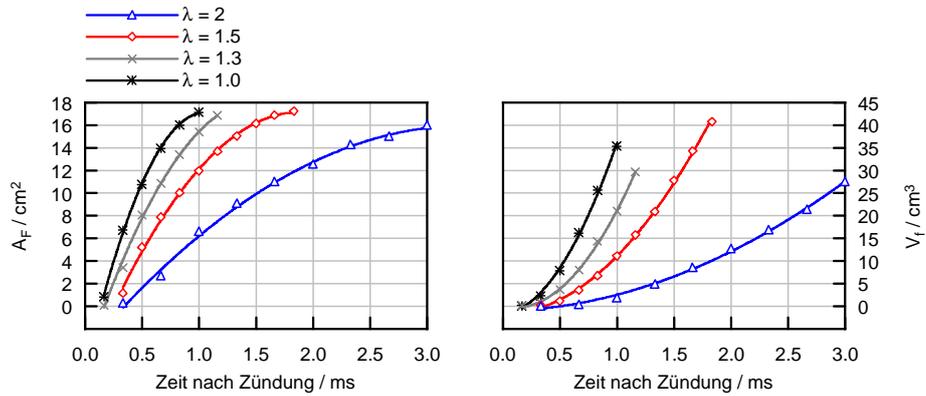
Kombiniert man die Auswertungen zur Flammengeschwindigkeit mit solchen zur Geometrie der Flamme, dann können daraus weitere Erkenntnisse zur Verbrennung von Wasserstoff/Luft-Gemischen abgeleitet werden. Wie bereits in Abbildung 6.15 gezeigt, lässt sich anhand der Luft-Tracerung sowohl die Position der Flamme als auch die Kontur der turbulenten Front gut sichtbar machen. Dabei stellt sich der „Schatten“ in den Aufnahmen, welcher der entflammte Zone entspricht, unter normalen Bedingungen als Kreis dar. Somit kann auch die Oberfläche der Flamme, die das unverbrannte Kraftstoff/Luft-Gemisch einschließt, in guter Näherung als kugelförmig angenommen werden.

Dies eröffnet nun die Möglichkeit, auf Basis des gemessenen Flammenradius  $r_f$ , sowohl die Flammenoberfläche als auch das entflammte Volumen (Volumen hinter der Front) zu ermitteln. Beide gesuchten Größen können relativ einfach anhand einer numerischen Prozedur bestimmt werden, welche die Durchdringung der kugelförmigen Verbrennungszone mit den begrenzenden Wänden des Brennraumes berechnet. Zu diesem Zweck wird die Brennkammer in drei Bereiche unterteilt: die verbrannte Zone, die unverbrannte Zone und die Flammenfront, die beide Bereiche abtrennt. Dazu wurde ein Programm entwickelt, bei dem auf Basis von 3D-CAD Daten der Brennkammer, alle möglichen Flammenpositionen als Funktion der Kurbelstellung bestimmt werden können. Bei jeder einzelnen Position (z.B. bei jedem Flammenradius) wird dann die Durchdringung der Flamme mit den aktuellen Brennraumwänden ermittelt, sodass das entflammte Volumen sowie die Oberfläche automatisch berechnet werden können.

Diese Vorgehensweise wurde nun angewendet, um die oben dargestellten Betriebspunkte zur  $\lambda$ -Variation diesbezüglich auszuwerten. Die Drehzahl beträgt  $1000 \text{ min}^{-1}$  und der Zündzeitpunkt ist wirkungsgradoptimal (50%-Umsatzpunkt  $8^\circ \text{KW}$  nach OT). Abbildung 6.18 zeigt dazu das Ergebnis der Untersuchungen, wobei das entflammte Volumen  $V_f$  (links) und die Flammenoberfläche  $A_f$  (rechts) als Funktion der Zeit nach Zündung dargestellt sind.

Trotz der sehr unterschiedlichen Luftverhältnisse (und damit Flammengeschwindigkeiten), zeigen die einzelnen Verläufe ein recht ähnliches Verhalten, die grundsätzlich mit den Ergebnissen von Beretta [13], Grill [48] und Blizzard [15] gut übereinstimmen. Die so gewonnenen Daten können nun äußerst hilfreich für Wärmeübergangsberechnungen bzw. zur Modellierung

der Flammenausbreitung in Motoren eingesetzt werden, da dafür insbesondere die geometrischen Abmessungen der Flamme von besonderer Bedeutung sind. Ein Anwendungsbeispiel dazu kann z.B. der Arbeit von Nefischer [88] entnommen werden, der diese Ergebnisse als Randbedingungen für seine Berechnungen zur Verbrennung von Wasserstoff/-, Erdgas/- und Benzin/Luft-Gemischen heranzog.

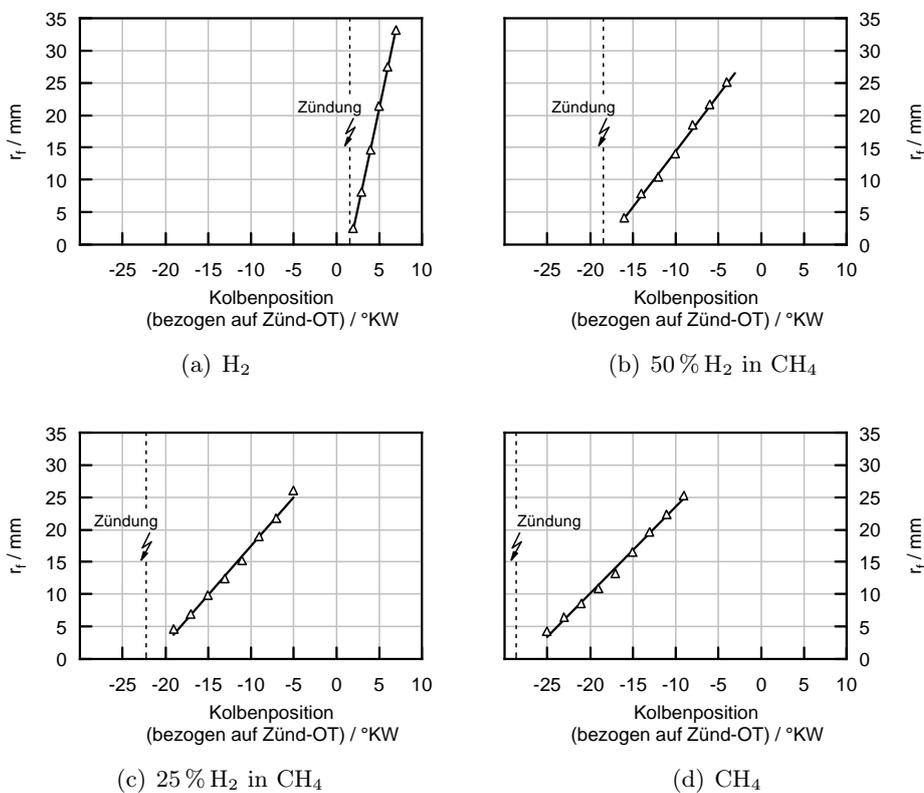


**Abbildung 6.18:** Flammenoberfläche und entflammtes Volumen für verschiedene Luftverhältnisse vs. Zeit nach Zündung.

**Zusatz: Wasserstoff/Erdgas-Gemische**

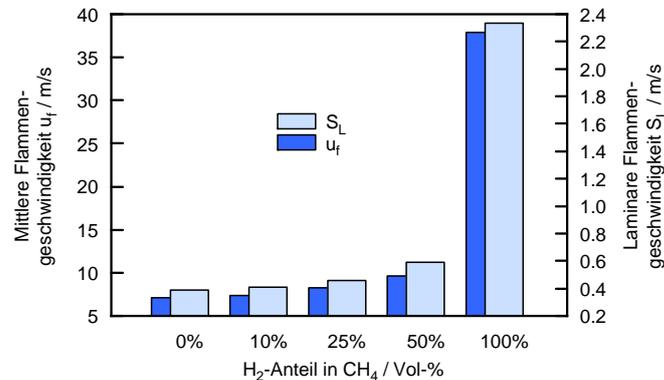
Die unterschiedlichen verbrennungsspezifischen Eigenschaften von Wasserstoff und Erdgas (hervorzuheben ist hierbei die laminare Flammgeschwindigkeit) führen dazu, dass Wasserstoff/Luft-Gemische deutlich schneller verbrennen. Inwieweit sich bei Gasgemischen der Wasserstoffanteil im Erdgas auf die Flammenausbreitung bzw. die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront auswirkt, wurde im Folgenden unter Einsatz der Tracermethode untersucht. Ausgehend von den beiden Referenzgasen Wasserstoff und Erdgas, wurden Gasgemische mit einem Wasserstoff Vol.-Anteil von 10 %, 25 % und 50 % vermessen.

Der Motor wurde hierzu bei einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$  bei einem Luftverhältnis von  $\lambda = 1$  betrieben. Der Zündzeitpunkt liegt jeweils wirkungsgradoptimal. Der somit erzielte indizierte Mitteldruck  $p_i$  betrug bei Wasserstoff 4.6 bar ( $p_{zyl,max} = 36 \text{ bar}$ ) sowie 5.8 bar bei Erdgas ( $p_{zyl,max} = 34 \text{ bar}$ ). In Abbildung 6.19 ist der Einfluss der Gaszusammensetzung auf die Flammgeschwindigkeit dargestellt.



**Abbildung 6.19:** Einfluss der Gaszusammensetzung auf die Flammenausbreitung.

Ermittelt man aus den Verläufen die mittlere Flammgeschwindigkeit  $u_f$ , so zeigt sich eine Abhängigkeit dieser vom  $H_2$ -Anteil in Erdgas, die auch den Tendenzen, welche in der Literatur für die laminare Flammgeschwindigkeit angegeben werden, entsprechen [123] (Abbildung 6.20).



**Abbildung 6.20:** Flammgeschwindigkeit  $u_f$  und laminare Flammgeschwindigkeit  $S_L$  bei Umgebungsbedingungen [123] für verschiedene Wasserstoff/Erdgas-Gemische.

Aus dieser Gegenüberstellung lässt sich ein nahezu konstantes Verhältnis zwischen den berechneten und den gemessenen Werten ablesen, weshalb man im Brennraum von einem annähernd gleichbleibendem Turbulenzniveau ausgehen kann. Die Verbrennung der Gasgemische führt zwar zu unterschiedlichen Drücken und Temperaturen während der Verbrennung, allerdings sind die Abweichungen so gering (im Spitzendruck ca. 6%) , dass dieser Schluss zulässig erscheint. Es zeigt sich zusätzlich, dass die Verbrennungsbeschleunigung bei geringer  $H_2$ -Beimengung nur relativ gering ausfällt und erst bei höheren Anteilen eine deutliche Beschleunigung bewirkt.

### 6.1.7 Fazit $H_2$ -Saugrohreinblasung

Die Einbringung des Kraftstoffes zur Gemischbildung wurde an einer Einblasekammer mit optischen Zugängen mittels Lasermesstechnik erforscht. Dabei konnte die Charakteristik des Einblasestrahls wie Strahlausbreitung und Eindringtiefe in Abhängigkeit verschiedener Parameter dargestellt werden. Die Möglichkeit zur freien Wahl der Zustandsgrößen wie Druck und Temperatur in der Kammer wie auch des Kraftstoffvordruckes ermöglicht grundlegende Untersuchungen und Parameterstudien ohne Einschränkungen und Beeinflussungen durch einen motorischen Betrieb.

Die Güte der Durchmischung zwischen Kraftstoff und Verbrennungsluft im Saugrohr, zählt zu den wesentlichen Faktoren welche die Verbrennung beeinflussen, da Gemisch-Inhomogenitäten bis zum Ende der Verdichtung bestehen bleiben. Dies haben Messungen im Saugrohr und Brennraum des Transparentmotors gezeigt. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen betreffen den Einfluss der Einblasestrategie auf die Gemischbildung und zeigen, dass der

Mischvorgang zwischen Kraftstoff und Luft, wesentlich vom Einblasezeitpunkt (vorgelagert und saugsynchron) abhängen. Zusätzlich übt dieser enormen Einfluss auf Rückzündungen aus, welche bei H<sub>2</sub>-Brennverfahren mit Saugrohrinblasung zu berücksichtigen sind.

Unter Zuhilfenahme der Tracermethode (Luft-Tracerung) wurde zusätzlich der Einfluss der Gemisch-Zusammensetzung auf die Flammenausbreitung analysiert. Untersuchungen dazu, vor allem die Ausbreitungscharakteristik der Flamme (Geschwindigkeit und Geometrie) betreffend, wurden durchgeführt und anhand der optischen Ergebnisse präsentiert.

Anhand eines Stichversuches wurde ebenfalls untersucht, wie sich eine H<sub>2</sub>-Beimengung zu Erdgas auf die Verbrennung auswirkt. Die Flammengeschwindigkeit wird bei niedrigen H<sub>2</sub>-Konzentrationen verhältnismäßig gering angehoben, erst höhere Anteile bewirken eine deutliche Beschleunigung der Energieumsetzung. Die Ergebnisse der durchgeführten Messungen konnten die von der Simulation errechneten Zusammenhänge bestätigen, insbesondere wurde der Effekt zur Beschleunigung der Zündung durch den Wasserstoff deutlich.

## 6.2 Erdgas-Direkteinblasung

Ähnlich wie bei modernen Benzinmotoren ist auch bei Erdgas mit Hilfe der Direkteinblasung in den Brennraum ein deutlicher Technologiesprung möglich. Besonders in Hinblick auf eine Wirkungsgradsteigerung über Entdrosselung sowie eine Anhebung der spezifischen Leistung ist die innere Gemischbildung mit Ladungsschichtung zielführend.

Wie bei allen Otto-DI-Verfahren mit inhomogener Gemischbildung ist die Art der Schichtung des Kraftstoffs auch bei Erdgas der entscheidende Faktor für Wirkungsgrad und Emissionen. Einerseits muss gewährleistet werden, dass sich an der Zündkerze zündfähiges Gemisch befindet, andererseits ist für einen geringen Wandwärmeverlust eine kompakte Verbrennung mit Abstand zu den Brennraumwänden erwünscht.

Bei Gas-Direkteinblasung ergibt sich allerdings im Vergleich zu Benzin eine noch einmal erhöhte Anzahl von Freiheitsgraden, da einige Einschränkungen wie etwa Wandanlagerungsphänomene wegfallen. Im Gegenzug dazu führt z.B. der hohe Eindringimpuls des Strahls, resultierend aus dem überkritischen Druckverhältnis in den Austrittsöffnungen der Düse und dem Kraftstoffvordruck, zur Ausbildung turbulenter Gemischbildungsvorgänge. Wegen der im Bereich des Düsenaustrittes auftretenden hohen Strömungsgeschwindigkeiten ist eine gezielte Positionierung des Kraftstoffs hier mit entsprechenden Schwierigkeiten behaftet. Die verwendeten Hochdruckinjektoren müssen zusätzlich einen relativ großen Strömungsquerschnitt aufweisen, um die entsprechende Menge Kraftstoff in den Brennraum einbringen zu können, und damit den gesamten Lastbereich abzudecken.

Auch am Gasmotor sind strahl- und wandgeführte Brennverfahren denkbar, wie frühere Untersuchungen von Kirchweger [68] gezeigt haben. Im Gegenzug sind luftgeführte Brennverfahren schwierig zu realisieren, da man die hohen Drehzahlen, die zur gezielten Umlenkung des Gasstrahles erforderlich sind, im realen Motorbetrieb nicht erreicht [73].

Weiters ist auch die aktuell vorhandene Datenbasis noch vergleichsweise klein, somit ergibt sich die Notwendigkeit, über Messungen einen Einblick und ein tieferes Verständnis zu den innermotorischen Vorgängen zu gewinnen. Das Hauptaugenmerk dieser Versuchsreihe lag neben der Analyse der Ausgangssituation eines Gas-Brennverfahrens mit Direkteinblasung darauf, aus den Untersuchungsergebnissen eine Vorgehensweise für weitere Optimierungsschritte zur Brennverfahrensentwicklung ableiten zu können.

Zwei unterschiedliche Einflussparameter auf die Gemischbildung wurden untersucht, wobei zunächst der Einblasebeginn bei ansonst gleichen Randbedingungen (Einblasedruck, Luftverhältnis  $\lambda$  usw.) variiert wurde. Dabei wurde eine frühe, mittlere und eine späte Einblasung vermessen. Im Anschluss daran, wurde der Einfluss eines geänderten Einblasedruckes auf die Strahlausbreitung und -ausbildung sowie den Gesamtprozess untersucht. Diese Messungen wurden beispielhaft mit Erdgas durchgeführt, wobei anhand von Vergleichsmessungen mittels Wasserstoff, die Unterschiede in der Gemischbildung beider Kraftstoffe ebenfalls bewertet wurden. Den Abschluss des Kapitels bilden Messungen zum Flammeneigenleuchten, anhand derer, die Auswirkung einer homogenen und geschichteten Betriebsstrategie auf den Verbrennungsablauf analysiert wurde.

### 6.2.1 Einfluss Einblasebeginn auf Gemischbildung

Der Zeitpunkt der Kraftstoffeinblasung ist für den Gemischbildungs- und Verbrennungsprozess von entscheidender Bedeutung. Dies gilt besonders bei der Realisierung unterschiedlicher Gemischbildungskonzepte, wie etwa homogenen oder geschichteten Betrieb. Im Folgenden wird daher der Einfluss des Einblasezeitpunktes auf den Gemischbildungsprozess bei der Erdgas-Hochdruckeinblasung unter Verwendung der Tracer-LIF Methode untersucht.

#### **Folgender Betriebspunkt wurde vermessen:**

- Motordrehzahl:  $n = 1000 \text{ min}^{-1}$
- Einblasedruck:  $p = 150 \text{ bar}$
- Das Luftverhältnis beträgt:  $\lambda = 1.0$
- Der Zündzeitpunkt liegt bei  $16^\circ \text{KW}$  vor OT
- Saugrohrdruck:  $p_{\text{saug}} = 765 \text{ mbar}$  (da angedrosselt)
- Alle Untersuchungen wurden mit dem seitlich am Zylinderkopf eingebauten Injektor durchgeführt, der mit einer  $8 \times 0.4 \text{ mm}$  Düse ausgestattet war

Um den Einfluss des Einblasebeginns auf die Gemischbildung feststellen zu können, wurde eine frühe ( $\text{EB} = 120^\circ \text{KW}$  vor OT), mittlere ( $\text{EB} = 60^\circ \text{KW}$  vor OT) und späte Kraftstoffeinblasung ( $\text{EB} = 35^\circ \text{KW}$  vor OT) betrachtet. Die Messungen wurden jeweils wieder in beiden Messebenen durchgeführt. Abbildung 6.21 zeigt das Ergebnis im vertikalen, Abbildung 6.22 horizontalen Lichtschnitt.

#### **Folgende Fragestellungen sollen anhand der durchgeführten Messungen beantwortet werden:**

- Wie sieht der allgemeine Ablauf der Gemischbildung bei einer Hochdruckeinblasung von Erdgas in den Brennraum aus? Gibt es besondere Vorgänge bzw. Effekte die auftreten und bei der Entwicklung eines derartigen Brennverfahrens zu berücksichtigen sind?
- Gibt es einen Zusammenhang zwischen dem Einblasebeginn und der Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt? Wie sieht die Gemischhomogenität zum ZZP aus bzw. ist es möglich, durch eine Verlagerung des Einblasezeitpunktes in Richtung OT eine Ladungsschichtung zu realisieren?
- Eine Variation des Einblasezeitpunktes führt auch zu wechselnden Randbedingungen während der Einblasung. Es stellt sich daher die Frage, welchen Einfluss insbesondere der Gegendruck im Brennraum auf die Strahlausbreitung bzw. Gemischbildung ausübt.

**Bei der Betrachtung der Bildreihen sind folgende Zusammenhänge zu berücksichtigen:**

- Bei der Betrachtung der Tracer-LIF Messungen in der Teilungsebene des Zylinderkopfes muss berücksichtigt werden, dass sich bei der verwendeten  $8 \times 0.4$  mm Düse nur zwei der insgesamt 8 Düsenbohrungen im Lichtschnitt befinden. Daher sind in den Aufnahmen nur der obere, in Richtung Zündkerze gerichtete Teilstrahl und der Strahl in Richtung Brennraummitte zu erkennen.
- In den Bildern sind teilweise Störeinflüsse aufgrund von Reflexionen des Laserstrahls oder des Fluoreszenzlichtes an Metall- oder Glasoberflächen auszumachen. Detail x in Abbildung 6.21 kann beispielsweise auf eine Reflexion des Laserstrahls an der Düsen spitze zurückgeführt werden. Detail y in Abbildung 6.22 zeigt eine Reflexion des Fluoreszenzlichts am Dach des Zylinderkopfes, insbesondere an den Ventiltellern.

Nach diesen allgemeinen Anmerkungen werden im Folgenden die Messergebnisse der Gemischbildungsuntersuchungen näher betrachtet.

### Frühe Einblasung

Bei der frühen Einblasung wird der Kraftstoff  $120^\circ\text{KW}$  vor OT, also unmittelbar nach dem Schließen der Einlassventile in den Brennraum eingeblasen (siehe Abbildung 3.2). Zu diesem Zeitpunkt liegen daher annähernd Umgebungsbedingungen vor.

Eine Betrachtung des Gemischbildungsvorgangs zeigt, dass zu Beginn der Einblasung die einzelnen Kraftstoffstrahlen aus der Düse austreten. Aufgrund der mechanischen Trägheit des Injektors ist allerdings zwischen der einsetzenden Nadelbewegung und der Injektoransteuerung ein gewisser Versatz zu verzeichnen. Dieser liegt in der Größenordnung von  $1^\circ\text{KW}$ , was bei  $1000 \text{ min}^{-1}$  ca. 0.16 ms entspricht.

Obwohl die Injektorgeometrie eine Mehrlochkonfiguration – mit dem Ziel der Erfassung eines möglichst großen Volumens im Dachbrennraum – aufweist, ziehen sich die Teilstrahlen kurz nach dem Austritt aus der Düse ( $1^\circ\text{KW}$  nach EB) zusammen. Dieser Sachverhalt ist auch aus der Literatur bekannt, und wurde von Nasr und Lai als sogenannter Coanda-Effekt bezeichnet [87]. Untersuchungen von beiden haben gezeigt, dass sich zwei parallele Freistrahlen, die sich in einem bestimmten Abstand zueinander befinden, gegenseitig beeinflussen. Erklären lässt sich dies dadurch, dass die hohen Relativgeschwindigkeiten in der Randschicht der Strahlen (Kraftstoff-Luft) lokale Unterdruckgebiete hervorrufen, sodass sich diese zusammenziehen. Aufgrund des geringen Winkels, den die Düsen-Bohrungen gegenseitig einschließen, kommt dieser Effekt bei dieser Düsen-Konfiguration zustande.

Auch das Anlegen der Kraftstoffstrahlen an das Brennraumdach, das im weiteren Verlauf der Einblasung auftritt ( $2^\circ\text{KW}$  nach EB), kann durch diesen Effekt erklärt werden [86]. Nasr und Lai haben ebenfalls festgestellt, dass sich ein wandnaher Strahl mit einer entsprechend hohen Geschwindigkeit an diese anlegt. Die dafür verantwortlichen Vorgänge sind wieder grundsätzlich ähnlich zu jenen, wie sie auch bei zwei parallelen Freistrahlen auftreten.

Der hohe Eindringimpuls des Strahls, resultierend aus dem überkritischen Druckverhältnis in den Austrittsöffnungen der Düse, bewirkt die Ausbildung einer starken Tumbleströmung.

Die Gemischwolke strömt entlang des Brennraumdaches über die Zylinderwand und den Kolbenboden (im nicht sichtbaren Bereich) zurück zur Einlassseite des Motors, wo auch der Injektor montiert ist.

Bei 8°KW nach EB ist das Einblaseereignis beendet, wobei sich wiederum ein Versatz von 1°KW zwischen der Einblasedauer entsprechend der Bestromung ( $ED = 1.25$  ms entspricht 7.5°KW) und der tatsächlichen Nadelbewegung ergibt. Zu diesem Zeitpunkt erkennt man ausgeprägte Wirbelstrukturen, welche durch die Strahl-Wand Interaktion hervorgerufen werden. Zwischen den fetten und mageren Bereichen existiert eine deutliche Grenze, was als Charakteristikum freier und wandnaher Strahlen gilt [114, 115]. Während sich die Gemischwolke weiter entlang den Brennraumwänden bewegt, durchmischt sich diese mit der umgebenden Luft und magert fortlaufend ab.

Aufgrund der langen Zeitspanne, die zwischen dem Einblasebeginn und der Zündung zur Verfügung steht, hat der Kraftstoffstrahl theoretisch gesehen relativ lange Zeit, um mit dem Strömungsfeld im Brennraum in Wechselwirkung zu treten. Die hier vorgestellten Ergebnisse veranschaulichen allerdings sehr deutlich, dass die Gemischbildung zur Gänze vom hohen Strahlimpuls geprägt wird. Das Gas kann dabei Machzahlen  $> 1$  (also Überschall) an der Düsenmündung erreichen, wie CFD-Simulationen zur Hochdruckeinblasung gezeigt haben [73]. Der hohe Eindringimpuls führt dazu, dass sich das Gas in der ersten Phase der Gemischbildung (bis ca. 8°KW nach EB) nur mangelhaft mit der Brennraumluft vermischt. Durch die Reibung, die aufgrund der permanenten Strahl-Wand-Interaktion auftritt, und der Abbremsung der Strömung durch die ruhende Umgebungsluft, stellt sich zum Zündzeitpunkt eine relativ gut homogenisierte Ladung ein. Lediglich in der Mitte des Brennraumes sind etwas höhere Kraftstoffkonzentrationen zu verzeichnen.

### **Mittlere Einblasung**

Bei mittlerer Einblasung wird der Kraftstoff erst 60°KW vor dem oberen Totpunkt in den Brennraum eingebracht. Dadurch steht deutlich weniger Zeit für die Durchmischung mit der Brennraumluft zur Verfügung als bei der frühen Einblasung. Beim Einblasebeginn liegt der Zylinderdruck etwa bei 2 bar, also doppelt so hoch wie zuvor. Betrachtet man den Gemischbildungsvorgang, dann läuft dieser wieder ähnlich ab als bei der frühen Einblasung.

Zunächst treten die einzelnen Gasstrahlen aus der Düse aus, dann ziehen sie sich zusammen und breiten sich als ein gemeinsamer Strahl in Richtung Zündkerze und weiter zur auslassseitigen Zylinderwand aus. Im Vergleich zur frühen Einblasung dringen hier die Kraftstoffstrahlen etwas langsamer in den Brennraum ein. Wie bereits bei den Untersuchungen zum Injektor-Strahlbild in Abschnitt 6.1.1 gezeigt, ist dies auf die höhere Dichte im Brennraum zurückzuführen.

Zusätzlich zeigen die Aufnahmen des vertikalen Lichtschnittes, dass der Querschnitt des Strahles hier deutlich geringer ausfällt. Der Strahl wirkt weniger füllig, und auch das maximale Kraftstoff/Luft-Verhältnis ist entsprechend geringer. Diese Tatsache ist auf die, bei höheren Drücken verbesserte Durchmischung des Strahles mit der Luft im Brennraum zurückzuführen. Auch Petersen [98], der Untersuchungen an einer Hochdruck/Hochtemperatur-Kammer mittels Schlieren-Messtechnik durchführte, kommt zum selben Schluss.

Weiters ist auffallend, dass eine kleine Kraftstoffmenge in der Nähe des Injektors verbleibt,

nachdem das Einblaseereignis beendet ist ( $8^\circ\text{KW}$  nach EB). Die Neigung dazu ist bei transienten Gas-Strahlen durchaus bekannt [114] und wurde ebenfalls bei instationären Einphasen-Flüssigstrahlen [63] und in der Gasphase von Dieselstrahlen [39] beobachtet. Die Ursache dafür liegt darin, dass es im Austrittsbereich der Düse zu einer Drosselung und damit Verlangsamung der Strömung während der Schließbewegung der Nadel kommt.

Durch das verkürzte Zeitfenster zwischen Einblasebeginn und Zündung findet keine vollständige Durchmischung von Kraftstoff und Brennraumluft statt, sodass sich deutliche Konzentrationsgradienten in der Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt ergeben. In beiden Messebenen gibt es eine etwas höhere Kraftstoffkonzentration in der Nähe der Injektorposition, was auf die Umlenkung der Gemischwolke an der Kolbenoberfläche zurückzuführen ist. Der Bereich um die Zündkerze ist hingegen am stärksten abgemagert. Die hohen Kraftstoffkonzentrationen im Quetschspalt lassen erhöhte Verluste durch Wärmeübergang vermuten.

### Späte Einblasung

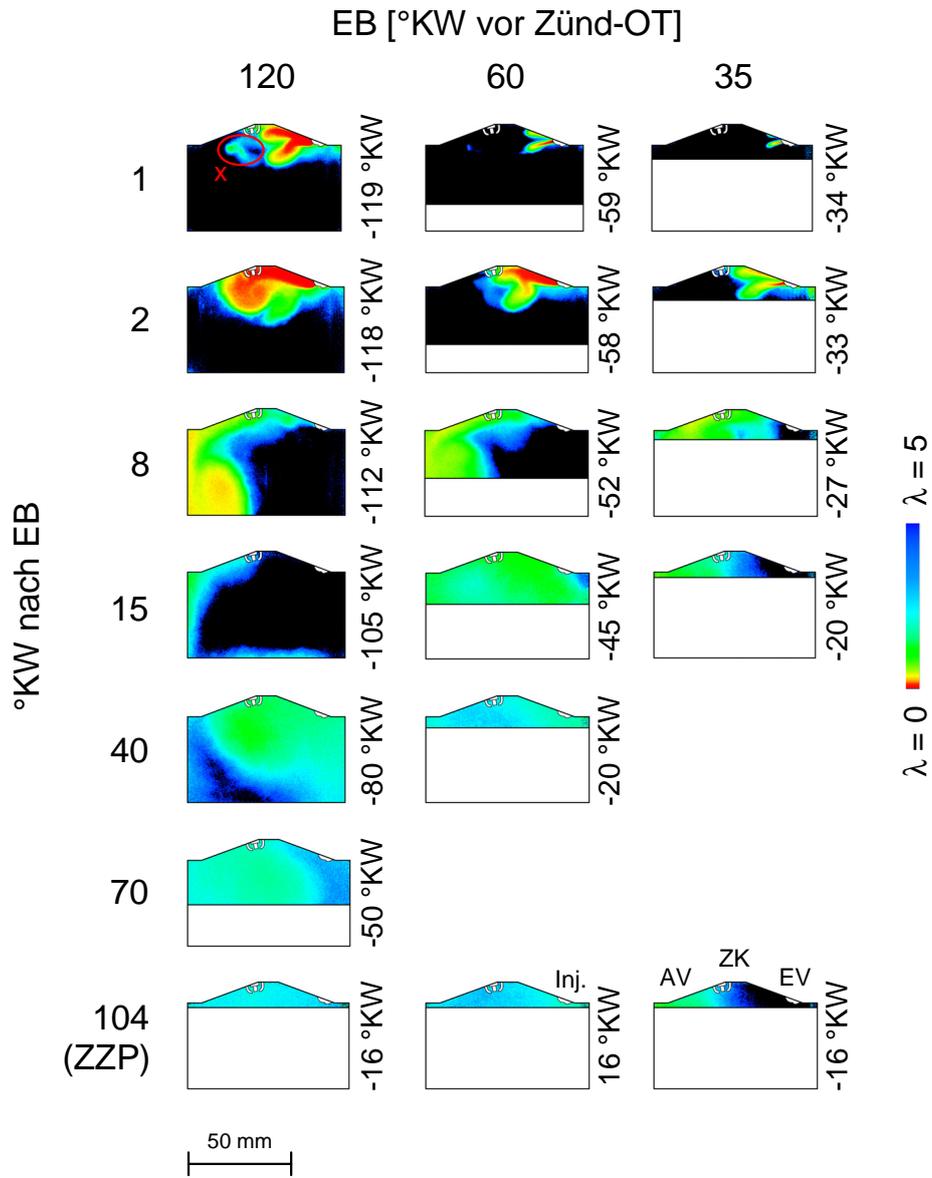
Bei der späten inneren Gemischbildung wird der Kraftstoff kurz vor dem Ende der Verdichtung in den Brennraum eingebracht (EB =  $35^\circ\text{KW}$  vor OT). Zu diesem Zeitpunkt beträgt der Zylinderdruck ca. 6 bar. Wenn man den Gemischbildungsvorgang betrachtet, dann läuft dieser grundsätzlich ähnlich ab wie bei früher und mittlerer Einblasung. Im direkten Vergleich dringen die Kraftstoffstrahlen aufgrund der höheren Dichte allerdings noch langsamer in den Brennraum ein. Die kurze Zeitspanne zwischen Einblasebeginn und Zündung führt dazu, dass sich der Kraftstoff nicht vollständig mit der Luft im Zylinder durchmischen kann. Daraus resultiert eine Ladungsschichtung.

Nach dem Austritt aus der Düse breiten sich die Gasstrahlen zunächst über das Brennraumdach in Richtung der auslassseitigen Brennraumhälfte aus. Es kommt dabei zu einer Stauung am Quetschspalt, sodass das Gemisch an der Zylinderwand umgelenkt wird und zurück zur Einbauposition des Injektors strömt, was sehr deutlich in den Messungen in der Quetschspaltebene zu erkennen ist (vgl. Abbildung 6.22).

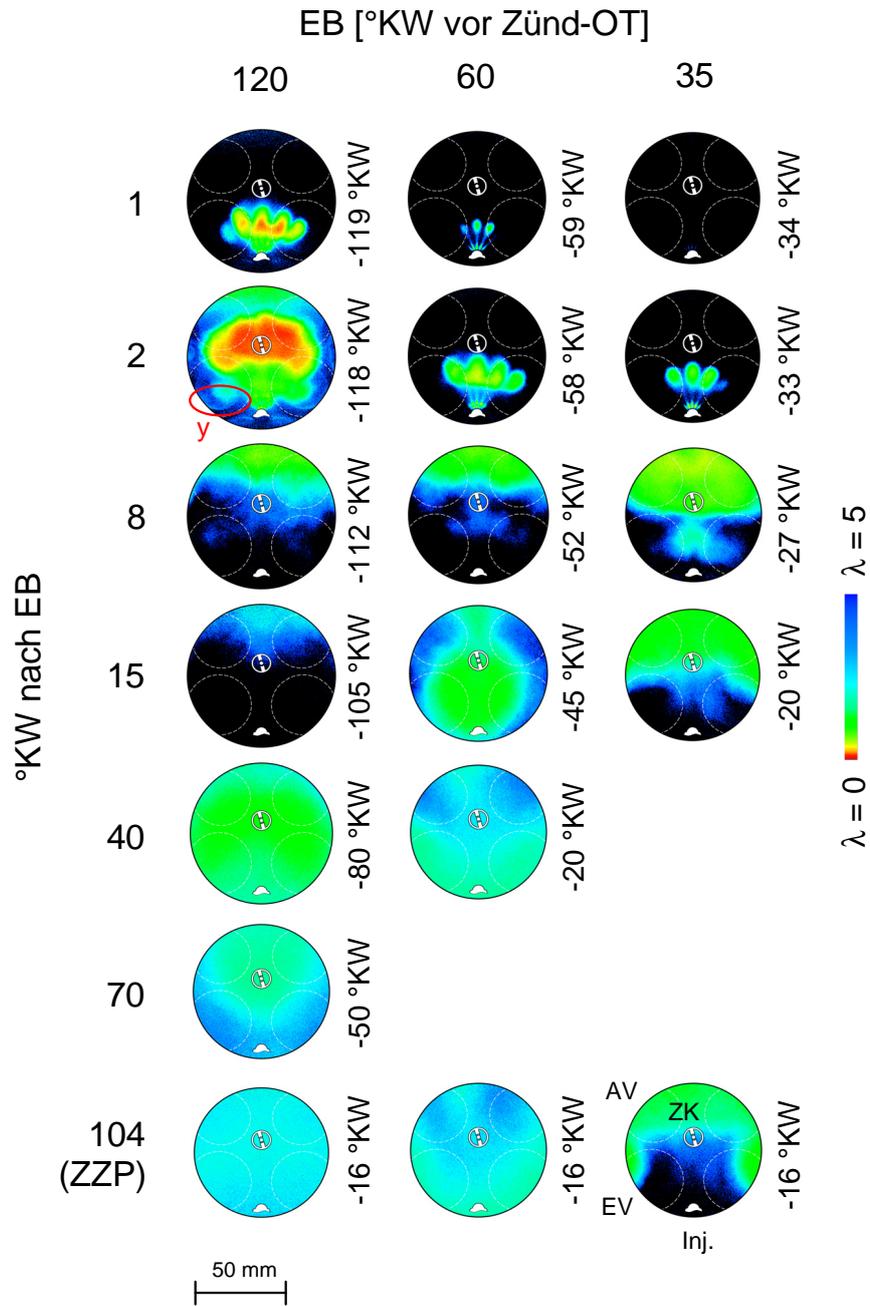
Die Ergebnisse zeigen sehr deutlich, dass die Kolbenposition enormen Einfluss auf die Gemischbildung ausübt, da mit der Kolbenoberfläche eine weitere potentielle Umlenkfläche für den Strahl zur Verfügung steht.

Trotz des erhöhten Gegendruckes im Zylinder führt der hohe Eindringimpuls des Strahls dazu, dass sich das Gemisch zum ZZP größtenteils in der auslassseitigen Brennraumhälfte und im Quetschspalt befindet. An der Zündkerze liegt ein relativ mageres Gemisch an, was deutliche Nachteile bezüglich der zyklischen Stabilität des Brennverfahrens bedeutet. Zusätzlich dürften auch die Wandwärmeverluste aufgrund der kraftstoffreichen Bereiche in Wandnähe sowie der hohen Strömungsgeschwindigkeiten ungünstig ausfallen.

Die Ergebnisse zeigen, dass eine Ladungsschichtung mit kraftstoffreichem Gemisch im Bereich der Zündkerze und mit umgebender, isolierender Luftschicht mittels der verwendeten Düsengeometrie kaum realisiert werden kann. Trotz des bei später Einblasung erhöhten Druckniveaus und der höheren Dichte im Zylinder – letztere hat sich wie gezeigt als der einflussreichere Parameter im Bezug auf die Abbremsung des eindringenden Strahls erwiesen – führt der hohe Eindringimpuls des Strahls zur Positionierung der Gemischwolke in der auslassseitigen Brennraumhälfte.



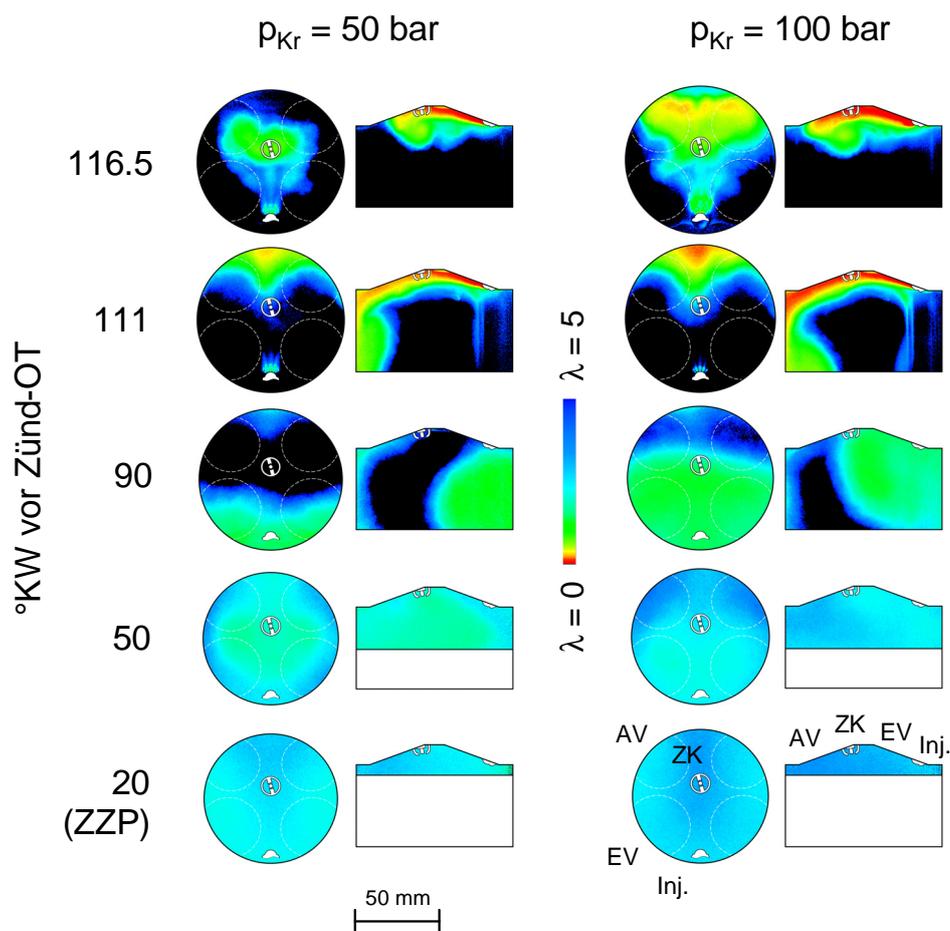
**Abbildung 6.21:** CH<sub>4</sub>/TMA-LIF Ergebnisse der Variation des Einblasebeginns in der Symmetrieebene des Zylinderkopfes ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p = 150 \text{ bar}$  und  $\lambda = 1.0$ ).



**Abbildung 6.22:**  $\text{CH}_4/\text{TMA}$ -LIF Ergebnisse der Variation des Einblasebeginns in der Quetschspaltebene des Zylinderkopfes ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p = 150 \text{ bar}$  und  $\lambda = 1.0$ ).

### 6.2.2 Einfluss Einblasedruck auf Strahlausbreitung und Gemischbildung

An dieser Stelle soll der Einfluss des Einblasedrucks auf die Strahlausbreitung und -ausbreitung sowie auf den Gesamtprozess untersucht werden. Für die Tracer-LIF Messungen wurde wieder der Injektor in der seitlichen Einbaulage mit der  $8 \times 0.4 \text{ mm}$  Düse verwendet. Der Motor wurde bei Volllast ( $\lambda = 1$ ) und einer Drehzahl von  $1000 \text{ min}^{-1}$  betrieben. Abbildung 6.23 zeigt die Ergebnisse für  $p_{\text{CH}_4} = 50 \text{ bar}_{\text{abs}}$  (links) und  $100 \text{ bar}_{\text{abs}}$  (rechts) bei einer frühen Kraftstoffeinblasung ( $\text{EB} = 120^\circ \text{KW}$  vor OT).



**Abbildung 6.23:**  $\text{CH}_4/\text{TMA}$ -LIF Ergebnisse der Variation des Einblasedrucks bei früher innerer Gemischbildung ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$  und  $\lambda = 1.0$ ).

Ersichtlich ist wieder der für diese Gemischbildungsvariante typische Ablauf der Gemischbildung. Bei beiden Messreihen verhalten sich die zwei in der Lichtschnittebene befindlichen Gasstrahlen während der gesamten Gemischbildung sehr ähnlich und dringen entsprechend dem Winkel der Düsenbohrung zunächst in den Brennraum ein. Wenige Grad KW später tritt wieder der zuvor angesprochene Coanda-Effekt ein, welcher zu einem Zusammenziehen der

Einzelstrahlen, bzw. zu einem Anlegen der Strahlen an eine nahe liegende Wand führt. Der untere Strahl klappt dadurch zum oberen Strahl hinauf. Der resultierende Strahl legt sich an die obere Brennraumwand an.

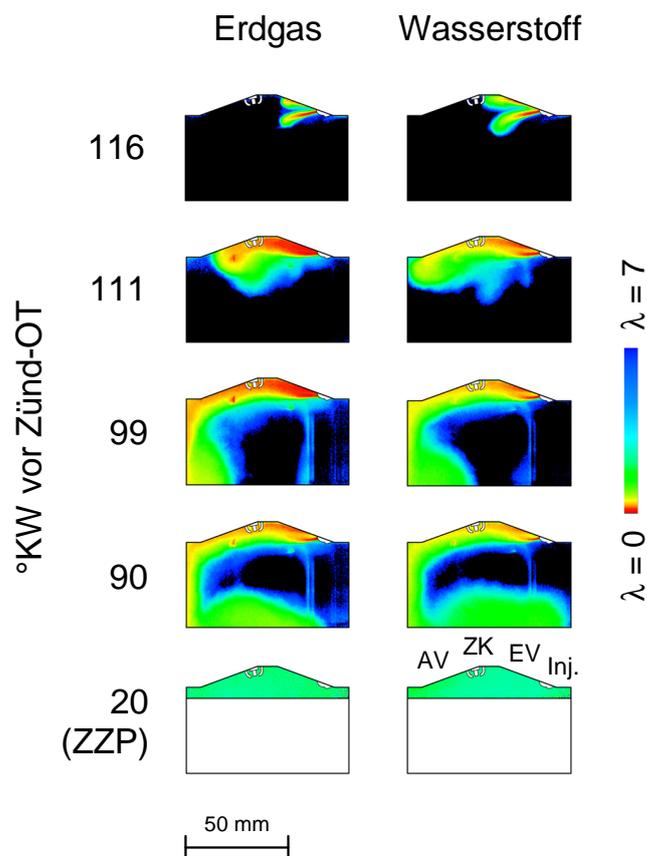
Die Gegenüberstellung zeigt, dass der Strahl mit dem höheren Druck etwas schneller in den Brennraum eindringt, was allerdings auch hier (zusätzlich zum höheren Eindringimpuls) zu einem gewissen Teil der Injektorcharakteristik zugeschrieben werden muss. Auch bei diesem Injektor wird die Öffnungsbewegung der Nadel durch den anliegenden Kraftstoffvordruck etwas unterstützt. Eine Druckzunahme bewirkt daher ein schnelleres Öffnen der Düsennadel, weshalb der Kraftstoff dann etwas früher aus der Düse austritt.

Weiters sind die Gasstrahlen beim höheren Vordruck etwas fülliger ausgeprägt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer Druckerhöhung die gleiche Kraftstoffmenge in kürzerer Zeit eingeblasen wird ( $ED = 2.5 \text{ ms}$  bei  $50 \text{ bar}_{\text{abs}}$  und  $1.25 \text{ ms}$  bei  $100 \text{ bar}_{\text{abs}}$ ), wodurch sich die Dichte im Strahl erhöht.

Im weiteren Verlauf zeigt sich die Bildung eines ausgeprägten Tumbles, die Erdgaswolke bewegt sich dabei entlang von Brennraumwand und Kolbenoberfläche (im nicht sichtbaren Bereich des Brennraums) weiter und erreicht nach einer vollen Umdrehung wiederum die Injektorposition. Durch die lange zur Verfügung stehende Zeit kann sich das Gemisch bis zum oberen Totpunkt weiter vermischen, zum Zündzeitpunkt herrscht bei beiden Varianten weitgehend homogenisiertes Gemisch vor.

### 6.2.3 Unterschied zwischen Erdgas und Wasserstoff bei der Hochdruckeinblasung

Im Folgenden soll der Frage nachgegangen werden, wie sich die Strahlcharakteristik sowie der Ablauf der Gemischbildung bei der Hochdruckeinblasung von Wasserstoff und Erdgas unterscheiden. Zu diesem Zweck wurden wieder Messungen mit der  $8 \times 0.4$  mm Düse durchgeführt. Das Luftverhältnis ( $\lambda = 1.3$  bei  $1000 \text{ min}^{-1}$ ), der Einblasedruck ( $50 \text{ bar}_{\text{abs}}$ ) und der Einblasbeginn ( $120^\circ \text{KW}$  vor OT) wurden dabei konstant gehalten. Das Ergebnis der Untersuchungen ist in Abbildung 6.24 dargestellt.



**Abbildung 6.24:** Ergebnisse der Variation des Kraftstoffes:  $\text{CH}_4/\text{TMA}$ - und  $\text{H}_2/\text{TMA}$ -LIF Ergebnisse bei früher innerer Gemischbildung ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ,  $\lambda = 1.3$  und  $p = 50 \text{ bar}$ ).

Ersichtlich ist wieder der für diese Einblasekonfiguration typische Ablauf der Gemischbildung. Der zuvor beschriebene Coanda-Effekt tritt in beiden Fällen praktisch zeitgleich auf, und auch das Strahlbild im weiteren Verlauf zeigt ein ähnliches Verhalten.

Aufgrund der unterschiedlichen Stoffeigenschaften beider Kraftstoffe muss berücksichtigt werden, dass der Mengen- bzw. Volumenstrom durch den Injektor, und damit auch der Eindringimpuls jeweils verschieden sind (da  $p = \text{konst.}$ ). Um diesen konstant zu halten, müsste

der Kraftstoffdruck von Erdgas um rund 4% (von 50 auf 51.7 bar) angehoben werden. Wie bereits die Ergebnisse bei der Druckvariation (Abbildung 6.24) gezeigt haben sind die zu erwartenden Unterschiede bei der Strahlausbreitung und Gemischbildung derart gering, dass diesbezüglich darauf verzichtet wurde.

Berechnet man auf Basis isentroper Strömungen idealer Gase [100], die Geschwindigkeit im engsten Strömungsquerschnitt der Düse (Düsenbohrungen), dann ist jene von Wasserstoff um den Faktor von ca. 2.9 höher. Dies ist auch in der Gegenüberstellung ersichtlich, da der Wasserstoff sichtbar schneller in den Brennraum eindringt.

Die Gasstrahlen sind bei Erdgas im Vergleich zu Wasserstoff weiters etwas fülliger ausgeprägt. Dies ist darauf zurückzuführen, da Wasserstoff aufgrund seiner geringen Dichte, ein deutlich größeres Volumen wie Erdgas bei der Gemischbildung einnimmt. Aufgrund der langen Zeitspanne zwischen Einblasebeginn und Zündung, liegt jeweils ein gut homogenisiertes Kraftstoff/Luft-Gemisch zum Zündzeitpunkt vor. Die Messungen mit Wasserstoff zeigen allerdings etwas höhere Kraftstoffkonzentrationen in der auslassseitigen Brennraumhälfte.

Insgesamt kann man feststellen, dass die zugrundeliegenden Vorgänge bei der Hochdruckeinblasung von Wasserstoff und Erdgas ähnlich ausfallen. Daher führt auch die Variation der Parameter Einblasedruck und -zeitpunkt zu identischen Tendenzen bei der Strahlausbreitung und Gemischbildung.

#### 6.2.4 Verbrennungsuntersuchungen bei homogenem und geschichtetem Betrieb

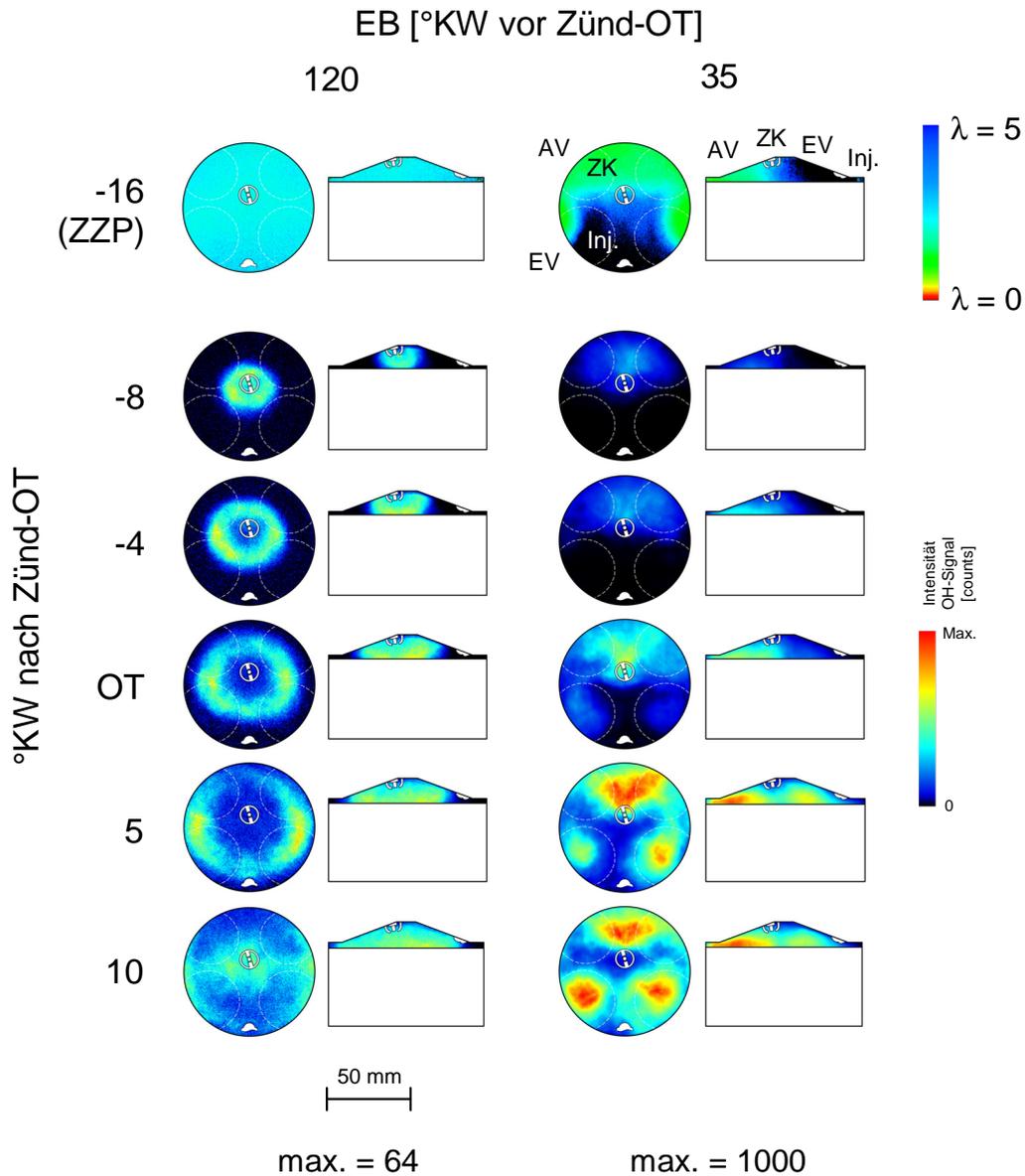
##### Allgemeiner Ablauf der Verbrennung

Nach der Darstellung der Gemischbildungsuntersuchungen anhand der Tracer-LIF Messtechnik, soll in diesem Abschnitt näher auf die Auswirkungen der homogenen sowie geschichteten Betriebsstrategie auf die Verbrennung eingegangen werden. Hauptziel dabei sollte das bessere Verständnis der Korrelation zwischen der Gemischbildung, d.h. der Ladungszusammensetzung zum Zündzeitpunkt, sowie der darauf stattfindenden Verbrennungsvorgänge sein. Anhand der Ergebnisse soll es ebenfalls möglich sein, weitere Kriterien zur Beurteilung der Ladungsschichtung zu erhalten, und damit eine Bewertung der verwendeten Konfiguration zu ermöglichen.

Zu diesem Zweck wurden Messungen des Flammeneigenleuchtens im UV zur Charakterisierung der Verbrennung bei beiden Gemischbildungsvarianten durchgeführt. Durch das Aufzeichnen der OH-Flammenstrahlung ist es so möglich, Informationen über den örtlichen und zeitlichen Fortschritt der Verbrennung abzuleiten. Auf diese Weise kann die gesamte Wirkkette der motorischen Gemischbildung und Verbrennung, ausgehend von der Gemischverteilung, bis hin zur Flammenentstehung sowie Flammenausbreitung abgebildet werden.

Das Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen ist in nachstehender Abbildung 6.25 dargestellt. Die linke Bildreihe zeigt die Flammenausbreitung im Homogenbetrieb durch die Einblasung des Kraftstoffes unmittelbar nach dem Schließen der Einlassventile ( $EB = 120^\circ KW$  vor OT). In den Aufnahmen rechts ist zum Vergleich die Verbrennung bei geschichtetem Kraftstoff/Luft-Gemisch ( $EB = 35^\circ KW$  vor OT) dargestellt. Die Aufnahmen des Flammeneigenleuchtens sind dabei den Ergebnissen der Gemischbildungsuntersuchungen zum Zündzeitpunkt (obere Bildreihe) gegenübergestellt. Aufgrund der deutlich stärkeren Lichtemission

(OH-Signalintensität) bei der Verbrennung des geschichteten Gemisches, sind diese Bilder mit einer Farbpalette von 0 bis 1000 counts skaliert (Homogenbetrieb: 0 bis 64 counts). Dies ist beim direkten Vergleich der beiden Bildreihen zu berücksichtigen. Die beiden Betriebspunkte sind gleich denen, die bereits in Abschnitt 6.2.1 betrachtet wurde, d.h. die Motorlast, Drehzahl sowie die Randbedingungen für die Einlassströmung sind jeweils identisch.



**Abbildung 6.25:** CH<sub>4</sub>/TMA-LIF (1. Zeile)- und Flammeneigenleuchten-Aufnahmen bei Variation des Einblasebeginns des 1. Pulses ( $n = 1000 \text{ min}^{-1}$  und  $\lambda = 1.0$ ).

Wenn man die Aufnahmen bei früher innerer Gemischbildung betrachtet, dann erfolgt die Flammenausbreitung entsprechend dem gut homogenisierten Gemisch nahezu gleichmäßig in alle Richtungen des Brennraums, bis die Flammenfront die begrenzenden Wände von Kolben, Zylinderkopf und Zylinder erreicht hat. Im Gegensatz zur Verbrennung bei äußerer Gemischbildung (vgl. Abbildung 5.15) erfolgt hier die Flammenausbreitung verstärkt zur einlassseitigen Brennraumhälfte, dort wo auch der Injektor positioniert ist (unten im Bild). Abgesehen von geringen Konzentrationsgradienten in der Kraftstoffverteilung zum Zündzeitpunkt, liegt die Ursache dafür in der Strömungsbewegung im Brennraum, die durch die Hochdruckeinblasung verursacht wird. Bei 4 °KW vor OT kann man in den Aufnahmen einen dunklen Bereich hinter der Flammenfront feststellen, der das bereits verbrannte Gas darstellt. Bei 10 °KW nach OT ist das gesamte Kraftstoff/Luft Gemisch (im sichtbaren Bereich des Brennraumes) von der Flamme vollständig erfasst.

Bei der späten Einblasung findet keine vollständigen Durchmischung des Kraftstoffes mit der Luft im Zylinder statt, das Gemisch befindet sich zum Zündzeitpunkt zum überwiegenden Teil in der auslassseitigen Brennraumhälfte. Im Bereich der Einbauposition des Injektors liegt nahezu reine Luft vor. Diese Ladungsschichtung bewirkt in Kombination mit der Ladungsbewegung im Brennraum eine lokal eingeschränkte Verbrennung.

Nach der Entflammung des Gemischs durch die Zündkerze, breitet sich die Flamme zunächst in Richtung des „fetten Pfades“ (obere Bildhälfte) aus. Die Flamme ist allerdings äußerst lichtschwach, was auf eine langsame Verbrennung schließen lässt. Durch die starke Schichtung sind hier Zonen mit örtlichem Luftmangel entstanden, die dazu führen, dass der Kraftstoff, aufgrund der fehlenden Durchmischung, nicht vollständig reagieren kann. Bis etwa 8 °KW vor OT findet die Flammenausbreitung ausschließlich im Bereich der auslassseitigen Brennraumhälfte statt. Erst bei 4 °KW vor OT beginnt das Gemisch in der Mitte des Brennraumes zu entflammen, wobei der Abbrand über die von der Auslassseite kommende Flamme stattfindet. Mit fortschreitender Verbrennung erfolgt die Energieumsetzung deutlich schneller und damit lichtstärker. Dies kann auf die verbesserte Durchmischung während der Verbrennung bzw. auch auf das höhere Turbulenzniveau im Brennraum zurückgeführt werden.

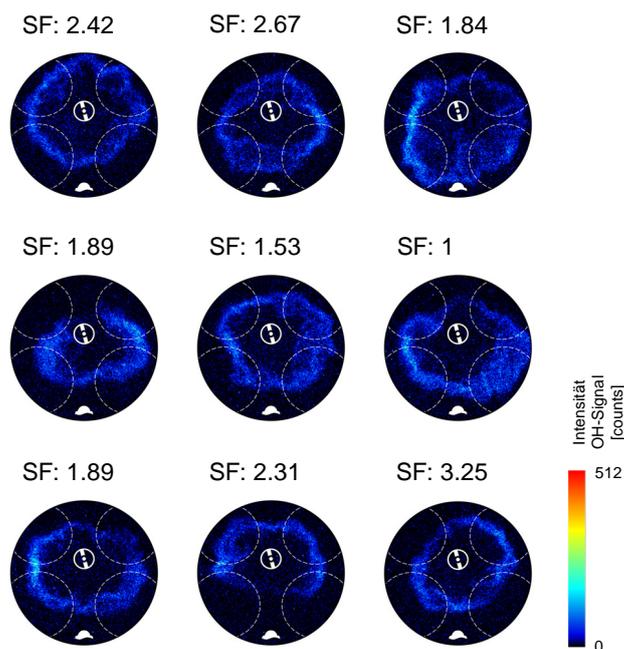
Da das Ende der Einblasung lediglich 10 °KW vor dem Zündzeitpunkt liegt, führen die immer noch hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraum dazu, dass die Flammenausbreitung deutlich stärker durch das Einblaseereignis beeinflusst wird, als es bei der frühen inneren Gemischbildung der Fall ist. Dies wird auch dadurch sichtbar, dass bei 7 °KW nach OT die Verbrennung plötzlich in einem Bereich einsetzt (in der Nähe des Injektors), wo sich zum Zündzeitpunkt kein Gemisch befunden hat. Die Erklärung dafür liegt darin, dass sich die, an der Auslassseite gestaute und umgelenkte Gemischwolke weiterhin in Richtung der Zylinderwand zur Einlassseite hin ausbreitet und auch entflammt.

Auch diese Untersuchungen bestätigen die bereits zuvor getätigten Annahmen, dass aufgrund der ungünstigen Gemischverteilung und auch der intensiven Ladungsbewegung im geschichteten Betrieb, erhöhte Wandwärmeverluste aufgrund der wandnahen Verbrennung zu erwarten sind.

### Zyklische Stabilität der Verbrennung

Wie bereits in Abschnitt 5.3.3 erläutert, ist der Verbrennungsprozess des Ottomotors teilweise starken zyklischen Schwankungen unterworfen, die den Motorbetrieb empfindlich stören können. Dazu gibt es eine Reihe von Untersuchungen, so hat z.B. Pischinger [102] gezeigt, dass insbesondere die Strömungsverhältnisse an der Zündkerze einen entscheidenden Einfluss auf die Zündung sowie die Zyklusschwankungen ausüben, da der Zündfunke im Extremfall sogar ausgeblasen werden kann. Abgesehen davon, spielen auch  $\lambda$ -Schwankungen eine Rolle, da eine Überschreitung der Zündgrenzen in der Regel zu Zündaussetzern führt, wie bei Pischinger [101] zu sehen ist.

Um festzustellen, wie es sich mit der Verbrennungsstabilität bei dieser Konfiguration verhält, wurden beide Betriebspunkte diesbezüglich vermessen. Abbildung 6.26 und Abbildung 6.27 zeigen das Ergebnis der Untersuchungen für homogenen und geschichteten Betrieb, wobei jeweils 9 von insgesamt 50 Einzelaufnahmen je  $^{\circ}$ KW dargestellt sind. Der Aufnahmezeitpunkt liegt im oberen Totpunkt, das sind  $16^{\circ}$ KW nach Zündung. Die zugrundeliegenden Mittelwertbilder, welche sich aus den 50 Einzelbildern zusammensetzen, können Abbildung 6.25 (4. Reihe) entnommen werden.



**Abbildung 6.26:** 9 Einzelaufnahmen Flammeneigenleuchten bei früher Einblasung des 1. Pulses, aufgenommen bei  $5^{\circ}$ KW ( $10^{\circ}$ KW nach Zündung).

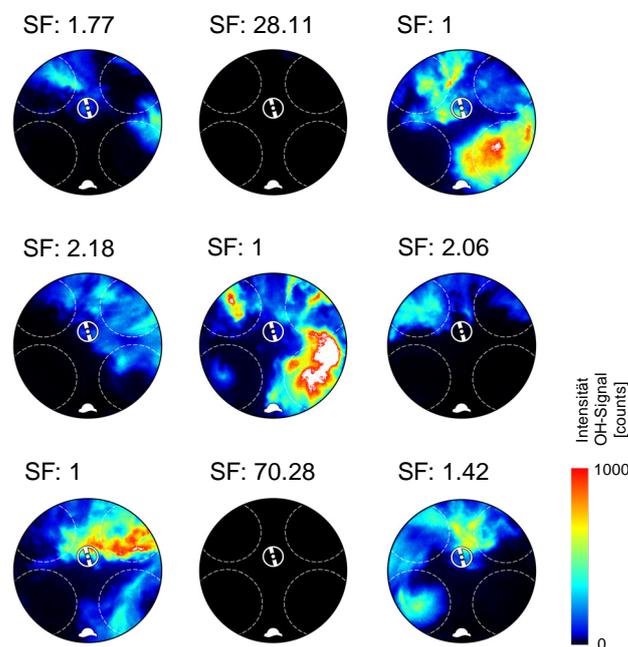
Die Aufnahmen im Homogenbetrieb zeigen dabei eine räumliche Verteilung der OH-Flammenstrahlung, die sich radial nach außen bewegt, und auch die Verteilung der Lichtemission

in der Flammenfront selbst ist nahezu symmetrisch.

Um anhand dieser Flammeneigenleuchten-Aufnahmen eine Quantifizierung der Verbrennungsschwankungen zu ermöglichen, und damit ein weiteres Kriterium zur Beurteilung dieser Konfiguration zu erhalten, ist über jedem Einzelbild ein sogenannter Skalierfaktor angeordnet. Bei dieser, von White [140] eingeführten Größe handelt es sich um einen Multiplikationsfaktor, der das Verhältnis der maximalen Bildintensität einer Aufnahme, zur Maximalintensität einer gesamten Bildserie (maximale Intensität der betrachteten Einzelbilder, hier 9) beschreibt.

Die Berechnung erfolgt durch Quotientenbildung, wobei die Maximalintensität der besagten Bildreihe durch die maximale Intensität der jeweils betrachteten Aufnahme dividiert wird. Für jede Aufnahme erhält man so einen Wert, der ein Maß für die zyklische Stabilität darstellt. Dies lässt sich dadurch veranschaulichen, dass die Intensität der OH-Flammenstrahlung mit der lokalen Wärmefreisetzung skaliert [121].

Bezieht man für die Betrachtungen thermodynamische Messgröße, wie z.B. die Wärmefreisetzungsraten mit ein, kann eine Korrelation zum SF-Wert hergestellt werden. Berechnet man die Standardabweichung der Wärmefreisetzung von den 9 betrachteten Zyklen, dann liegt diese bei ca. 2.33. Der COV des indizierten Mitteldruckes beträgt 1.07 (1.3 bei 50 Zyklen). Da diese Größen geringe Variabilitäten belegen, stehen auch SF-Werte bis beispielsweise 3.25 (3. Zeile, 3. Reihe in Abbildung 6.26) für eine stabile Verbrennung und folgedessen Flammenentwicklung und -ausbreitung.



**Abbildung 6.27:** 9 Einzelbildaufnahmen Flammeneigenleuchten bei später Einblasung des 1. Pulses, aufgenommen bei 5 °KW (10 °KW nach Zündung).

Im Gegensatz zum Homogenbetrieb, zeigen die Aufnahmen im Schichtbetrieb (Abbildung 6.27 eine deutlich größere Variabilität, die sowohl in der räumlichen Verteilung als auch in den Spitzenwerten der OH-Chemolumineszenz Intensität in Erscheinung tritt.

Dies wird auch anhand der berechneten Skalierfaktoren belegt, die Werte von über 70 annehmen (3. Reihe, 2. Zeile). Darüber hinaus belegt dieses Bild einen Zyklus mit Zündaussetzer, was ein Hinweis dafür ist, dass die Verbrennung bei dieser Konfiguration entsprechend instabil abläuft. Die großen Variabilitäten, die diesen Aufnahmen zu entnehmen sind, stimmen dabei mit erhöhten Schwankungen des indizierten Mitteldruckes überein (COV: 2.61).

Da die große SF-Variabilität auf verbrennungsrelevante Parameter (z.B Ladungsbewegung) sowie auf die Gemischverteilung zurückzuführen ist, besteht auch bezüglich der Stabilität des Brennverfahrens mit Ladungsschichtung bei dieser Konfiguration weiteres Verbesserungspotential

### Thermodynamische Analyse

Um weiter Aussagen zur Verbrennung bei dieser Konfiguration treffen zu können, wurden beide Betriebspunkte anhand des schnellen Heizgesetzes thermodynamisch analysiert. Die berechneten Heiz- sowie Zylinderdruckverläufe sind in nachstehender Abbildung 6.28 für den homogenen sowie geschichteten Betrieb dargestellt.

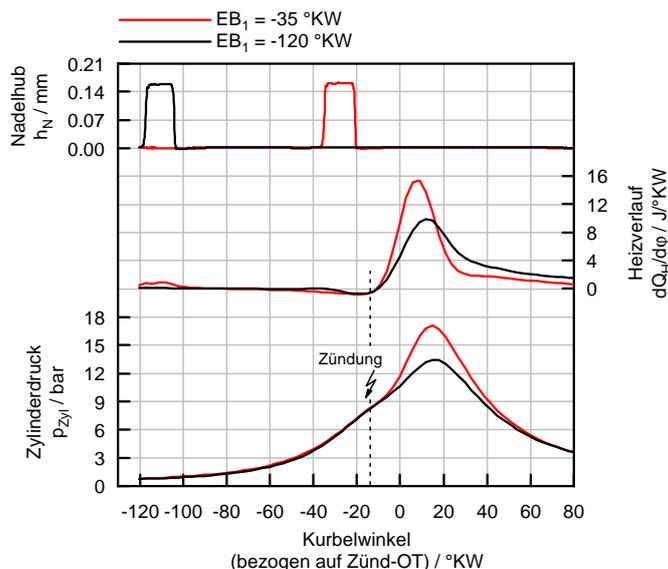


Abbildung 6.28: Indizierdaten: Einfluss Einblasebeginn.

Bei der frühen Einblasung kommt es zu einer langsameren Energieumsetzung als bei der späten Einblasung, was auf den mageren Bereich in Zündkerzennähe zum Zündzeitpunkt zurückzuführen ist. Dieser Sachverhalt zeigt sich auch in den Ergebnissen der optischen Messungen, da die Flammenstrahlung im Mittel etwa um das 10- bis 15-fache schwächer ausfällt als im geschichteten Betrieb. Das zum Zündzeitpunkt gut homogenisierte Gemisch führt dazu,

dass sich ein annähernd symmetrischer Heizverlauf einstellt, lediglich die Verschleppung der Verbrennung bewirkt diesbezüglich Abweichungen.

Bei der späten Kraftstoffeinblasung erfolgt die Energieumsetzung deutlich schneller. Dies ist auf das fette Gemisch an der Zündkerze bzw. auch auf das höhere Turbulenzniveau im Brennraum zurückzuführen. Die starken Inhomogenitäten in der Gemischverteilung führen auch dazu, dass der Heizverlauf etwas asymmetrischer ausfällt.

### 6.2.5 Fazit Erdgas-Direkteinblasung

Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen, vor allem die Einblasestrategie (frühe, mittlere und späte Einblasung) betreffend wurden durchgeführt und anhand der optischen Ergebnisse präsentiert.

Diese Ergebnisse zeigen, dass es bei früher innerer Gemischbildung zu einer guten Durchmischung des Kraftstoffes mit der Luft im Brennraum kommt. Da der Zeitraum zwischen Einblaseende und Zündzeitpunkt entsprechend groß ist, wird eine annähernd homogene Ladung verbrannt. Bei später Einblasung kommt es hingegen aufgrund der kurzen Zeitspanne zwischen Einblasebeginn und Zündung zu keiner vollständigen Durchmischung des Kraftstoffes mit der Luft im Zylinder. Das Gemisch befindet sich hauptsächlich in der auslassseitigen Brennraumhälfte gegenüber der Einbauposition des Injektors. Vor allem das sehr fette Gemisch in der Quetschfläche lässt hier auf höhere Verluste durch Wandwärmeübergang schließen.

Ein Vergleich der Verbrennung von früher und später Einblasung zeigt deutliche Unterschiede im Verbrennungsverhalten des Kraftstoff/Luft-Gemisches. Bei früher innerer Gemischbildung erfolgt die Ausbreitung der Flammenfront nahezu gleichmäßig in alle Richtungen. Der Grund dafür ist in der weitgehend homogenen Gemischzusammensetzung zum Zündzeitpunkt zu sehen. Die Ladungsschichtung bei später innerer Gemischbildung bewirkt eine vergleichsweise ungleichmäßige Flammenausbreitung. Die Verbrennung entlang des Brennraumdaches bzw. in der auslassseitigen Quetschfläche, deutet ebenfalls auf erhebliche Verluste durch Wandwärmeübergang hin.

Diese Erkenntnisse liefern bereits erste Ansätze für optimierte Gemischbildungskonzepte mit Ladungsschichtung. Ein rein strahlgeführtes Verfahren erscheint mit der eingesetzten  $8 \times 0.4$  mm Düsengeometrie aus aktueller Sicht wenig zielführend, da die hohen Eindringgeschwindigkeiten fast zwangsläufig zur Umlenkung an der Brennraum- bzw. Kolbenoberfläche führen.

Die wesentlichen Schritte in der Weiterentwicklung der eingesetzten Düsengeometrie liegen daher in der Reduktion des Eindringimpulses bei gleichzeitiger Steigerung der Durchflussraten. Dabei entsteht ein absehbarer Zielkonflikt in Bezug darauf, dass jeweils mit ein und derselben Injektorgeometrie sowohl große als auch kleine Gasmengen realisiert werden müssen.

Der Einsatz von innovativen Düsengeometrien wie z.B. einer sogenannten Schlitzdüse, die in der Arbeit von Messner [84] vorgestellt wurden, könnte hier ein vielversprechender Ansatz zur Bewältigung dieser Problemstellung sein. Grabner [46] und Wittman [143] favorisieren beispielsweise ein wandgeführtes Brennverfahren, bei dem das Gemisch durch eine gezielte Umlenkung an der Kolbenoberfläche an der Zündkerze positioniert wird.

Im Gegensatz zum Einblasezeitpunkt übt der Einblasedruck einen vergleichsweise geringen Einfluss auf die Strahlausbreitung sowie Gemischbildung im Brennraum aus. Zwei unterschiedliche Varianten mit 50 bar und 100 bar bei ansonst gleich bleibenden Randbedingungen (Ein-

blasebeginn, Luftverhältnis etc.) belegen diesen Sachverhalt. Da die Verdichtung des Kraftstoffes im realen Fahrbetrieb nicht zuletzt zu einer Minderung des Wirkungsgrades führt, ist eine Absenkung von Vorteil und anzustreben [46, 137].

Anhand eines Stickversuches wurde festgestellt, dass die Gemischbildung von Wasserstoff und Erdgas ähnliche Charakteristika aufweist, sofern Einblasedruck und Luftverhältnis konstant sind. Dies betrifft sowohl die Strahlcharakteristik als auch den Ladungszustand zum Zündzeitpunkt. Bei der Verbrennung sind natürlich deutliche Unterschiede zu erwarten, da die Stoffeigenschaften beider Kraftstoffe deutlich voneinander abweichen (Flammengeschwindigkeit, siehe Abschnitt 6.1.6). Dennoch zeigen diese ersten Ergebnisse, dass auch bei der H<sub>2</sub>-DI ähnliche Maßnahmen bestehen um beispielsweise eine Ladungsschichtung zu realisieren.

Auch die Arbeit von Skalla [124] bestätigt diese Zusammenhänge, der Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen an Wasserstoff, Erdgas und Wasserstoff/Erdgas-Gemischen durchführte. Insgesamt lässt sich feststellen, dass noch erheblicher Forschungs- und Entwicklungsbedarf besteht, um die Potenziale von gasförmigen Kraftstoffen bei direkter Einbringung in den Brennraum, ausnutzen zu können.

### 6.3 Wasserstoff-Direkteinblasung–Verbrennungssteuerung mittels Mehrfacheinblasung

Wasserstoff bietet die besondere Möglichkeit, die vorgemischte Verbrennung des Ottomotors mit der nicht-vorgemischten Verbrennung des Dieselmotors zum Zwecke einer Verbrennungssteuerung zu kombinieren. Während eine Teilmenge des Wasserstoffs typischerweise früh ein-geblasen und homogen vorgemischt mit der Zündkerze entflammt wird, bringt man die Restmenge für die anschließende mischungskontrollierte Verbrennung direkt in die Flamme ein [41, 46, 137].

Da es bei dieser Brennverfahrensvariante zusätzlich zu einer Diffusionsverbrennung am 2. Puls kommt, stellten sich ursprünglich einige neue Fragen, insbesondere in Hinsicht auf das Anbrennverhalten bzw. der Luftausnutzung der Strahlen. Bereits im Vorfeld wurde festgestellt, dass die Brennverläufe einzelner Betriebspunkte eine stark verschleppte Verbrennung zeigen, wodurch es zu Wirkungsgradeinbußen kommt (siehe Kirchweger [68]). Eine mögliche Erklärung dafür liegt im Vorhandensein überfetter Zonen im Brennraum, welche erst durch eine langsame Vermischung mit der umgebenden Luft umgesetzt werden können.

Aus diesem Grund wurde eine Messphase am optischen Motor durchgeführt, mit der diese und weitere Fragestellungen untersucht werden sollten. Das Ziel der Messkampagne war es daher, einen tieferen Einblick in die Vorgänge der Verbrennung zu erhalten, um eine gezielte Optimierung dieses Brennverfahrens zu ermöglichen bzw. eine solide Datenbasis für Vergleiche mit thermodynamischen Untersuchungen zu schaffen.

Bezüglich der Auswahl einer geeigneten Messtechnik bestand eine Anforderung darin, dass sowohl die vorgemischte, als auch die darauffolgende Diffusionsverbrennung am 2. Puls mit einem Messverfahren darstellbar sein sollte. Für die Analyse der vorgemischten Verbrennung können alle Verfahren eingesetzt werden, die bereits bei Einfacheinblasung verwendet wurden (Tracerverfahren, OH-LIF und Flammeneigenleuchten). Es gelten die jeweils gleichen Vor- bzw. Nachteile. Im Gegensatz hierzu eignen sich nicht alle Verfahren zur Visualisierung der Diffusionsverbrennung. So können z.B. keine Tracerverfahren eingesetzt werden, da sowohl die unverbrannte Zone als auch der eingeblasene Wasserstoffstrahl in ähnlicher Größenordnung leuchten, und somit keine eindeutigen Aussagen möglich sind. Aus diesem Grund wurden die Verfahren eingesetzt, die jeweils auf dem Nachweis der OH-Verteilung in der Flamme basieren – die OH-LIF- und OH-Chemolumineszenzmethode. Es existieren hier weder Unsicherheiten bezüglich des Verhaltens der zugesetzten Tracer, noch prinzipbedingte Schwächen bei der Untersuchung der Diffusionsverbrennung. Mit der Detektion der OH-Verteilung sind nicht nur Aussagen zur Bewegung der Flamme möglich, sondern die Intensität der Flammenstrahlung ermöglicht auch Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit der Verbrennung. Es ist in weiterer Folge auch möglich, Informationen bezüglich der Eindringtiefe der Kraftstoffstrahlen bzw. des noch unverbrannten Kraftstoffs zu erhalten.

### 6.3.1 Grundsatzuntersuchungen zur Einblasung in die Flamme

Das Ziel dieser Untersuchungen ist es, ein besseres Verständnis der Vorgänge bei einer Einblasung in die Flamme zu erhalten. Daher wurden zunächst Untersuchungen zur Diffusionsverbrennung am 2. Puls mittels OH-LIF, am Beispiel der zentralen Injektorposition ( $6 \times 0.46$  mm Düse) durchgeführt.

Dazu wurde ein Betriebspunkt mit homogener Gemischverteilung zum ZZP ( $20^\circ\text{KW}$  vor OT), d.h. früher Kraftstoffeinblasung des 1. Puls ( $\text{EB} = -120^\circ\text{KW}$ ),  $1000 \text{ min}^{-1}$  Drehzahl sowie 50 bar Einblasedruck vermessen. Um eine Beeinflussung der Verbrennung durch den Kolben möglichst auszuschließen, wurde ein sehr später Einblasebeginn vom 2. Puls ( $40^\circ\text{KW}$  nach OT) gewählt. Mit dem 1. Puls wurde ein Luftverhältnis von 3 eingestellt, das Summenluftverhältnis beträgt 1. Daher ergibt sich eine Massenaufteilung ( $m_{\text{Puls 1}}/m_{\text{Puls 2}}$ ) von  $1/3$ . Eine derartige „nach spät“-Legung der Verbrennung und damit des 50 %-Umsatzpunktes ist zwar bezüglich der Wirkungsgrad- und Emissionsnachteile für eine praktische Anwendung undenkbar, allerdings ist dies bei diesen Betrachtungen nachrangig.

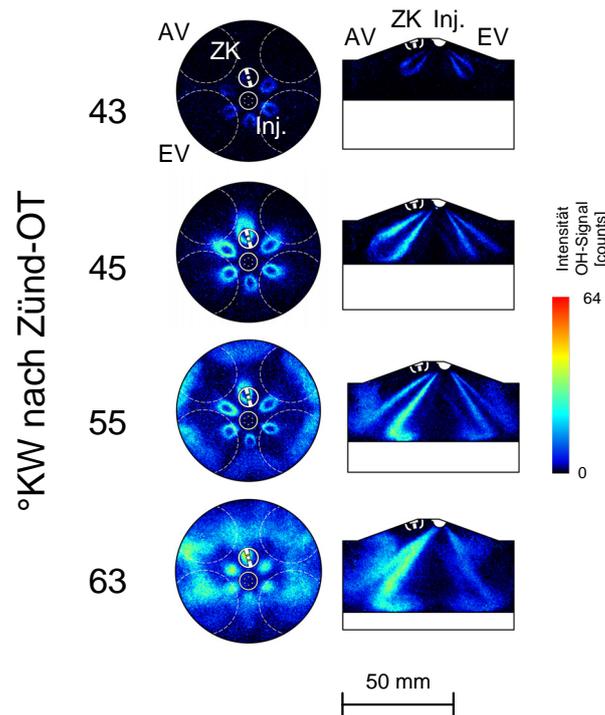
Die Ergebnisse werden in Abbildung 6.29 gezeigt, wobei auf eine Vermessung der Flammenausbreitung der vorgemischten Verbrennung verzichtet wurde. Die Darstellung der Bilder erfolgt mit Hilfe von Falschfarben, wobei die Farbpalette linear zwischen 0 und 64 counts skaliert. Die linke Bildreihe zeigt OH-LIF Messungen im vertikalen Lichtschnitt, rechts sind die Ergebnisse aus dem horizontalen Lichtschnitt dargestellt.

Betrachtet man die Aufnahmen im vertikalen Lichtschnitt, dann fällt die deutlich höhere Leuchtintensität des zur Auslassseite gerichteten Strahles (linke Bildhälfte) auf. Die Gründe hierfür können sehr vielseitig sein. So können z.B. höhere Temperaturen in der auslassseitigen Brennraumhälfte (verursacht durch heiße Auslassventile) zu einer rascheren Umsetzung des Wasserstoffes führen, wodurch wiederum mehr OH-Radikale produziert werden. Diese Annahme wird auch durch die Ergebnisse im Quetschspalt untermauert, da auch hier die Strahlen in der oberen Bildhälfte etwas lichtstärker brennen. Weiters können auch Inhomogenitäten des Laser-Strahlprofils, sowie eine etwas ungleichmäßige Ausleuchtung des Brennraumes diese Unterschiede hervorrufen bzw. zumindest verstärken. Die Spannvorrichtung für zentrale Einbaulage ermöglicht ebenso ein Verdrehen des Injektors, daher sind auch geringe Abweichungen vom vorgesehen Montagewinkel nicht auszuschließen.

Die Aufnahmen bei  $3^\circ\text{KW}$  nach EB ( $43^\circ\text{KW}$  nach OT) zeigen, dass die  $\text{H}_2$ -Strahlen gleichmäßig und sehr früh in der Nähe der Düse zünden, allerdings bewirken die hohen Strömungsgeschwindigkeiten eine, von der Düsenspitze abgehobene Diffusionsflamme. Erst mit dem Schließen der Düsennadel, und der darauf folgenden Verlangsamung der Strömung, entflammen die Strahlen vollständig bis zur Mündung ( $63^\circ\text{KW}$  nach OT). Die vorgemischte Verbrennung ist mit dem Beginn der Einblasung bereits vollständig abgeschlossen, nur die OH-Signale in der Nähe der Glasringoberfläche (vertikale Ansicht) lassen Rückschlüsse auf Verbrennungsreaktionen zu.

Bis zu jenem Zeitpunkt, an dem die Flamme die begrenzenden Brennraumwände bzw. die Kolbenoberfläche erreicht, zeigt sich die schmale Reaktionsschicht einer Diffusionsflamme („Flammenkeulen“). Die Prozesse von Mischung und Verbrennung laufen hier im Brennraum gleichzeitig ab. Aufgrund der OH-Verteilung, erfolgt die Verbrennung zunächst nur in dieser Randzone, wohingegen der Kraftstoff im Inneren der Strahlen, aufgrund der fehlenden Durch-

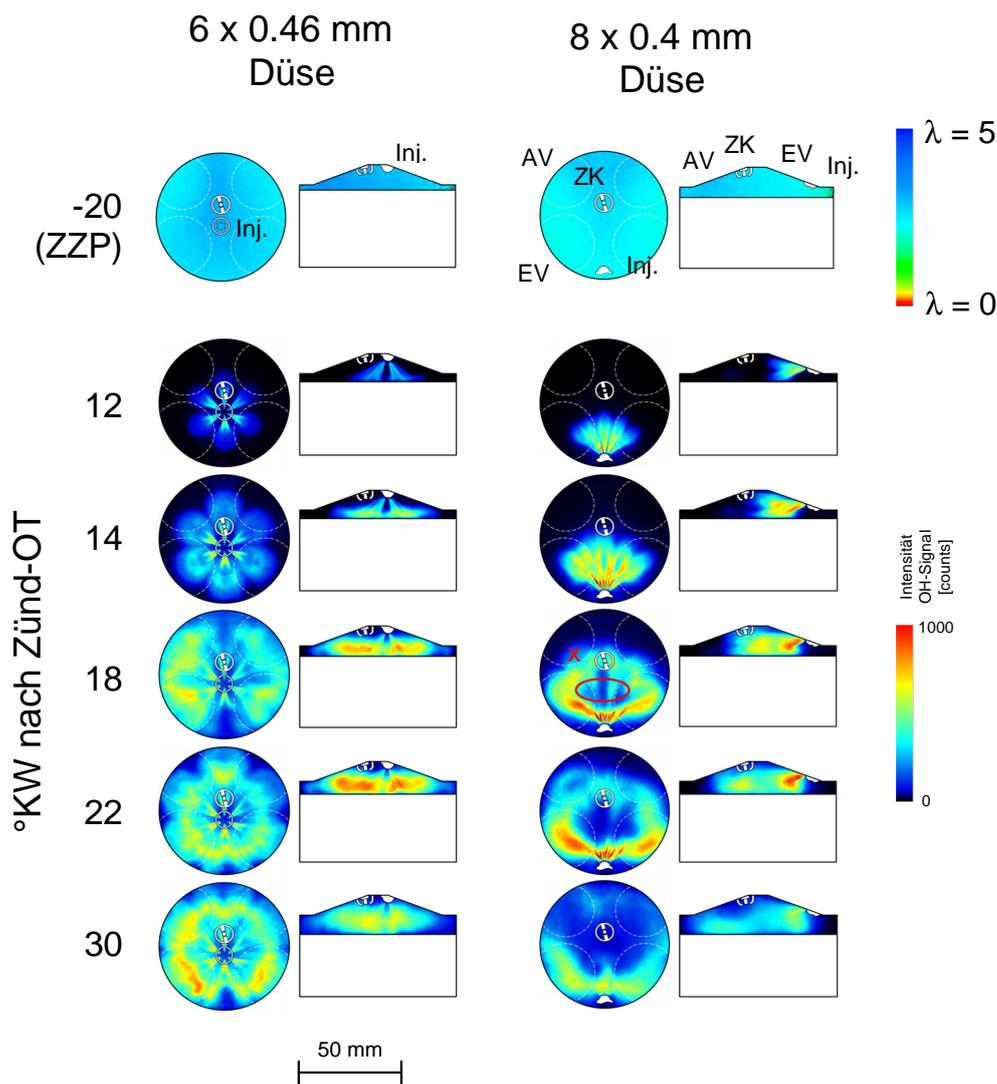
mischung nicht umgesetzt wird. Die Verbrennung scheint dabei entlang der Strahloberfläche deutlich intensiver zu sein, als an der Spitze des Strahls selbst. Dieses Verhalten ist auf die hohen Scherkräfte in diesen Randzonen zurückzuführen, die durch den hohen Strahlimpuls generiert werden [20]. Diese Scherkräfte fördern dabei die Durchmischung zwischen Kraftstoff und der Verbrennungsluft, sodass eine Steigerung vom Strahlimpuls (z.B. über Einblasedruck) zu einer Verbesserung der Luftausnutzung führt. Diese Wirkmechanismen finden sich auch in den Arbeiten von Espey und Kosaba [35, 72], die Untersuchungen an Diesel-Strahlen durchführten.



**Abbildung 6.29:** OH-LIF Aufnahmen bei Mehrfacheinblasung: Grundsatzzuntersuchungen zur Diffusionsverbrennung ( $EB_{\text{Puls } 1} = -120^\circ\text{KW}$ ,  $EB_{\text{Puls } 2} = 40^\circ\text{KW}$ ,  $p = 50 \text{ bar}$  und  $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ).

### 6.3.2 Variation von Düsengeometrie und Einbaulage des Injektors

Die wirkungsvollste Maßnahme zur Beeinflussung der Verbrennung bei Mehrfacheinblasung liegt in der Variation der Injektorposition bzw. Düsengeometrie begründet, da diese die Qualität des Brennverfahrens entscheidend beeinflussen [113]. Deshalb wurden Flammeneigenleuchten-Messungen mit seitlicher und zentraler Injektorlage durchgeführt, und die Ergebnisse in Abbildung 6.30 einander gegenübergestellt. Die linke Bildreihe zeigt die Untersuchungen mit der  $6 \times 0.46$  mm Düse, rechts sind jene mit der  $8 \times 0.4$  mm Düse dargestellt.



**Abbildung 6.30:**  $H_2/TMA$ -LIF (1. Zeile)- und Flammeneigenleuchten-Aufnahmen bei Mehrfacheinblasung: seitliche Lage vs. zentrale Lage des Injektors ( $EB_{Puls\ 1} = -120$  °KW,  $\lambda_{Puls\ 1} = 3$ ,  $EB_{Puls\ 2} = 10$  °KW,  $\lambda_{Puls\ 2} = 1$ ,  $p = 50$  bar und  $n = 1900$   $min^{-1}$ ).

Die Versuche erfolgten bei einer Drehzahl von  $n = 1900 \text{ min}^{-1}$ , um einerseits Ergebnisse nahe der Standarddrehzahl von  $2000 \text{ min}^{-1}$  zu erhalten, andererseits aber auch die max. Aufnahme- rate der Kamera mit 16 Hz (entspricht einer Drehzahl von  $1900 \text{ min}^{-1}$ ) besser ausschöpfen zu können. Da das größte Potential der Mehrfacheinblasung im Hochlast- bzw. Volllastbetrieb, also im  $\lambda = 1$ -Betrieb zu sehen ist, wurde für die Untersuchungen ein Summen-Luftverhältnis von ca.  $\lambda = 1$  mit dem 2. Puls eingestellt. Für eine gute Vorhomogenisierung des Gemisches wurde der erste Einblasepuls möglichst früh, d.h.  $120^\circ \text{KW}$  vor OT ( $\lambda = 3$ ) in den Brenn- raum eingebracht. Dieses magere Gemisch beginnt mit niedriger Umsatzrate zu brennen, wodurch in dieser Phase die  $\text{NO}_x$ -Bildung deutlich reduziert werden kann. Erst nach der Entzündung des ersten Gemisches ( $\text{ZZP} = 700^\circ \text{KW}$ ) wird die weitere  $\text{H}_2$ -Menge direkt in die Flamme eingeblasen. Der Einblasebeginn vom 2. Puls wurde bei  $10^\circ \text{KW}$  nach OT ge- setzt, der Einblasedruck beträgt 50 bar.  $m_{\text{Puls 1}}/m_{\text{Puls 2}}$  ist  $1/3$ . Um bei diesen Messungen den geforderten  $\lambda = 1$ -Betrieb unter Berücksichtigung der Betriebsgrenzen des optischen Mo- tors ( $p_{\text{Zyl}} = 60 \text{ bar}$ ,  $T_{\text{Agas}} = 400^\circ \text{C}$ ) ermöglichen zu können, war es notwendig, den Motor zu drosseln ( $p_{\text{saug}} = 765 \text{ mbar}$ ).

Wenn man die Aufnahmen in Abbildung 6.30 betrachtet, wird der Anschein erweckt, dass die Flamme in der vertikalen Ansicht aufgrund der höheren Lichtstärke intensiver brennt als in der Horizontalen. Diese Täuschung wird dadurch verursacht, da das Signal entlang der jeweiligen Blickrichtung integral erfasst wird, d.h. das Signal stammt jeweils aus unterschied- lichen Bereichen des Brennraumes. Allerdings können geringe prinzipbedingte Abweichungen dennoch entstehen, da sich der optische Weg des Lichtes (Abschnitt 4.2) bei beiden Varianten etwas unterscheidet (Spiegel, usw.).

Nach dem Austritt des Wasserstoffs aus der Düse, erfolgt zunächst, aufgrund der Expansion vom Einblase- auf den Brennraumdruck, das bereits beschriebene Aufplatzen der Strahlen. Aus Versuchen mit Dieseldieselkraftstoff geht hervor [100], dass die Entflammung dann zwischen den unteren und oberen Werten des Luftverhältnisses, welche die Zündgrenzen darstellen, in kraftstoffreichen Gebieten erfolgt. Mit zunehmender Temperatur erweitern sich diese Zünd- grenzen, wobei Inert- bzw. Restgasanteile aus der Vorverbrennung zu einer Herabsetzung der Reaktionsgeschwindigkeit führen. Im Vergleich zum Diesel sind hier allerdings erheblich hö- here Temperaturen erforderlich, um den Wasserstoff zu entzünden. Der vorgemischte Teil des eingeblasenen Kraftstoffs verbrennt nach dem entsprechenden Zündverzug spontan mit ho- hen Druckanstiegsraten. Nach dieser Pilotverbrennung folgt die diffusionskontrollierte, nicht vorgemischte Hauptverbrennung, deren Geschwindigkeit durch die Mischung der Reaktions- partner (Kraftstoff und Luft bzw. Restgas) bestimmt wird. Der Zündverzug, der von verschie- denen Faktoren abhängt (Brennraumdruck und -temperatur, Restgas, Zündwilligkeit, Art der Gemischaufbereitung, Strömungsfeld, etc.), ist hier so gering, dass dieser mit der möglichen  $1^\circ$ -Auflösung der Kamera nicht darstellbar ist.

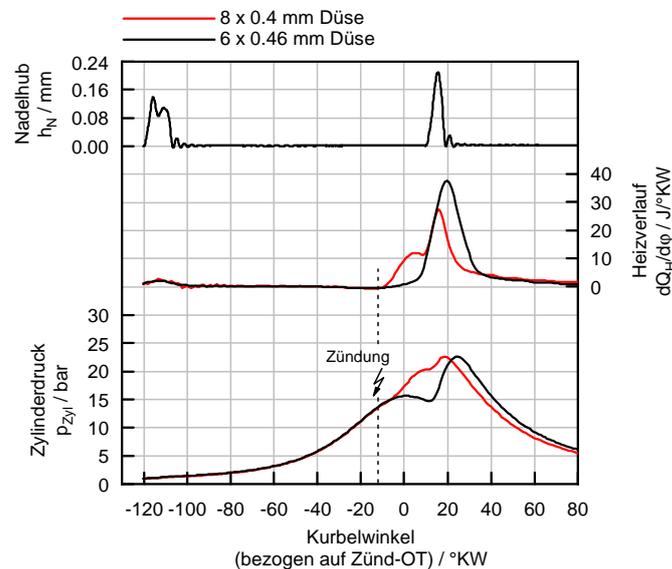
Die Bildreihe der  $6 \times 0.46 \text{ mm}$  Düse zeigt bereits  $2^\circ \text{KW}$  nach Einblasebeginn (EB =  $10^\circ \text{KW}$  nach OT), wie die Strahlen an der Kolbenoberfläche auftreffen, und dadurch radial und axial im Brennraum umgelenkt werden. Dadurch erhöht sich das Oberflächen- zu Volumenver- hältnis der Flamme, wodurch sich die Luftausnutzung der Strahlen entsprechend verbessert. Die dunkleren Bereiche zwischen den Flammenkeulen der hin- und rückströmenden Strahlen kennzeichnen Zonen mit unverbranntem oder langsam verbrennendem Kraftstoff. In den Auf- nahmen ist zusätzlich zu erkennen, dass sich die Flammenfront des reflektierten Anteils mit

zunehmender Einblasedauer radial vergrößert bzw. radial nach außen wandert. Dies hängt damit zusammen, dass sich auch der Staupunkt mit der Kolbenposition ändert. Mit dem Ende der H<sub>2</sub>-Einblasung, wo auch aufgrund der Drosselung der Strömung im Nadelsitz der Düse eine Abnahme der Geschwindigkeit im Düsenaustritt erfolgt (30 °KW nach OT), sind kaum unverbrannte Bereiche zu erkennen.

Auch bei der seitlichen Einbaulage ist eine massive Beeinflussung der Flammenausbreitung aufgrund der Kolbenposition während der Einblasung zu erkennen. Weiters ist eine teilweise Wandführung des Kraftstoffs bzw. eine Interaktion der Strahlen mit dem Brennraumdach auch in dieser Konfiguration kaum vermeidbar. Bereits 14 °KW nach OT, also 4 °KW nach EB, sind die einzelnen Strahlen an der Oberfläche voll entflammt, wobei die zur Brennraummitte gerichteten Teilstrahlen am Kolben auftreffen. Betrachtet man die Aufnahme bei 18 °KW, so zeigen sich bereits erste dunkle Bereiche in der Mitte des Brennraumes, die für den unverbrannten Kraftstoff stehen.

Aufgrund der lichtschwachen Verbrennung im Dachbrennraum (Detail x) kann man auf eine ungünstigen Gemischaufbereitung bzw. Luftausnutzung der Strahlen in diesem Bereich schließen. Durch den hohen Strahlimpuls strömt der Wasserstoff in Richtung Auslassseite, ohne sich allerdings ausreichend mit der Luft im Brennraum zu vermischen. Auch das bereits gezeigte Zusammenziehen bzw. Anlegen der Strahlen an das Brennraumdach kann anhand der schwachen Energieumsetzung in diesem Bereich festgestellt werden. Selbst gegen Ende der Einblasung (30 °KW nach OT) dürfte ein erhöhter Anteil an unverbranntem Kraftstoff vorliegen.

Die entsprechenden Indizierdaten der beiden Betriebspunkte sind in nachstehender Abbildung 6.31 dargestellt.



**Abbildung 6.31:** Indizierdaten: seitliche Lage vs. zentrale Lage des Injektors.

Der Heizverlauf bei der  $8 \times 0.4$  mm Düse steigt im Vergleich zur  $6 \times 0.46$  mm Düse deutlich schneller an, was zum Teil auf die etwas größere Einblasemenge zurückzuführen ist. Der Hauptgrund dafür liegt allerdings in der Gemischverteilung bzw. den Strömungsverhältnissen zum ZZP, die sich bei beiden Varianten etwas unterscheiden. Die  $8 \times 0.4$  mm Düse verursacht ein etwas fetteres Gemisch an der Zündkerze, wohingegen die  $6 \times 0.46$  mm Düse das Kraftstoff/Luft-Gemisch nahezu vollständig homogenisiert (siehe Abbildung 6.30).

Mit dem Beginn der zweiten Einblasung zeigt sich, dass die Umsetzung des Kraftstoffs bei beiden Varianten sofort mit dem Eindringen der Strahlen in den Brennraum beginnt, sodass die Brennrate fast analog der Nadelhubkurve verläuft. In der Energieumsetzung zeigen sich somit deutlich die Charakteristika einer nicht vorgemischten bzw. einer diffusionsdominierten Verbrennung. Nach dem Schließen der Düsenadel liegt in beiden Fällen eine deutliche Verschleppung der Verbrennung vor, die bis weit in die Expansion andauert.

#### 6.3.3 Homogener vs. geschichteter Betrieb

Diese Messreihe geht der Frage nach, wie sich eine Ladungsschichtung auf den Ablauf der Verbrennung bei einer Einblasung in die Flamme auswirkt. Um eine ausgeprägte Ladungsschichtung realisieren zu können, wurde der Wasserstoff so spät wie möglich (unter Berücksichtigung der zyklischen Stabilität), d.h. in diesem Fall bei  $40^\circ\text{KW}$  vor OT ( $\lambda=3$ ), in den Brennraum eingeblasen. Die Zündung des Kraftstoff/Luft-Gemisches erfolgt bei  $12^\circ\text{KW}$  vor OT. Weiters wurde ein Summen-Luftverhältnis von  $\lambda=1$  ( $m_{\text{Puls 1}}/m_{\text{Puls 2}}=1/3$ ) mit dem 2. Puls eingestellt, dessen Einblasebeginn im OT liegt. Der Injektor ist wieder mit der Mehrlochdüse ausgestattet ( $8 \times 0.4$  mm) und seitlich am Zylinderkopf montiert. Die Drehzahl beträgt  $1900 \text{ min}^{-1}$ , der Kraftstoffdruck liegt bei 50 bar.

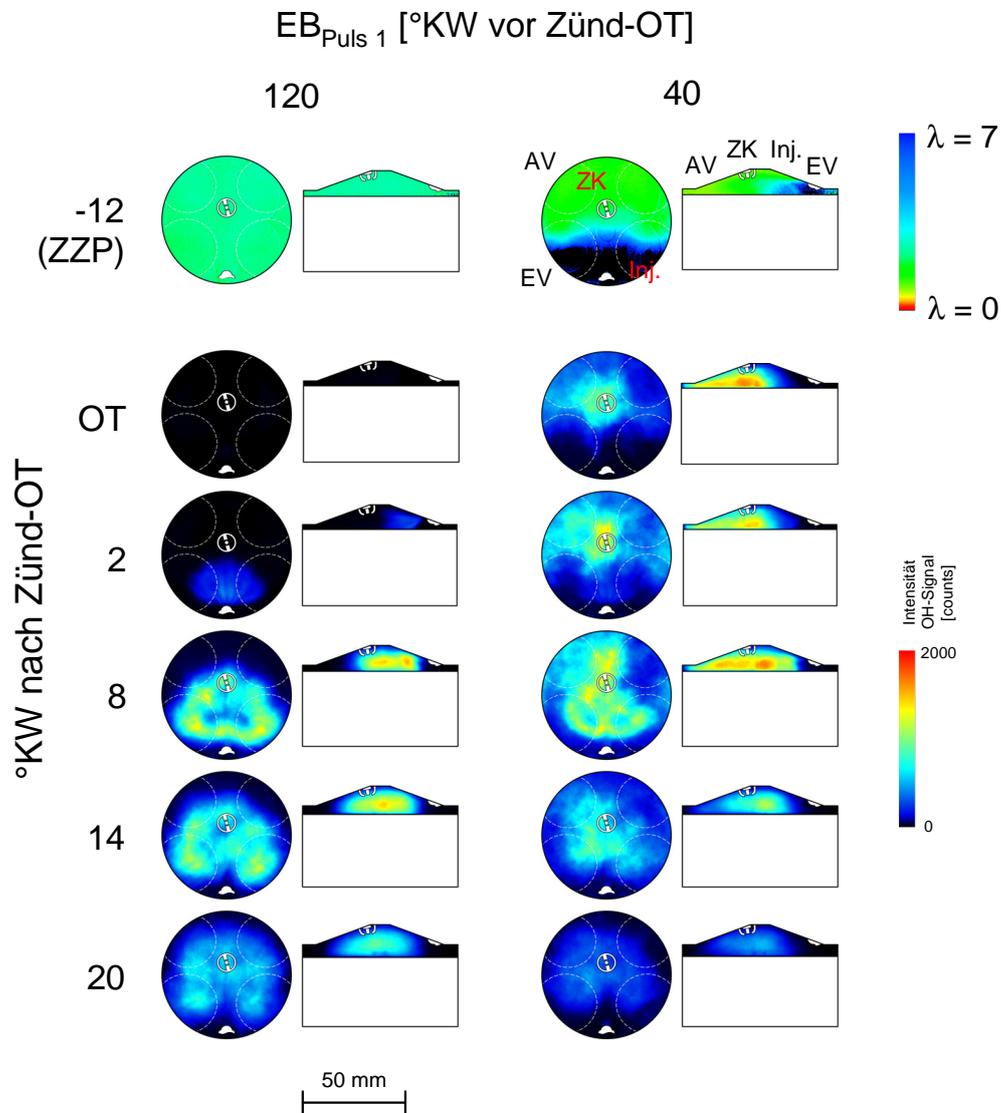
Um eine Vergleichsbasis bereitzustellen, wurde ein Betriebspunkt mit homogener Gemischverteilung ( $\text{EB}=-120^\circ\text{KW}$ ) bei ansonsten gleichen Randbedingungen vermessen, und den Ergebnissen im Schichtbetrieb gegenübergestellt (Abbildung 6.32). In der ersten Reihe ist die Gemischverteilung zum Zündzeitpunkt dargestellt, die weiteren Aufnahmen zeigen das Flammeneigenleuchten jeweils im homogenen (links) sowie geschichteten Betrieb (rechts).

Eine Betrachtung der Gemischverteilung bei später Einblasung zeigt, dass dieselben Tendenzen wie bei der Hochdruckeinblasung von Erdgas auftreten (siehe Abschnitt 6.2.1). Auch bei Wasserstoff führt der hohe Eindringimpuls der Strahlen dazu, dass sich das Gemisch hauptsächlich in der auslassseitigen Brennraumhälfte befindet.

Das Gleiche gilt für die Verbrennung, die wieder in Richtung der Auslassventile bzw. im Quetschspalt erfolgt. Augenfällig ist die lichtstarke Verbrennung bei später Einblasung, die auch hier auf eine rasche Umsetzung des Kraftstoffes zurückzuführen ist. Im Gegensatz dazu, liegt bei früher Einblasung wieder ein gut homogenisiertes Kraftstoff/Luft-Gemisch zum Zündzeitpunkt vor. Aufgrund der geringen Leuchtintensität der Flamme wird diese anhand der verwendeten Farpalette allerdings nicht sichtbar gemacht.

Die Aufnahmen im Schichtbetrieb im OT (entspricht Einblasebeginn) bzw.  $2^\circ\text{KW}$  danach zeigen trotz erfolgter Einblasung kaum Unterschiede in der Leuchtkraft der Flamme, nur in Düsennähe erkennt man die Verbrennung am 2. Puls. Erst mit fortschreitender Einblasung dringen die  $\text{H}_2$ -Strahlen tiefer in den Brennraum ein bzw. entzünden sich auch, wodurch die

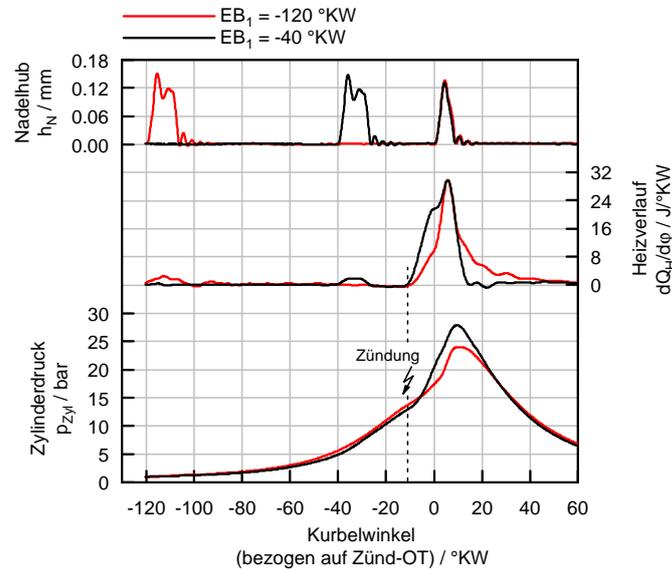
Kraftstoffumsetzung entsprechend zunimmt. Trotz des hohen Eindringimpulses der Strahlen, findet die Verbrennung überraschend zentral im Brennraum statt.



**Abbildung 6.32:**  $H_2/TMA$ -LIF (1. Zeile)- und Flammeneigenleuchten-Aufnahmen bei Mehrfacheinblasung: homogener vs. geschichteter Betrieb ( $\lambda_{Puls\ 1} = 3$ ,  $EB_{Puls\ 2} = 10$   $^{\circ}KW$ ,  $\lambda_{Puls\ 2} = 1$ ,  $p = 50$  bar und  $n = 1900$   $min^{-1}$ ).

## 6.3 Wasserstoff-Direkteinblasung–Verbrennungssteuerung mittels Mehrfacheinblasung

Durch das höhere Druckniveau im Zylinder, welches während der Einblasung im Schichtbetrieb vorliegt (siehe Abbildung 6.33), dürfte auch die Eindringtiefe des unverbrannten Kraftstoffes entsprechend abnehmen. Die zugrundeliegenden Indizierkurven dieser Betriebspunkte sind in nachstehender Abbildung 6.33 dargestellt.



**Abbildung 6.33:** Indizierdaten: homogener vs. geschichteter Betrieb.

Die hier dargestellten Heizverläufe bestätigen den bereits aus den optischen Untersuchungen bekannten Sachverhalt, dass die vorgemischte Verbrennung bei später Einblasung deutlich schneller erfolgt. Dies kann auf das fette Gemisch in Zündkerzennähe sowie den hohen Strömungsturbulenzen zurückgeführt werden. Mit der Einblasung in die Flamme folgen beide Heizverläufe, d.h. die Energieumsetzung direkt dem Nadelhubverlauf. Nach dem Schließen der Düsenadel zeigen sich ähnliche Brennraten, allerdings liegt bei früher Einblasung eine deutliche Verschleppung der Verbrennung vor.

### 6.3.4 Fazit H<sub>2</sub>-Mehrfacheinblasung

Diese ersten optischen Untersuchungen zur Mehrfacheinblasung haben hier gezeigt, dass beim Einsatz der  $8 \times 0.4$  mm Düse mit dem zweiten Puls nur ein Teil des Brennraums gut erfasst werden kann. So führt das bereits bei der Gemischbildung gezeigte Zusammenziehen bzw. Anlegen der Kraftstoffstrahlen an das Brennraumdach zu deutlichen Nachteilen in der Luftausnutzung. Die Folgen daraus sind überfette Zonen, in denen aufgrund des Sauerstoffmangels eine Verschleppung der Verbrennung eintritt.

Die wesentlichen Schritte in der Weiterentwicklung dieser Düsen-Konfiguration liegen in der Reduktion des Eindringimpulses bei gleichzeitiger Steigerung der Durchflussraten. Der Einsatz von innovativen Düsengeometrien wie z.B. der bereits angesprochenen Schlitzdüse könnte auch hier ein vielversprechender Ansatz zur Bewältigung dieser Probleme sein.

Auch der Einsatz der Standardkonfiguration mit zentraler Injektorposition ( $6 \times 0.46$  mm Düse) zeigt eine Verschleppung der Verbrennung, das Ausmaß ist jedoch aufgrund der besseren Luftausnutzung etwas geringer als bei der seitlichen Lage. Eine mögliche Verbesserung wäre durch eine Düsenvariante mit größerer Lochanzahl denkbar, bei der ein größeres Brennraumvolumen erfassen wird. Ziel sollte es auch sein, eine möglichst gute Durchmischung mit der Luft im Brennraum zu erzielen, bevor die Kraftstoffstrahlen auf begrenzende Wände wie z.B. die Kolbenoberfläche auftreffen.

Bereits die optischen Untersuchungen zur  $H_2$ -Selbstzündung von Prechtl [104] zeigten, dass mit einer großen Anzahl kleiner Bohrungen ein besseres Verhalten des Verbrennungsablaufs erzielt wird. Dies führt dann zu einer besseren Vorhomogenisierung des Gemisches, sodass sich ein besseres Entflammungsverhalten der Strahlen ergibt.

Anstatt der Mehrloch-Konfiguration in zentraler Lage könnten Düsengeometrien wie z.B. die sogenannte Rückstaudüse von Kirchweger [69] zu Verbesserungen führen. Gleich wie bei der Schlitzdüse kommt es hier zu einer deutlichen Absenkung des Eindringimpulses, wodurch ein günstiges Oberflächen- zu Volumenverhältnis der Strahlen entsteht. Die Grundidee ist dabei, über eine Umlenkung bzw. Verwirbelung der Kraftstoffstrahlen zu einer verlangsamten und kontrollierten Ausbreitung der Kraftstoffwolke zu gelangen.

Die Klärung der Frage nach der Eignung der angesprochenen Düsenvarianten für Mehrfacheinblasung bleibt an dieser Stelle jedoch offen und bietet zahlreiche Inhalte für weiterführende optische sowie thermodynamische Untersuchungen.

## 6.4 Validierung der 3D-CFD-Simulation

### 6.4.1 3D-CFD-Simulation

Das in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellte Tracer-LIF Messverfahren bietet die Möglichkeit, die im Brennraum einer Verbrennungskraftmaschine ablaufenden Vorgänge während der Gemischbildungs- und Verbrennungsphase sichtbar zu machen. Die lokale Auflösung ist im Falle der gezeigten LIF-Technik allerdings auf einen Lichtschnitt beschränkt, der lediglich zur Ausleuchtung einzelner Messebenen führt. Veränderungen am optischen Aufbau, beispielsweise zur Umstellung der Lichtschnitte, sind zwar machbar, aber aufgrund der geforderten Genauigkeit beim Justieren des optischen Weges sehr zeitraubend. Die 3D-CFD Simulation bietet einen nahezu uneingeschränkten Einblick in die innermotorischen Vorgänge in Bezug auf Ort und Zeit. Allerdings muss hier berücksichtigt werden, dass die CFD-Methode auf mathematischer Modellierung basiert, mit Hilfe derer ein möglichst genaues Abbild der Wirklichkeit erreicht werden soll. Kommerzielle Codes bieten hierfür eine Fülle von Modellen für die unterschiedlichsten Problemstellungen an [42, 55, 88, 136]. Um daraus für die Simulation von innermotorischen Vorgängen die richtigen auszuwählen und diese dementsprechend konfigurieren zu können ist ein Abgleich mit experimentellen Untersuchungen unumgänglich. Ist ein solches Setup jedoch gefunden, können mit Hilfe der CFD-Rechnung einerseits am Prüfstand auftretende Phänomene erklärt und quantifiziert und andererseits die Vorgänge im Motor hinreichend genau vorausberechnet werden. Dieser Prozess soll im Folgenden auszugsweise dargestellt werden.

### 6.4.2 Geometrie und Berechnungsgitter

Für die Berechnung eines motorischen Prozesses werden zwei Arten von Berechnungsgittern verwendet. Das Vollmodell erlaubt dabei die Berechnung des Ladungswechsels. Das bedeutet, dass sowohl die Kolben- als auch die Ventilbewegungen abgebildet werden müssen. Als Randbedingungen werden der Zylinderdruck sowie die Druckverläufe an jenen Stellen des Saug- bzw. Auspuffrohrs verwendet, an denen am real ausgeführten Motor Drucksensoren angebracht sind. Das Vollmodell liefert dabei zu jedem Zeitpunkt des Ladungswechsels Druck, Temperatur, Spezieskonzentration sowie die Turbulenzwerte im Brennraum. Diese Daten werden als Initialisierungsdaten für ein vereinfachtes Modell verwendet, mit dem Einblasung und Verbrennung berechnet werden. Dieses verzichtet zwar einerseits auf die Modellierung von Ansaug- und Auspuffrohr sowie der Ventile und deren Bewegung, muss aber andererseits die Injektorbohrungen mit hinreichender Auflösung abbilden. Dies steigert die Anzahl der Berechnungszellen signifikant, weswegen beim Vollmodell davon abgesehen wird.

### 6.4.3 (Turbulenz-) Modellierung

In jeder einzelnen Zelle dieser Berechnungsgitter werden dann im Laufe der Kalkulation die Grundgleichungen der Strömung gelöst. Darunter befinden sich beispielsweise die Massen-, die Energie- und die Impulserhaltungsgleichung. Die im Motor auftretenden Strömungen sind so gut wie immer turbulenter Natur. Um das Wesen der Turbulenz rechnerisch direkt erfassen zu können, wäre eine sehr feine örtliche und zeitliche Auflösung notwendig. Mithilfe der heute

zur Verfügung stehenden Rechenleistung ist eine solche Direkte Numerische Simulation (DNS) nur für sehr kleine Berechnungsgebiete überhaupt möglich – und das auch nur mit immensen Rechenzeiten. Für alle anderen Anwendungen – wie beispielsweise eben die Berechnung von Gemischbildung und Verbrennung innerhalb einer VKM – muss auf die Modellierung der Turbulenz zurückgegriffen werden. Dies geschieht üblicherweise durch Darstellung einer beliebigen turbulenten Größe zu jeder Zeit als Summe aus einem zeitlichen Mittelwert und einer davon abweichenden turbulenten Schwankungsgröße in folgender Form:

$$u(t) = \bar{u} + \acute{u}(t) \quad (6.4)$$

Setzt man in die zu lösenden Gleichungen diesen Ansatz ein, so erhält man unter anderem Produkte der zeitabhängigen turbulenten Schwankungsgrößen, die in erster Linie unbekannt sind. Mit Hilfe verschiedener Turbulenzmodelle wird versucht, diese unbekannt GröÙen zu modellieren und das Gleichungssystem damit zu schließen.

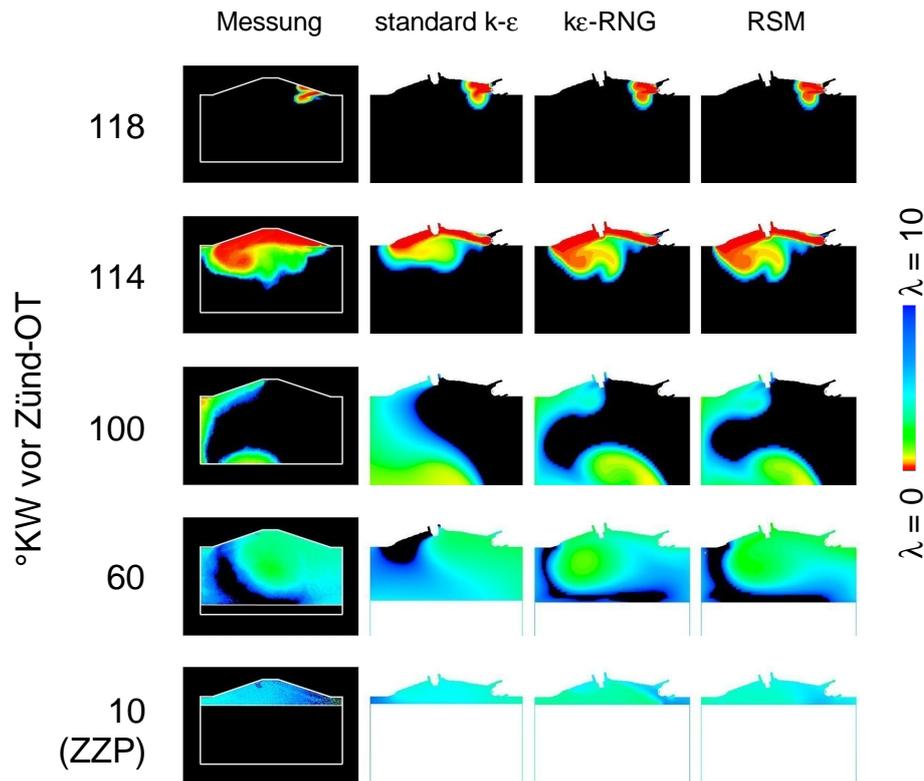
Im Folgenden soll anhand eines Betriebspunktes bei früher Einblasung ( $EB = 120^\circ\text{KW}$  vor OT) und einer Drehzahl von  $1000\text{ min}^{-1}$  der Einfluss des Turbulenzmodells auf das Berechnungsergebnis der Gemischbildung gezeigt werden. Der Injektor ist mit der  $8 \times 0.4\text{ mm}$  Düse ausgestattet und seitlich am Zylinderkopf montiert.

Abbildung 6.34 zeigt zu diesem Zweck für vier verschiedene Kurbelstellungen einen Vergleich zwischen mittels Tracer-LIF gemessenem und unter Anwendung von drei verschiedenen Turbulenzmodellen berechnetem Gemischbildungsprozess. Die Ergebnisse der CFD-Simulation wurden der Arbeit von Herrn Heindl [55] entnommen.

Für die Rechnung wurde neben einem Standard- $k\epsilon$  Modell – dieses wird in der Literatur als guter Kompromiss zwischen Genauigkeit, Stabilität und Berechnungszeit gehandelt – auch ein erweitertes, so genanntes  $k\epsilon$ -RNG Modell verwendet. Beide sind so genannte 2-Gleichungs-Modelle, das heißt, dass zusätzlich zu den Grundgleichungen lediglich zwei weitere Transportgleichungen gelöst werden müssen. Als drittes Modell wurde ein aufwändigerer Ansatz in Form eines Reynolds-Stress-Modells (RSM) gewählt. Dieses Modell ist im Gegensatz zu den vorgenannten in der Lage, die Richtungsabhängigkeit der Turbulenz – bedingt beispielsweise durch nahende Brennraumwände im Bereich des OT – zu berücksichtigen. Mit fünf zusätzlichen Transportgleichungen ist dieses Modell das deutlich rechenzeitintensivste.

Die Untersuchungen zeigen, dass bei den drei verwendeten Turbulenzmodellen durchaus Unterschiede in den Berechnungsergebnissen auftreten. Anhand dieser Bilder lässt sich deutlich erkennen, dass die beiden aufwändigeren Modelle eine wesentlich schärfere Trennung des Gemisches von der umgebenden Luft errechnen als dies bei Verwendung des Standard- $k\epsilon$  Modells der Fall ist, welches einen sanft verlaufenden Übergang von der Gemischwolke zur kraftstofffreien Zone vorhersagt. Dies steht bereits in strengem Widerspruch zur LIF-Messung. Am deutlichsten werden die Unterschiede zum Zündzeitpunkt (dargestellt im Bild unten), der ja den Ausgang für eine eventuell angeschlossene Verbrennungsrechnung bildet. Während das Standard- $k\epsilon$  Modell auf der Auslassseite (die dem seitlich eingebauten Injektor gegenüberliegende Seite im jeweiligen Bild links) ein mageres und auf der Einlassseite ein relativ fetteres Gemisch berechnet, zeigen sowohl Messung als auch die Rechnungen mit den beiden aufwändigeren Modellen genau das Gegenteil. In diesem Fall stimmen bei Anwendung des Standard- $k\epsilon$  Modells also nicht nur die absoluten Werte nicht, sondern es werden auch die Tendenzen

der Gemischbildung nicht richtig wiedergegeben. Eine darauf aufgesetzte Verbrennungsrechnung kann damit zwangsläufig nicht zum richtigen Ergebnis führen. Die beiden aufwändigeren Modelle sind hingegen sehr wohl in der Lage, die zuvor angesprochenen Tendenzen korrekt wiederzugeben. Bei genauerer Betrachtung ermittelt das  $k\epsilon$ -RNG Modell jedoch eine etwas zu scharfe Separierung zwischen fetter und relativ magerer Zone unter dem Injektor, während das RSM-Modell die gemessenen Verhältnisse nahezu perfekt abbilden kann.



**Abbildung 6.34:** Vergleich CFD-Simulation und H<sub>2</sub>/TMA-LIF Meßergebnisse bei Direkteinblasung (EB = -120 °KW,  $p = 140$  bar und  $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ ) [52].

Auch in der ersten Phase der Gemischbildung zeigen sich deutliche Gemeinsamkeiten in der Strahlausbreitung zwischen Simulation und Rechnung. Der Vorgang des Zusammenklappens der einzelnen Teilstrahlen zu einem Richtung Zündkerze strömenden Gesamtstrahl, bestätigt grundsätzlich die Richtigkeit der Rechnung. Die Unterschiede in den Ergebnissen der einzelnen Turbulenzmodelle sind allerdings sehr gering. Im Vergleich zur Messung findet dieser Vorgang allerdings deutlich schneller statt. Während bei den Messungen ein deutliches Auseinanderklappen der Teilstrahlen erfolgt, zeigt die Berechnung eine stärker in Richtung Zündkerze gerichtete Strahlausbreitung. Der untere, in den Brennraum gerichtete Teilstrahl ist in Wirklichkeit etwas stärker ausgeprägt als bei der Simulation. Die durch den hohen Eindringimpuls der Einblasung entstehende Tumbleströmung, wird durch die Simulation ebenfalls

entsprechend wiedergegeben. Im Rahmen dieser Untersuchung hat sich betreffend der Wahl geeigneter Berechnungsmodelle jenes für die Abbildung der Turbulenz als absolut bestimmend für den Verlauf der Gemischbildung herausgestellt. Die LIF Technik, eingesetzt am optischen Motor, hat sich dabei als exzellentes Werkzeug zur experimentellen Verifizierung der Berechnungsergebnisse erwiesen und schlussendlich zu einer dem Problem angepassten Wahl der Berechnungsmodelle und deren Konfiguration geführt.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird über den Methodeneinsatz bzw. die Entwicklungswerkzeuge bei der Entwicklung von Brennverfahren für gasförmige Kraftstoffe berichtet. Diese Entwicklungswerkzeuge können dabei entscheidend dazu beitragen, sowohl eine solide Datenbasis für die Brennverfahrensentwicklung zu liefern, als auch das grundsätzliche Verständnis für die Vorgänge im Gasmotor zu verbessern. Weiters erlauben die vorgestellten Methoden, effizient neue Konfigurationen und Gemischbildungsstrategien hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf das gesamte Brennverfahren zu untersuchen.

Aufbauend auf dem aktuellen Stand der Technik, wurden optische Messtechniken entwickelt, welche eine Analyse der Gemischbildung und Verbrennung am Gasmotor ermöglichen. Um die Gemischverteilung untersuchen zu können, wurde die Methode der laserinduzierten Fluoreszenz für den Betrieb mit Wasserstoff und Erdgas adaptiert. Entscheidend war dafür vor allem die Wahl einer geeigneten Tracersubstanz, welche durch die Zumischung zum Kraftstoff erst dessen Detektion erlaubt. Dabei muss gewährleistet sein, dass diese Substanz im gesamten Druckbereich gasförmig zugemischt bleibt, was durch entsprechend niedrige Konzentrationen ermöglicht wird. Gleichzeitig muss aber das Fluoreszenzsignal stark genug sein, um aussagekräftige Ergebnisse zu liefern. Die Wahl fiel deshalb auf einen bisher kaum genutzten, und daher auch nur begrenzt, bezüglich seiner Fluoreszenzeigenschaften, untersuchten Tracer Trimethylamin (TMA). Um die spektroskopischen Eigenschaften (z.B. Druck- und Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzintensität) von TMA festzustellen, wurde zunächst eine Tracercharakterisierung in einer Kalibrierkammer sowie im Motor vorgenommen. Die Grundvoraussetzung für einen Einsatz zur quantifizierten Messung der Kraftstoffverteilung – die Linearität des Signals zum Kraftstoff/Luft-Verhältnis – konnte ebenfalls bestätigt werden. Damit war es möglich, bereits bewährte Messroutinen zur Kalibrierung des LIF-Signals anzuwenden. Die Basis hierfür bilden Referenzaufnahmen an einem homogenen Gemisch mit bekannten  $\lambda$ -Werten, die im Anschluss an die Messungen mit den Aufnahmen bei Saugrohr- oder Direkteinblasung verrechnet werden. Als Ergebnis entstehen Bilder, welche die Luftverhältnis-Verteilung im jeweiligen Untersuchungsbereich orts aufgelöst darstellen.

Zu den besonderen Vorzügen dieses Tracers zählt die Tatsache, dass TMA bereits bei geringsten Konzentrationen ein starkes Fluoreszenzsignal liefert. Im Vergleich zu den meisten eingesetzten LIF-Tracern, bei denen teilweise Konzentrationen von bis zu 10 Vol.-% verwendet werden müssen, reichen bereits einige 100 ppm für ein starkes Fluoreszenzsignal aus. Damit ergeben sich bei TMA deutliche Vorteile bezüglich einer Änderung der gemischbildungs- und verbrennungsrelevanten Eigenschaften. Zusätzlich liegt TMA bei Umgebungsbedingungen gasförmig vor, weshalb sich weitere Vorteile bezüglich der Löslichkeit im Gastank ergeben. Dies bedeutet allerdings auch, dass sich TMA nicht für die Anwendung bei flüssigen Kraftstoffen eignet.

Im Gegenzug besteht am Gasmotor das Risiko, dass sich die Tracermoleküle aufgrund der Trägheit in der Strömung bzw. der sehr unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten vom Brenngas entmischen. Um dies zu untersuchen, wurden direkte Messungen zum Kraftstoff/Luft-Verhältnis mittels Raman-Spektroskopie durchgeführt und den Tracer/LIF-Messungen gegenübergestellt. Damit konnte gezeigt werden, dass trotz der großen Unterschiede in den physikalischen Eigenschaften von Tracer und Kraftstoff, keine nennenswerte Entmischung der beiden stattfindet.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten zusätzlich Messmethoden entwickelt werden, die eine Visualisierung der Verbrennung, im Speziellen der Flammenausbreitung, ermöglicht. Dazu wurden zunächst zwei Verfahren appliziert, die OH-LIF und die OH-Chemolumineszenz, welche jeweils auf dem Nachweis der OH-Verteilung in der Flamme basieren. Im Gegensatz zur OH-LIF, die eine Messung in ausgewählten Lichtschnittebenen ermöglicht, kann die bei der Verbrennung auftretende OH-Flammenstrahlung zur räumlichen Analyse der Flammenausbreitung verwendet werden. Angesichts des hohen Geräteaufwandes, der sich bei der OH-LIF ergibt, wurde eine neue Methode auf Basis eines zur Ansaugluft zugemischten Tracers entwickelt. Dabei wird ein Gemisch aus synthetischer Luft und TMA (5000 ppm) in das Saugrohr eingeblasen, welches sich anschließend homogen mit der Ansaugluft vermischt. Der Tracer wird mit der Ausbreitung der Flamme konsumiert, so dass die LIF-Aufnahmen eine Unterscheidung zwischen Frischgas und verbranntem Gas ermöglichen. Das bedeutet auch, dass die Flammenfront mit relativ einfachen technischen Mitteln darstellbar ist, und auch der Aufbau für die Gemischbildung bleibt weitestgehend erhalten. Eine entscheidende Frage beim Einsatz dieses Verfahrens war allerdings, ob der Tracer tatsächlich zum gleichen Zeitpunkt wie der Kraftstoff verbrennt, d.h. die Flammenfront entsprechend genau wiedergibt. Dies konnte anhand kombinierter OH-LIF und Tracer-LIF Messungen bestätigt werden, weshalb dieses Verfahren auch zum Patent angemeldet wurde.

Auf Basis dieser Methoden war es nun möglich, den Einfluss einzelner gemischbildungs- und verbrennungsrelevanter Parametern am Gasmotor darzustellen. Im Rahmen mehrerer Projekte wurden verschiedene Brennverfahrensvarianten untersucht, die Wasserstoff-Saugrohreinsbläsung sowie der Direkteinsbläsung von Wasserstoff und Erdgas.

Um eine Strahlbild-Analyse der am Motor eingesetzten Saugrohr-Injektoren zu bewerten, wurden zunächst Messungen in einer optisch zugänglichen Kammer durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass sowohl der Einblase- als auch der Gegendruck in der Kammer einen signifikanten Einfluss auf das Strahlbild, sowie das Eindringverhalten (Eindringtiefe, Strahlwinkel) ausübt. Darauf aufbauend, wurde der Einfluss der Einblasestrategie auf das Injektor-Strahlbild im Saugrohr, sowie die Gemischbildung und Verbrennung im Brennraum des Motors, analysiert. Diese Ergebnisse zeigen deutliche Unterschiede, je nach dem ob der Kraftstoff in die ruhende oder bewegte Ansaugluft eingeblasen wird. Anhand einer Kennzahl, welche die Gemisch-Homogenität beschreibt, ließen sich diese Unterschiede quantifizieren und damit bewerten.

Auch Untersuchungen zur Erdgas-Direkteinsbläsung, vor allem die Einblasestrategie betreffend wurden durchgeführt, und anhand der optischen Ergebnisse präsentiert. Auf Basis dieser Erkenntnisse zeigt sich deutlich, dass noch erheblicher Forschungs- und Entwicklungsbedarf

besteht, um die Potenziale von Erdgas bei direkter Einbringung in den Brennraum voll ausnutzen zu können. Es können aber bereits Richtungen zur Weiterentwicklung dieses Brennverfahrens aufgezeigt werden. Geometrische Änderungen in der Düsengeometrie erscheinen hier notwendig, um beispielsweise eine Ladungsschichtung mit kraftstoffreichem Gemisch im Bereich der Zündkerze und umgebender, isolierender Luftschicht realisieren zu können.

Einen Ansatz zur Optimierung eines H<sub>2</sub>-DI Brennverfahrens stellt die Einblasung des Wasserstoffs über mehrere Einblasepulse dar. Die für die Nutzung dieses zusätzlichen Freiheitsgrads erforderlichen Kenntnisse über die Vorgänge im Brennraum wurden mit Hilfe verschiedener Messmethoden erweitert. Über die Variation von Düsenposition und -geometrie konnte die Eignung verschiedener Einblasekonfigurationen für die Mehrfacheinblasung untersucht werden.

Neben der Analyse und Weiterentwicklung von Gemischbildungsverfahren kommt den optischen Methoden besondere Bedeutung, auch als Unterstützung für die CFD-Modellentwicklung zu. Angesichts der Variantenvielfalt und der großen Anzahl an Freiheitsgraden bei der Direkteinblasung gasförmiger Kraftstoffe ist der intensive Einsatz von Simulationswerkzeugen unumgänglich. Ein wichtiges Hilfsmittel hierfür stellt die 3-dimensionale CFD-Simulation dar. Allerdings besteht auch hier noch der Bedarf nach Verifizierung und Optimierung der vorhandenen Modelle. Dementsprechend wichtig ist der Abgleich der Berechnungsergebnisse mit realen Versuchsdaten, weshalb ebenfalls eine Validierung anhand optischer Messungen vorgenommen wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten Messverfahren entwickelt werden, die eine Analyse der Gemischbildung und Verbrennung an Gasmotoren ermöglicht. Diese Messtechniken sind allerdings nicht nur bei Wasserstoff und Erdgas einsetzbar, auch ein Übertrag auf anderen Kraftstoffe z.B. Gemische aus beiden ist möglich. Die Nutzung von H<sub>2</sub>NG-Gemischen bietet eine Reihe von Vorteilen bezüglich Infrastruktur, Speicherung und auch Kundenakzeptanz. Ergänzend zur Brückenfunktion zwischen Erdgas und Wasserstoff versprechen die Gemische vor allem Vorteile durch Emissionsabsenkung und durch Verbesserung verbrennungsspezifischer Parameter [33]. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieses Projektes bereits erste optische Untersuchungen durchgeführt, die vielversprechende Aussagen zum Brennverfahren liefern [54, 123]. Diese Erkenntnisse fließen auch in das im 7. Rahmenprogramm der EU geförderten Forschungsprojekt „InGas“ ein.



# Literaturverzeichnis

- [1] ABRAHAM, J. ; MAGI, V. ; MACINNES, J. ; BRACCO, F. V.: Gas Versus Spray Injection: Which Mixes Faster? In: *SAE-Paper* 940895 (1994)
- [2] ALDÉN, M. ; EDNER, H. ; HOLMSTEDT, G. ; SVANBERG, S. ; ; HÖGBERG, T.: Single-Pulse Laser-Induced OH Fluorescence in an Atmospheric Flame, Spatially Resolved With a Diode Array Detector. In: *Applied Optics* 21 (1982), S. 1236–1240
- [3] ANDRESEN, Peter ; MEIJER, Gerard ; SCHLÜTER, Harald ; VOGES, Heiner ; KOCH, Andrea ; HENTSCHEL, Werner ; OPPERMANN, Winfried ; ROTHE, Erhard: Fluorescence imaging inside an internal combustion engine using tunable excimer lasers. In: *Applied Optics* 29 (1990), Nr. 16, S. 2392–2404
- [4] ANDRESEN, Peter ; SCHLÜTER, Harald ; WOLFF, Dagmar ; VOGES, Heiner ; KOCH, Andrea ; HENTSCHEL, Werner ; OPPERMANN, Winfried ; ROTHE, Erhard: Identification and imaging of OH and O<sub>2</sub> in an automobile spark-ignition engine using a tunable KrF excimer laser. In: *Applied Optics* 31 (1992), Nr. 36, S. 7684–7689
- [5] ARNOLD, A. ; BUSCHMANN, A. ; COUSYN, B. ; DECKER, M. ; VANNOBEL, F. ; SICK, V. ; WOLFRUM, J.: Simultaneous Imaging of Fuel and Hydroxyl Radicals in an In-Line Four Cylinder SI Engine. In: *SAE-Paper* 932696 (1993)
- [6] ATKINS, Peter W.: *Physikalische Chemie*. 2. Auflage. Weinheim : VCH-Verlagsgesellschaft mbH, 1996
- [7] BARITAUD, T. A. ; HEINZE, T. A.: Gasoline Distribution Measurements With Plif in a SI Engine. In: *SAE-Paper* 922355 (1992)
- [8] BASSHUYSEN, Richard ; SCHÄFER, Fred: *Motorlexikon*. Internet (<http://www.motorlexikon.de>)
- [9] BÖCKLE, S. ; KAZENWADEL, J. ; KUNZELMANN, T. ; SCHULZ, C.: Laser-diagnostic multi-species imaging in strongly swirling natural gas flames. In: *Applied Physics* 71 (2000), S. 741–746
- [10] BEN, L. ; CHARNAY, G. ; BAZILE, R. ; FERRET, B.: Quantitative imaging of equivalence ratios in a natural gas SI engine flow bench using acetone fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 43 (2007), S. 77–88
- [11] BERCKMÜLLER, Martin ; TAIT, Nigel P. ; GREENHALGH, Douglas A.: The Time History of the Mixture Formation Process in a Lean Burn Stratified-Charge Engine. In: *SAE-Paper* 961929 (1996)

- [12] BERCKMÜLLER, Martin ; TAIT, Nigel P. ; GREENHALGH, Douglas A.: The Influence of Local Fuel Concentration on Cyclic Variability of a Lean Burn Stratified-Charge Engine. In: *SAE-Paper* 970826 (1997)
- [13] BERETTA, G. P. ; RASHIDI, M. ; KECK, J. C.: Turbulent flame propagation and combustion in spark ignition engines. In: *Combustion and Flame* 52 (1983), S. 217–245
- [14] BERUFGENOSSENSCHAFTLICHES INSTITUT FÜR ARBEITSSCHUTZ: *GESTIS-Stoffdatenbank*. Internet ([www.hvbg.de/d/bia/fac/stoffdb/index.html](http://www.hvbg.de/d/bia/fac/stoffdb/index.html))
- [15] BLIZARD, Norman C. ; KECK, James C.: Experimental and Theoretical Investigation of Turbulent Burning Model for Internal Combustion Engines. In: *SAE-Paper* 740191 (1974)
- [16] BLOTEVOGEL, Thomas: *Untersuchung der Gemischbildung und Verbrennung bei Wasserstoffmotoren mit Hilfe optischer Messmethoden*. Erlangen, Lehrstuhl für Technische Thermodynamik (LTT) – Technische Fakultät – Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 2007
- [17] BOZZA, F. ; GIMELLI, A. ; MEROLA, S.S. ; VAGLIECO, B.M.: Validation of a Fractal Combustion Model Through Flame Imaging. In: *SAE-Paper* 2005-01-1120 (2005)
- [18] BRAULT, Joseph M. ; MAYMIR, Debbie ; SAMIMY, Mo ; MATSUKI, Masato: An Investigation of Mixture Formation Processes During Start-Up of a Natural Gas-Powered SI Engine. In: *SAE-Paper* 981387 (1998)
- [19] BRONKHORST HIGH-TECH B.V.: *FLUIDAT on the Net V1.15/5.68 – Stoffdatenbank*. Internet ([www.fluidat.com](http://www.fluidat.com))
- [20] BRUNEAUX, Gilles: A Study of Mixture Formation in Direct Injection Diesel Like Conditions Using Quantitative Fuel Concentration Visualizations in a Gaseous Fuel Jet. In: *SAE-Paper* 2002-01-1632 (2002)
- [21] CESSOU, A. ; MEIER, U. ; STEPOWSKI, D.: Applications of planar laser induced fluorescence in turbulent reacting flows. In: *Measurement Science and Technology* 11 (2000), S. 887–901
- [22] CHAPPUIS, S. ; COUSYN, B. ; POSYLKIN, M. ; VANNOBEL, F. ; WHITELAW, J. H.: Effects of injection timing on performance and droplet characteristics of a sixteen-valve four cylinder engine. In: *Experiments in Fluids* 22 (1997), S. 336–344
- [23] CHIMENTI, M. ; NATALI, C. D. ; MARIOTTI, G. ; PAGANINIB, E. ; PIERI, G. ; SALVETTI, O.: An IR image processing approach for characterising combustion instability. In: *Infrared Physics and Technology* 46 (2004), S. 41–47
- [24] DAILY, J.W.: Laser induced fluorescence spectroscopy in flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23 (1997), S. 133–199

- [25] DESCHAMPS, Beatrice ; SNYDER, Ray ; BARITAUD, Thierry A.: Effect of Flow and Gasoline Stratification on Combustion in a 4-Valve SI Engine. In: *SAE-Paper* 941993 (1994)
- [26] DÖHMEL, K.: Future Mobility from a Fuels Perspective. In: *29. Internationales Wiener Motorensymposium*, 2008
- [27] DIEKE, G. H. ; CROSSWHITE, H. M.: The ultraviolet bands of OH Fundamental data. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 2 (1962), S. 97–199
- [28] DINKELACKER, Friedrich: *Entwicklung und Anwendung nulldimensionaler Laserlichtschnitt-Techniken zur simultanen Geschwindigkeits-, und Konzentrations- und Temperaturfeldmessung in hochturbulenten Vormischflammen*. Heidelberg, Naturwissenschaftlich-Mathematisch Gesamtfakultät – Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 1993
- [29] ECKBRETH, Alan. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Cambridge, MA : Abacus Press, 1988
- [30] EGERMANN, J. ; LEIPERTZ, A.: Nutzung der linearen Raman-Streuung zur Untersuchung motorischer Prozesse. In: UNIV.-PROF. DR. A. LEIPERTZ (Hrsg.): *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (6. Tagung)*. Erlangen : ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, 2003 (Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik BEV 3.1), S. 179–197
- [31] EGERMANN, Wolfgang Ippand J. ; WAGNER, Volker ; SCHMITZ, Ingo ; ; LEIPERTZ, Alfred: Two-Dimensional Mapping and Quantification of the In-Cylinder Air/Fuel-Ratio in a GDI Engine by Means of LIF. In: *Proceedings of the Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines*. Nagoya, 2001 (COMODIA), S. 273–281
- [32] EICHLSEDER, Helmut ; KLELL, Manfred: *Wasserstoff in der Fahrzeugtechnik: Erzeugung, Speicherung, Anwendung*. 1. Auflage. Vieweg+ Teubner Verlag, 2008
- [33] EICHLSEDER, Helmut ; KLELL, Manfred ; SARTORY, Markus ; SCHAFFER, Klaus ; LEITNER, Daniel: Potential of Synergies in a Vehicle for Variable Mixtures of CNG and Hydrogen. In: *SAE-Paper* 2009-01-1420 (2009)
- [34] ENKE, Wolfram ; GRUBER, Manfred ; HECHT, Ludwig ; STAAR, Bernhard: Der bivalente V12-Motor des BMW Hydrogen 7. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 68 (2007), S. 446–453
- [35] ESPEY, C. ; DEC, J. B. ; LITZINGER, T. A. ; SANTAVICCA, D. A.: Planer Laser Rayleigh Scattering for Quantitative Vapor-Fuel Imaging in a Diesel Jet. In: *Combustion and Flame* 109 (1997), S. 65–87
- [36] FRÖBA, A. ; RABENSTEIN, F. ; MÜNCH, K. U. ; LEIPERTZ, A.: Mixture of Triethylamine (TEA) and Benzene as a New Seeding Material for the Quantitative Two-Dimensional

- Laser-Induced Exciplex Fluorescence Imaging of Vapor and Liquid Fuel Inside SI Engines. In: *Combustion and Flame* 112 (1998), S. 190–209
- [37] FUJIMOTO, Hajime ; HIRAKAWA, Katsutoshi ; ASAI, Takatsugu ; SENDA, Jiro: Characteristics of Free and Impinging Gas Jets By Means of Image Processing. In: *SAE-Paper* 970045 (1997)
- [38] GAYDON, A. G.: *The Spectroscopy of Flames*. Second Edition. London : Chapman and Hall, 1957
- [39] GENZALE, Caroline L. ; REITZ, Rolf D. ; MUSCULUS, Mark P. B.: Effects of Piston Bowl Geometry on Mixture Development and Late-Injection Low-Temperature Combustion in a Heavy-Duty Diesel Engine. In: *SAE-Paper* 2008-01-1330 (2008)
- [40] GERBIG, F. ; KROHMER, A.: Dokumentation Einzylinder ZT-H2 Forschungsmotor / BMW Forschung und Technik GmbH. – Forschungsbericht
- [41] GERBIG, Falk ; HELLER, K. ; RINGLER, J. ; H. EICHLSEDER, P. G.: Innovative Brennverfahrenskonzepte für Wasserstoffmotoren. In: UNIV.-PROF. DR. HELMUT EICHLSEDER (Hrsg.): *Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors (11. Tagung)*. Graz : Verlag der Technischen Universität Graz, 2007 (VKM-THD Mitteilungen Heft 89), S. 382–405
- [42] GERKE, Udo: *Numerical Analysis of Mixture Formation and Combustion in a Hydrogen Direct-Injection Internal Combustion Engine*. Zurich, Swiss Federal Institute of Technology, Dissertation, 2007
- [43] GIMBRES, D. ; BOREE, J. ; BAZILE, R. ; CHARNAY, Georges: Effect of Air-Pulsed Flow on the Mixture Preparation for the Optimization of Natural Gas SI Engine. In: *SAE-Paper* 1999-01-2905 (1999)
- [44] GOLD, Martin ; SAPSFORD, Steve ; LI, Gang ; BEGG, Steve ; HEIKAL, Morgan ; STOKES, J.: Application of Optical Techniques to the Study of Mixture Preparation in Direct Injection Gasoline Engines and Validation of a Cfd Model. In: *SAE-Paper* 2000-01-0538 (2000)
- [45] GOLDLÜCKE, J. ; EGERMANN, J. ; WAGNER, V. ; IPP, W. ; LEIPERTZ, A.: Anwendung der zweidimensionalen laserinduzierten Fluoreszenz zur quantitativen Gemischbildungsanalyse in der ottomotorischen Verbrennung. In: UNIV.-PROF. DR. HELMUT EICHLSEDER (Hrsg.): *Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors (9. Tagung)*. Graz : Verlag der Technischen Universität Graz, 2003 (VKM-THD Mitteilungen Heft 83), S. 329–340
- [46] GRABNER, Peter: *Potentiale eines Wasserstoffmotors mit innerer Gemischbildung hinsichtlich Wirkungsgrad, Emissionen und Leistung*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2009
- [47] GRAF, Nicole: *Einsatz der laserinduzierten Fluoreszenz organischer Moleküle zur Visualisierung von Gemischbildungs- und Verbrennungsprozessen*. Heidelberg, Naturwissenschaftlich-Mathematisch Gesamtfakultät – Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2003

- [48] GRILL, M. ; BILLINGER, T. ; BARGENDE, M.: Quasi-Dimensional Modeling of Spark Ignition Engine Combustion with Variable Valve Train. In: *SAE-Paper* 2006-01-1107 (2006)
- [49] GRÜNEFELD, G. ; BEUSHAUSEN, V. ; ANDRESEN, P. ; HENTSCHEL, W.: A Major Origin of Cyclic Energy Conversion Variations in SI Engines: Cycle-by-Cycle Variations of the Equivalence Ratio and Residual Gas of the Initial Charge. In: *SAE-Paper* 941880 (1994)
- [50] GRUDEN, Dusan: *Umweltschutz in der Automobilindustrie: Motor, Kraftstoffe, Recycling*. 1. Auflage. Vieweg+ Teubner Verlag, 2008
- [51] GÖSCHEL, B.: *Alternative Antriebe*. Vorlesungsskript: Ausgewählte Kapitel der Verbrennungskraftmaschine (Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz), 2004
- [52] HASLACHER, R. ; MIKLAUTSCHITSCH, M. ; HEINDL, R. ; EICHLSEDER, H.: Methodeneinsatz bei der Entwicklung von Brennverfahren für gasförmige Kraftstoffe. In: *CTI-Tagung Brennverfahren*. Stuttgart, 2007
- [53] HASLACHER, Rainer: *Untersuchung der Gemischbildung an einem H2-DI-Motor mittels Laser-Induzierter-Fluoreszenz*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Diplomarbeit, 2005
- [54] HASLACHER, Rainer ; SKALLA, Christian ; JAUK, Thomas ; EICHLSEDER, Helmut: Einsatz optischer Messmethoden bei der Entwicklung von Brennverfahren für Wasserstoff-Erdgas-Gemische. In: WTZ ROSSLAU GMBH (Hrsg.): *6. Dessauer Gasmotoren-Konferenz*, 2009, S. 317–334
- [55] HEINDL, Rene: *Auslegung und Untersuchung des Gemischbildungssystems für ein motorisches H2-DI Diffusionsbrennverfahren*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2010
- [56] HERING, Ekbert ; MARTIN, Rolf ; STOHRER, Martin: *Physikalisch-Technisches Taschenbuch*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1994
- [57] HEYWOOD, J.B.: *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988
- [58] HEYWOOD, John B. ; VILCHIS, Fernando R.: Comparison of Flame Development in a Spark-Ignition Engine Fueled with Propane and Hydrogen. In: *Combustion Science and Technology* 38 (1984), S. 313–324
- [59] HILTNER, Joel ; SAMIMY, Mohammad: A Study of In-Cylinder Mixing in a Natural Gas Powered Engine By Planar Laser-Induced Fluorescence. In: *SAE-Paper* 961102 (1996)
- [60] IPP, Wolfgang: *Analyse der Kraftstoffverteilung bei der Benzindirektspritzung (BDE) mit laseroptischen Messverfahren*. Erlangen, Lehrstuhl für Technische Thermodynamik (LTT) – Technische Fakultät – Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 2004

- [61] ISKRA, Kurt: *Persönliche Mitteilung*, 2009
- [62] JOHANSSON, Bengt ; NEIJ, Hans ; ALDEN, Marcus ; JUHLIN, Greger: Investigations of the Influence of Mixture Preparation on Cyclic Variations in a SI-Engine, Using Laser Induced Fluorescence. In: *SAE-Paper* 950108 (1995)
- [63] JOHARI, H. ; PADUANO, R.: Dilution and mixing in an unsteady jet. In: *Experiments in Fluids* 23 (1997), S. 272–280
- [64] KAHRAMANA, Erol ; OZCANL, S. C. ; OZERDEM, Baris: An experimental study on performance and emission characteristics of a hydrogen fuelled spark ignition engine. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 32 (2007), S. 2066–2072
- [65] KAISER, Sebastian A. ; WHITE, Christopher M.: PIV and PLIF to Evaluate Mixture Formation in a Direct-Injection Hydrogen-Fueled Engine. In: *SAE-Paper* 2008-01-1034 (2008)
- [66] KAISER, Sebastian A. ; SALAZAR, Victor: Optimizing Precision and Accuracy of Quantitative PLIF of Acetone as a Tracer for Hydrogen Fuel. In: *SAE-Paper* 2009-01-1534 (2009)
- [67] KIRCHWEGER, W. ; HASLACHER, R. ; HEINDL, R. ; EICHLSEDER, H.: Brennverfahrensentwicklung für Erdgas-DI Motoren mittels Lasermessverfahren. In: WTZ ROSSLAU GMBH (Hrsg.): *5. Dessauer Gasmotoren-Konferenz*, 2007, S. 67–79
- [68] KIRCHWEGER, Wolfram: *Laseroptische Diagnoseverfahren zur Optimierung von Wasserstoff-DI-Brennverfahren*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2007
- [69] KIRCHWEGER, Wolfram ; HASLACHER, Rainer ; HALLMANNSEGGER, Michael ; GERKE, Udo: Applications of the LIF method for the diagnostics of the combustion process of gas-IC-engines. In: *Experiments in Fluids* 43 (2007), S. 329–340
- [70] KLIGLER, D.J. ; RHODES, C.K.: Observation of Two-Photon Excitation of the  $H_2 E, F^1\Sigma_g^+$  State. In: *Physical Review Letters* 40 (1978), S. 309–313
- [71] KONDO, Takashi ; ITO, Shuuichi ; HIRUMA, Masaru: A Study on the Mechanism of Backfire in External Mixture Formation Hydrogen Engines – About Backfire Occurred By Cause of the Spark Plug. In: *SAE-Paper* 971704 (1997)
- [72] KOSABA, H. ; KAMIMOTO, T.: Quantitative Measurement of Fuel Vapor Concentration in An Unsteady Evaporating Spray Via a 2-D Mie-Scattering Imaging Technique. In: *SAE-Paper* 932653 (1993)
- [73] KOVAC, Klaus: *Optimierung der Gemischbildung an einem DI-Wasserstoffmotor*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2005

- [74] KRÄMER, Hanno: *Untersuchung motorischer Gemischaufbereitungs- und Verbrennungsvorgänge mit zweidimensionaler laserinduzierter Fluoreszenz*. Erlangen, Lehrstuhl für Technische Thermodynamik (LTT) – Technische Fakultät – Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 1999
- [75] KUNZELMANN, Thomas: *Charakterisierung von Sprayflammen mittels abbildender Laserspektroskopie*. Heidelberg, Naturwissenschaftlich-Mathematisch Gesamtfakultät – Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2002
- [76] KUSTANOVICH, I. ; LUZ, Z. ; VEGA, S. ; VEGA, A. J.: Sorption of mono-, di-, and trimethylamine on ZK-5 and Y zeolites studied by deuterium NMR. In: *Journal of Physical Chemistry* 94 (1990), S. 3138–3144
- [77] LEIPERTZ, A.: Moderne Messverfahren zur Untersuchung motorischer Verbrennungsprozesse. In: UNIV.-PROF. DR. A. LEIPERTZ (Hrsg.): *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (2. Tagung)*. Erlangen : ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, 1995 (Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik BEV 95.2), S. 1–30
- [78] LEMPERT, W. ; DISKIN, G. ; KUMAR, V. ; GLESK, I. ; MILES, R.: Two-dimensional imaging of molecular hydrogen in H<sub>2</sub>-air diffusion flames using two-photon laser-induced fluorescence. In: *Optics Letters* 16 (1991), S. 660–662
- [79] LEWIS, Bernard ; ELBE, Guenther V.: *Combustion, Flames and Explosions of Gases, Third Edition*. Orlando, Florida : Academic Press, 1987
- [80] LUQUE, Jorge: *Database and Spectral simulation for diatomic molecules*. Internet ([www.sri.com/psd/lifbase/](http://www.sri.com/psd/lifbase/))
- [81] MEDAERTS, F. ; PUECHBERTY, D.: In-Cylinder Fuel/Air Mixture and Flame Front Visualization in a Transparent Engine Using PLIF: A Comparison Between Natural Gas and Gasoline Used as a Fuel. In: *SAE-Paper* 982524 (1998)
- [82] MELLING, A.: Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), S. 1406–1414
- [83] MERCK SCHUCHARD OHG: *Sicherheitsdatenblatt Trimethylamin (50% ige Lösung in Wasser) zur Synthese (Art.-Nr. 808352), Stand vom 06.06.2003*. Merck-Datenbank Chemdat, 2003
- [84] MESSNER, Dieter: *Wirkungsgradoptimierung von H<sub>2</sub>-Verbrennungsmotoren mit innerer Gemischbildung*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2007
- [85] MEYER, Jorg ; HAUG, M. ; SCHREIBER, Michael ; UNVERZAGT, Stefan: Controlling Combustion in a Spark Ignition Engine By Quantitative Fuel Distribution. In: *SAE-Paper* 950107 (1995)

- [86] NASR, A. ; LAI, J. C. S.: Two parallel plane jets: mean flow and effects of acoustic excitation. In: *Experiments in Fluids* 22 (1997), S. 251–260
- [87] NASR, A. ; LAI, J. C. S.: A turbulent plane offset jet with small offset ratio. In: *Experiments in Fluids* 24 (1998), S. 47–57
- [88] NEFISCHER, Adolf: *Quasidimensionale Modellierung turbulenzgetriebener Phänomene in Ottomotoren*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2009
- [89] NEIJ, Hans: *Development of Laser-Induced Fluorescence for Precombustion Diagnostics in Spark-Ignition Engines*. Lund, Lund Institute of Technology, Dissertation, 1998
- [90] NIR OZDOR, Mark D. ; SHER, Eran: Cyclic Variability in Spark Ignition Engines, A Literature Survey. In: *SAE-Paper* 941880 (1994)
- [91] N.N.: *User Manual COMPeX 150*. Lambda Physik GmbH, 1997
- [92] N.N. ; ROBERT BOSCH GMBH (Hrsg.): *Ottomotor-Management*. Dritte, überarbeitete und ergänzte Auflage. Wiesbaden : Vieweg Verlag, 2005
- [93] N.N.: *User Manual SpitLight 300 and 600 Nd:YAG Laser System*. InnoLas GmbH, 2005
- [94] NORTON, T. ; SMYTH, K. ; MILLER, J. ; SMOOKE, M.: Comparison of Experimental and Computed Species Concentration and Temperature Profiles in Laminar Two-Dimensional Methane/Air Diffusion Flames. In: *Combustion Science and Technology* 90 (1993), S. 1–34
- [95] OBERMAIR, Hermann: *Auslegung eines Gemischhomogenisators*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Studienarbeit, 2009
- [96] ORAIN, M. ; VERDIER, H. ; GRISCH, F.: Equivalence ratio measurements in kerosene-fuelled LPP injectors using planar laser-induced fluorescence. In: *13<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, 2006
- [97] PESCHKA, Walter: *Flüssiger Wasserstoff als Energieträger*. Wien : Springer-Verlag, 1984
- [98] PETERSEN, Benjamin R. ; GHANDHI, Jaal B.: Transient High-Pressure Hydrogen Jet Measurements. In: *SAE-Paper* 2006-01-0652 (2006)
- [99] PHUOC, Tran X.: Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases. In: *Optics Communications* 175 (2000), S. 419–423
- [100] PISCHINGER, Rudolf ; KLELL, Manfred ; SAMS, Theodor: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Zweite, überarbeitete Auflage. Wien : Springer-Verlag, 2002

- [101] PISCHINGER, Stefan ; GEIGER, Jose ; BALLAUF, Jörg ; VOGT, Betina ; GRÜNEFELD, Gerd: Entflammungsverhalten des DI-Ottomotors. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 63 (2002), S. 122–129
- [102] PISCHINGER, Stefan ; GEIGER, Jose ; NEFF, Willi ; BÖWING, Robert ; THIEMANN, Jörg ; KOSS, Hans-Jürgen: Einfluss von Zündung und Zylinderinnenströmung auf die ottomotorische Verbrennung bei hoher Ladungsverdünnung. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 63 (2002), S. 388–399
- [103] POSYLKIN, M. ; TAYLOR, A. M. K. P. ; VANNOBEL, F. ; WHITELAW, J. H.: Fuel Droplets Inside a Firing Spark-Ignition Engine. In: *SAE-Paper* 941989 (1994)
- [104] PRECHTL, Peter: *Analyse und Optimierung der innermotorischen Prozesse in einem Wasserstoff-Dieselmotor*. München, Fakultät für Maschinenwesen – Technische Universität München, Dissertation, 1999
- [105] PUNDIR, B. P. ; ZVONOW, V. A. ; GUPTA, C. P.: Effect of Charge Non-Homogeneity on Cycle-By-Cycle Variations in Combustion in SI Engines. In: *SAE-Paper* 810774 (1981)
- [106] RABENSTEIN, A.: Two-dimensional temperature determination in the exhaust region of a laminar flat-flame burner with linear Raman scattering. In: *Applied Optics* 36 (1997), S. 6989–6996
- [107] RABENSTEIN, A.: One-dimensional, time-resolved Raman measurements in a sooting flame made with 355-nm excitation. In: *Applied Optics* 37 (1998), S. 4937–4943
- [108] RAFFEL, Markus: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Berlin : Springer-Verlag, 1998
- [109] REBOUX, J. ; PUECHBERTY, D. ; DIONNET, F.: A New Approach of Planar Laser Induced Fluorescence Applied to Fuel/Air Ratio Measurement in the Compression Stroke of An Optical S.I. Engine. In: *SAE-Paper* 941988 (1994)
- [110] REBOUX, J. ; PUECHBERTY, D. ; DIONNET, F.: Study of Mixture Inhomogeneities and Combustion Development in a S.I. Engine Using a New Approach to Laser Induced Fluorescence (Farlif). In: *SAE-Paper* 961205 (1996)
- [111] REDTENBACHER, Christoph: *in Arbeit*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation
- [112] REDTENBACHER, Christoph ; VIDOVIC, Janez ; HASLACHER, Rainer ; FIMML, Wolfgang ; JAUK, Thomas ; WIMMER, Andreas: Bewertung von Gasinjektoren und Gemischbildungsvorgängen in einer optischen Einblasekammer. In: UNIV.-PROF. DR. A. LEIPERTZ (Hrsg.): *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (10 Tagung)*. Erlangen : ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, 2011 (in Arbeit)
- [113] RINGLER, Jürgen: *in Arbeit*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation

- [114] SALAZAR, Victor M. ; KAISER, Sebastian A.: An Optical Study of Mixture Preparation in a Hydrogen-fueled Engine with Direct Injection Using Different Nozzle Designs. In: *SAE-Paper* 2009-01-2682 (2009)
- [115] SALAZAR, Victor M. ; KAISER, Sebastian A.: Influence of the In-Cylinder Flow Field (Tumble) on the Fuel Distribution in a DI Hydrogen Engine Using a Single-Hole Injector. In: *SAE-Paper* 2010-01-0579 (2010)
- [116] SAMIMY, Mo ; HILTNER, Joel: The Impact of Injection Timing on In-Cylinder Fuel Distribution in a Natural Gas Powered Engine. In: *SAE-Paper* 971708 (1997)
- [117] SCHINDLER, J. ; ZITTEL, W.: Fossile Energiereserven (nur Erdöl und Erdgas) und mögliche Versorgungsengpässe aus Europäischer Perspektive. 2000. – Forschungsbericht
- [118] SCHLEIFENLEHNER, Christian: *Applikation der Ramanspektroskopie an einem H<sub>2</sub>-DI Transparentmotor*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Diplomarbeit, 2007
- [119] SCHRADER, Bernhard: *Infrared and Raman Spectroscopy, Methods and Applications*. Weinheim : VCH-Verlagsgesellschaft mbH, 1994
- [120] SCHWITTAY, Claudius: *Oxidative Umwandlung von Methan zu Formaldehyd und Ethylen in einem Reaktor-Seperator System*. Berlin : TENA Verlag für Medien, 2003
- [121] SIEBERS, Dennis L. ; HIGGINS, Brian S.: Measurement of the Flame Lift-Off Location on Di Diesel Sprays Using Oh Chemiluminescence – Search Results. In: *SAE-Paper* 2001-01-0918 (2001)
- [122] SIRCAR, A. ; DWIVEDI, R.K ; THAREJA, R.K.: Laser induced breakdown of Ar, N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> gases using 1064, 532 and 266 nm radiation. In: *Applied Physics* 63 (1996), S. 623–627
- [123] SKALLA, Ch. ; HASLACHER, R. ; EICHLSEDER, H.: Mischgase mit Wasserstoff – Verbrennungsrelevante Eigenschaften und Eignung für die motorische Anwendung. In: UNIV.-PROF. DR. A. LEIPERTZ (Hrsg.): *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (9 Tagung)*. Erlangen : ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, 2009 (Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik BEV 9.1), S. 79–90
- [124] SKALLA, Ch. ; HASLACHER, R. ; EICHLSEDER, H.: Optische Untersuchung des Gemischbildungs- und Verbrennungsprozesses gasförmiger Kraftstoffe in einem PKW-Motor mit äußerer Gemischbildung. In: UNIV.-PROF. DR. A. LEIPERTZ (Hrsg.): *Motorische Verbrennung, Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (11 Tagung)*. Erlangen : ESYTEC Energie- und Systemtechnik GmbH, 2011 (in Arbeit)
- [125] SKALLA, Christian: *in Arbeit*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation
- [126] SMALLWOOD, Gregory J. ; DESCHAMPS, Beatrice M.: Flame Surface Density Measurements With Plif in An SI Engine. In: *SAE-Paper* 962088 (1996)

- [127] SMITH, S.H. ; MUNGAL, M.G.: Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 375 (1998), S. 83–122
- [128] SPULLER, Christian: *in Arbeit*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2010
- [129] STRUVE, Dirk: *Aufbau eines 2D-Raman-Messsystems für die Verbrennungsdiagnostik*. Bielefeld, Fakultät für Physik – Universität Bielefeld, Dissertation, 2001
- [130] SZTENDEROWICZ, Mark L. ; HEYWOOD, John B.: Mixture Nonuniformity Effects on SI Engine Combustion Variability. In: *SAE-Paper* 902142 (1990)
- [131] TAMURA, M. ; SAKURAI, T. ; TAI, H.: Visualization of Crevice Flow in an Engine Using Laser-Induced Fluorescence. In: *The Optical Society of Japan, co-published with Springer-Verlag GmbH* 7 (2000), S. 170–176
- [132] TANABE, Hideaki ; KITAURA, Yoshikazu ; SATO, G. T. ; KATO, Satoshi ; OHNISHI, Shigeru: Experimental Study on Unsteady Jet Impinging on the Projection on a Wall. In: *SAE-Paper* 900607 (1990)
- [133] TOPAS GMBH: *Datenblatt Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS)*, 2007
- [134] U.S. DEPARTMENT OF ENERGY, ENERGY INFORMATION ADMINISTRATION: *International Energy Annual 2009*. Internet (<http://www.eia.doe.gov/>)
- [135] VANNOBEL, F. ; ARNOLD, A. ; BUSCHMANN, A. ; SICK, V. ; WOLFRUM, J. ; COUSYN, B. ; DECKER, M.: Simultaneous Imaging of Fuel and Hydroxyl Radicals in an In-Line Four Cylinder SI Engine. In: *SAE-Paper* 932696 (1996)
- [136] VIDOVIC, Janes: *in Arbeit*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2010
- [137] WALLNER, Thomas: *Entwicklung von Brennverfahrenskonzepten für einen PKW-Motor mit Wasserstoffbetrieb*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation, 2004
- [138] WEINROTTER, M. ; KOPECEK, H. ; LACKNER, M. ; WINTER, F. ; WINTNER, E.: Application of Laser Ignition to Hydrogen-Air Mixtures at High Pressures. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 30 (2005), S. 319–326
- [139] WENSING, M. ; KRÄMER, H. ; MÜNCH, K-U ; LEIPERTZ, A.: Mixture Formation and Combustion of a Four-Valve SI Engine Investigated by Advanced Two-Dimensional Laser Measurement Techniques. In: *Proceedings of the Fourth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines*. Yokohama, 1998 (COMODIA 98), S. 387–392
- [140] WHITE, C. M.: OH\* chemiluminescence measurements in a direct injection hydrogen-fuelled internal combustion engine. In: *International Journal of Engine Research* 8 (2007), S. 185–204

- [141] WIMMER, A. ; FIMML, W. ; JAUK, Th. ; FUCHS, C.: Optical Analysis and Simulation of Diesel Sprays in a High Pressure and High Temperature Spray Box. In: *ASME-Paper ICES2006-1376* (2006), S. 341–350
- [142] WINKLHOFER, E. ; PHILIPP, H. ; FRAIDL, G. ; FUCHS, H.: Fuel and Flame Imaging in SI Engines. In: *SAE-Paper 930871* (1993)
- [143] WITTMAN, Gabor: *in Arbeit*. Graz, Fakultät für Maschinenbau und Wirtschaftswissenschaften – Technische Universität Graz, Dissertation
- [144] WITZE, P.O.: The impulsively started incompressible turbulent jet / Sandia National Laboratories. 1980 (Report Nr.: SANDIA-8617). – Forschungsbericht
- [145] WOLFF, D. ; BEUSHAUSEN, V. ; SCHLÜTER, H. ; ANDRESEN, P. ; HENTSCHEL, H. ; P.MANZ ; ARNDT, S.: Quantitative 2D-Mixture Fraction Imaging Inside an Internal Combustion Engine Using Aceton-Fluorescence. In: *Proceedings of the Third International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines*. Yokohama, 1994 (COMODIA 94.), S. 445–451
- [146] YAMATO, Tadao ; SEKINO, Hirofumi ; HAYASHIDA, Masaru: Stratification of In-Cylinder Mixture Distributions By Tuned Port Injection in a 4-Valve SI Gas Engine. In: *SAE-Paper 2001-01-0610* (2001)
- [147] ZHAO, H. ; LADOMMATOS, N.: Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in IC engines. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 24 (1998), S. 297–336