

**Untersuchungen zu LPP-  
Flugtriebwerksbrennkammern unter erhöhtem Druck**

Rainer Fink

Technische Universität München  
Institut für Luft- und Raumfahrt  
Lehrstuhl für Flugantriebe

# **Untersuchungen zu LPP- Flugtriebwerksbrennkammern unter erhöhtem Druck**

Rainer Fink

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor – Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau

Prüfer der Dissertation:

1. apl. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. D. Rist
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer

Die Dissertation wurde am 18.1.2001 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 02.5.2001 angenommen.

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Flugantriebe der Technischen Universität München im Rahmen des Europäischen Programms Brite/Euram, Low Nox III mit besonderer Unterstützung der Firmen BMW Rolls Royce Aeroengine GmbH (jetzt Rolls Royce Deutschland), Dahlewitz sowie der Turboméca, Pau, Frankreich.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn apl. Prof. Dr.-Ing. habil. D. Rist für die Betreuung und stetige Unterstützung meiner Tätigkeit. Sein Interesse an dem erfolgreichen Abschluß des Projektes, die zahlreichen Anregungen sowie seine ausführlichen Erläuterungen zu gasdynamischen Grundlagen trugen maßgeblich zum Gelingen der Arbeit bei.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. T. Sattelmayer danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferats und die damit verbundene gutachterliche Tätigkeit.

Dem Lehrstuhlinhaber, Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau danke ich für das meinen Untersuchungen entgegengebrachte Interesse und die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Herzlicher Dank gilt auch meinen ehemaligen Kollegen Herrn Dres.-Ing. R. Lachner, B. Steidle und W. Erhardt sowie den Herrn Dipl.-Ingn. D. Theisen, A. Hupfer, A. Brandstätter und U. Busse für die zahlreichen Diskussionen und die langjährige Unterstützung bei der Durchführung der umfangreichen Versuche.

Darüber hinaus möchte ich allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Flugantriebe danken, die durch ihre Mithilfe auf die ein oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ein besonderer Dank gebührt meinen Eltern für das Ermöglichen meiner gesamten Ausbildung, sowie meiner zukünftigen Frau Dunia, die mich in meiner Arbeit mit viel Verständnis unterstützte.

München, im Mai 2001

Rainer Fink

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Brennkammertechnik von Fluggasturbinen</b>	<b>3</b>
2.1	Entwicklung des Luftverkehrs	3
2.2	Aktuelle Brennkammertechnologie	4
2.3	Emissionsreduzierungsstrategien für Fluggasturbinenbrennkammern	5
2.3.1	Die gestufte Brennkammer	5
2.3.2	Zukünftige Brennkammerkonzepte	6
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbauten</b>	<b>10</b>
3.1	Prüfstandstechnik	10
3.1.1	Luftversorgung	12
3.1.2	Brennstoff und Brennstoffversorgung	13
3.1.3	Konventionelle Prüfstandsmeßtechnik	16
3.1.4	Abgasanalyse	17
3.2	Versuchsaufbau	19
3.2.1	Brennkammer und Integration der LPP Brennerköpfe	19
3.2.2	LPP-Brennerkopf der Firma BMW Rolls-Royce	22
3.2.3	LPP-Brennerkopf der Firma Turboméca	26
3.2.4	Druckregleinheit und –behälter	27
<b>4</b>	<b>Lasermessverfahren</b>	<b>29</b>
4.1	Spezieserfassung durch Laserspektroskopie	29
4.1.1	Allgemeines	29
4.1.2	Streuprozesse	30
4.1.3	Nachweisstrategien	36
4.1.4	Herausforderungen beim quantenspezifischen Speziesnachweis unter Druck	43
4.1.5	Nachweis von unverbrannten Kohlenwasserstoffen	45
4.1.6	Versuchsaufbau zur Spezieserfassung	48
4.1.7	Komponenten des Laserdiagnostiksystems	50
4.1.8	Datenerfassung und Bildverarbeitung	56
4.2	Berührungslose Messung der Geschwindigkeitsfelder	58
4.2.2	Mathematische Beschreibung der Auswerteprozedur	59
4.2.3	Versuchsaufbau zur zweidimensionalen Messung von Geschwindigkeitsfeldern	63
4.2.4	Komponenten des PIV-Systems	64
4.2.5	Grundlagenversuche zur Abschätzung der Genauigkeit des Verfahrens	69

<b>5</b>	<b>Ergebnisse der Versuche unter variierenden Druckbedingungen.....</b>	<b>73</b>
5.1	Flammenstruktur.....	75
5.1.1	Eigenleuchten der Flamme beim BRR LPP-Brennerkopf.....	76
5.1.2	Eigenleuchten der Flamme beim Turboméca LPP-Brennerkopf.....	78
5.2	Verteilung des flüssigen Brennstoffs.....	80
5.2.1	Brennstofftropfenverteilung beim BRR-Brennerkopf.....	80
5.2.2	Brennstofftropfenverteilung beim Turboméca-Brennerkopf.....	81
5.3	Nachweis des dampfförmigen Brennstoffs.....	84
5.4	Verteilung ausgewählter Molekülspezies.....	86
5.4.1	Hydroxidradikal.....	86
5.4.2	Stickstoffmonoxid.....	90
5.5	Das Strömungsfeld.....	92
5.5.1	Nicht reagierendes (kaltes) Strömungsfeld.....	92
5.5.2	Das reagierende Strömungsfeld.....	94
5.6	Verifizierungsmessungen mit einer Abgassonde.....	97
5.7	Quantifizierung der NO Messungen.....	100
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>102</b>
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>105</b>

## Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abb. 2.1: Entwicklung des weltweiten Passagierverkehrs seit 1969 und Vorhersage von Airbus Industrie für den Zeitraum von 1999 bis 2019. Prozentangaben sind jeweils auf die vorangegangene Periode bezogen [8].....	3
Abb. 2.2: Emissionscharakteristik einer konventionellen Brennkammer mit drallstabilisierter Diffusionsflamme [48].....	5
Abb. 2.3: Temperaturverlauf und Schadstoffproduktion als Funktion des Äquivalenzverhältnisses.....	7
Abb. 3.1: Schematischer Aufbau des neuen Brennkammerprüfstands.....	10
Abb. 3.2: Grundriß des neuen Verbrennungsprüfstands.....	11
Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Luftversorgungsanlage des Brennkammerprüfstands.....	13
Abb. 3.4: Brennstoffversorgungsanlage der Versuchsbrennkammer.....	15
Abb. 3.5: Schematische Darstellung des Abgasanalysegeräts [34].....	18
Abb. 3.6: Quer- und Längsschnitt-Darstellung der untersuchten Modellbrennkammer mit integriertem BRR Brennerkopf (BMW Rolls-Royce).....	20
Abb. 3.7: Transmissionsgrad der verschiedenen Quarzgläser in Abhängigkeit von der Temperatur, ermittelt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 193 \text{ nm}$ .....	22
Abb. 3.8: Schnittbild des BRR LPP-Brennerkopfes mit Hitzeschild, schematischer Darstellung des Strömungsfeldes und Position der Druckmeßstellen.....	23
Abb. 3.9: Ausflußkurven für die verschiedenen Strömungskanäle des BRR Brennerkopfes.....	25

Abb. 3.10: Schnitt durch den Turboméca LPP-Brennerkopf mit schematischer Darstellung des Strömungsfeldes.....	27
Abb. 3.11: Stufenlos verstellbare Druckregeleinheit.....	28
Abb. 4.1: Laserinduzierte Fluoreszenz: Schematische Darstellung der Anregung eines Moleküls und der Relaxationsprozesse.....	32
Abb. 4.2: Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität der OH Rotationslinie von der spektralen Laserenergiedichte [56].....	35
Abb. 4.3: Schnittbild des McKenna Brenners mit der wassergekühlten Sinterplatte und dem konzentrisch verlaufenden Schutzgasring.....	37
Abb. 4.4: OH-Anregungsspektrum $A^2\Sigma^+, v' = 3 \leftarrow X^2\Pi, v'' = 0$ in einer vorgemischten Flamme im Abstimmbereich des KrF-Excimerlasers. Die Fluoreszenz wird über eine Filterkombination im Dispersionswellenlängenbereich von $299 \pm 8 \text{ nm}$ beobachtet.....	39
Abb. 4.5: Potentialdiagramm der möglichen Übergänge bei der NO-Anregung.....	40
Abb. 4.6: Dispersionsspektren, beobachtet in der Modellbrennkammer. O <sub>2</sub> : Anregung des Rotationsübergangs P <sub>2</sub> (17) NO: Anregung des Rotationsübergangs R <sub>1</sub> (26.5) Off: Nicht resonante Anregungswellenlänge.....	42
Abb. 4.7: OH-Anregungsspektrum $A^2\Sigma^+, v' = 3 \leftarrow X^2\Pi, v'' = 0$ bei einem Druck von 10 bar, gleichzeitig werden Absorptionslinien der Sauerstoff $A^2\Sigma_u^- \leftarrow X^3\Sigma_g^-$ -Bande mit angeregt.....	44
Abb. 4.8: Absorptionsbandbreite von Aceton bei laserinduzierter Fluoreszenz nach [97].....	47
Abb. 4.9: Emissionsspektrum von Aceton bei laserinduzierter Fluoreszenz nach [97].....	47
Abb. 4.10: Temperaturabhängigkeit der laserinduzierten Fluoreszenzintensität von Aceton nach [97].....	47

Abb. 4.11: Versuchsaufbau zur zweidimensionalen Konzentrationsbestimmung.....	49
Abb. 4.12: Excimerlaser Typ EMG 150 MSC.....	51
Abb. 4.13: Detektion des Streulichts aus dem Meßvolumen durch die Filteranordnung.....	53
Abb. 4.14: Aufbau der Detektionseinheit des Kamerasystems, bestehend aus dem Bildverstärker und dem fiberoptisch angekoppelten CCD-Chip.....	55
Abb. 4.15: Schema der Meßschnitte parallel zur Strömungsrichtung in der Modelbrennkammer.....	57
Abb. 4.16: Typisches Auswerteergebnis einer Kreuzkorrelation aus einer Interrogationszelle, wobei $R_C$ und $R_F$ Peaks aufgrund zufälliger weiterer Überlappungen bzw. von Hintergrundrauschen sind [102].....	61
Abb. 4.17: Prinzip der PIV Technik mit zwei getrennten Aufnahmen.....	62
Abb. 4.18: Versuchsaufbau für PIV Messungen, Brennkammer ohne Druckbehälter dargestellt.....	64
Abb. 4.19: Nd/YAG Doppellasersystem PIV 200.....	65
Abb. 4.20: Schematischer Aufbau des Partikelgenerators.....	68
Abb. 4.21: Lichtschnittoptik, a) Draufsicht, b) Seitenansicht.....	69
Abb. 4.22: Für die Vorversuche gebaute Kalibriermeßstrecke.....	70
Abb. 4.23: Vergleich der mit verschiedenen Methoden gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten und der mit dem $1/7$ -Potenzgesetz berechneten Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene des Rechteckkanals.....	72
Abb. 5.1: Integration des BRR LPP-Brennerkopfs in die Modellbrennkammer für Versuche unter erhöhten Druckbedingungen.....	73

Abb. 5.2: Abhängigkeit der Magerverlöschgrenze (Äquivalenzverhältnis) vom Druck für den BRR- und Turboméca LPP-Brennerkopf.....	75
Abb. 5.3: Integrales Eigenleuchten der Flamme des BRR LPP-Brennerkopfs bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck.....	77
Abb. 5.4: Ermittlung des Abstands der Flammenwurzel vom Hitzeschild in der Brennkammer mit integriertem Turboméca LPP-Brennerkopf.....	78
Abb. 5.5: Integrales Eigenleuchten der Flamme beim Turboméca LPP-Brennerkopf bei 1, 2, 4 und 6 bar Brennkammerdruck.....	79
Abb. 5.6: Brennstofftropfenverteilung beim BRR LPP-Brennerkopf für 1, 2 und 4 bar, jeweils in der Mittelebene und 8 bzw. 16 mm daneben.....	82
Abb. 5.7: Brennstofftropfenverteilung beim Turboméca LPP-Brennerkopf bei 1, 2 und 6 bar, jeweils in der Mittelebene und 8 bzw. 16 mm daneben.....	83
Abb. 5.8: Gemessenes Fluoreszenzsignal des verdampften Brennstoffs mit Hilfe des als Brennstofftracer verwendeten Acetons beim BRR LPP-Brennerkopf, jeweils in der Mittelebene und 8 bzw. 16 mm daneben.....	85
Abb. 5.9: Schematischer Ablauf der Nachbearbeitung der „Roh-Bilder“ anhand der OH Detektion beim BRR Brennerkopf, Ebenenbezeichnung analog Abbildung 4.15.....	87
Abb. 5.10: Über 100 Laserschüsse gemittelte Verteilung der Hydroxidradikale beim BRR LPP-Brennerkopf, jeweils in der Mittelschnittsebene und 8 bzw. 16 mm daneben, Basis- und Variationsparameter laut Tabelle 5.1.....	89
Abb. 5.11: Über 100 Laserschüsse gemittelte Verteilung von NO beim BRR LPP-Brennerkopf, jeweils in der Mittelschnittsebene und 8 bzw. 16 mm daneben, Basis- und Variationsparameter laut Tabelle 5.1.....	91

Abb. 5.12: PIV-Messungen des kalten Strömungsfelds in der Mittelebene der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck und etwa konstanter durchschnittlicher Axialgeschwindigkeit.....	93
Abb. 5.13: PIV-Messungen des reagierenden Strömungsfelds in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck im Mittelschnitt (mit umkreisten Staupunkt) und 8 bzw. 16 mm daneben.....	95
Abb. 5.14: Stromlinienbild der isothermen Strömung und der Flamme in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf.....	96
Abb. 5.15: Geschwindigkeitsprofile der reagierenden Strömung in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf in Strömungshaupttrichtung für 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck bei $x = 25 \text{ mm}$ .....	96
Abb. 5.16: Schnittzeichnung der entwickelten wassergekühlten Probensonde...	97
Abb. 5.17: Vergleich des Konzentrationsverlaufs von UHC quer zur Längsachse der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf, gemessen mit der Abgassonde (Quadrate) und mit laserinduzierter Fluoreszenz bei $x = 11 \text{ mm}$ .....	98
Abb. 5.18: Vergleich des Konzentrationsverlaufs von NO in Richtung der Längsachse der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf, gemessen mit der Abgassonde (Quadrate) und mit laserinduzierter Fluoreszenz am Rand der Flamme.....	99
Abb. 5.19: Vergleich des Konzentrationsverlaufs von NO in Richtung der Längsachse der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf, gemessen mit der Abgassonde (Quadrate) und mit laserinduzierter Fluoreszenz in der Mitte der Flamme.....	100
Abb. 5.20: Quantifizierte NO-Konzentrationsverteilung (LIF-Messung) und Geschwindigkeitsfeld (PIV-Messung) in der Brennkammer mit integriertem BRR-Brennerkopf bei 1, 2 und 4 bar, jeweils in der Mittelebene.....	101
Tab. 3.1: Gegenüberstellung wichtiger chemischer und physikalischer Eigenschaften von Kerosin und n-Heptan.....	14

Tab. 3.2: Eingesetzte Abgasanalysegeräte.....	19
Tab. 3.3: Angepaßter Wert für den Faktor $K$ .....	26
Tab. 4.1: Spektroskopische Eigenschaften von Streuprozessen.....	30
Tab. 4.2: Gegenüberstellung wichtiger Eigenschaften verschiedener Tracersubstanzen.....	46
Tab. 4.3: Eigenschaften des eingesetzten Excimerlasers EMG 150 TMSC.....	50
Tab. 4.4: Kenngrößen der bei den optischen Untersuchungen eingesetzten Filter. Die Abkürzungen BF, LF, RF, AF bedeuten Bandpaß-, Langpaß-, Reflexions- bzw. Absorptionsfilter.....	54
Tab. 4.5: Spezifikation der PIV-CCD-Kamera.....	66
Tab. 4.6: Verwendete Aufnahmeparameter für die PIV-Messungen an der Kalibrierstrecke.....	72
Tab. 5.1: Betriebspunkte des BRR LPP-Brennerkopfs mit <i>ca. 10 %</i> Abstand zur Magerverlöschgrenze.....	74
Tab. 5.2: Betriebspunkte des Turboméca-Brennerkopfs mit <i>ca. 10 %</i> Abstand zur Magerverlöschgrenze.....	74

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
$A$	$s^{-1}$	Rate der spontanen Emission (Einstein-Koeffizient)
$A$	$m^2$	Fläche
$B$	$m^2 J^{-1} s^{-1}$	Einstein-B-Koeffizient für induzierte Absorption
$d$	$m$	Durchmesser
$D, d$	$m$	Verschiebung
$D$	$m$	Rohrdurchmesser
$f$	--	Fluoreszenzausbeute
$f$	--	f-Zahl einer Abbildungsoptik
$f_{v,j}(T)$	--	Boltzmannfaktor
$F$	--	Fluoreszenzsignal
$h$	$J s$	Planck'sche Konstante ( $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34} J s$ )
$I_v$	$W s / m^2$	spektrale Intensität
$I(x, y)$	--	Lichtintensitätsverteilung
$K$	--	Kalibrierfaktor
$\dot{m}$	$kg / s$	Massenstrom
$M$	--	Abbildungsmaßstab
$M$	--	Puffergas
$n$	$Moleküle / m^3$	Molekülgesamtdichte
$n_i$	$Moleküle / m^3$	Moleküldichte der Spezies $i$
$N$	--	Anzahl
$p$	$Pa, bar$	Druck
$P$	$s^{-1}$	Prädissoziationsrate
$Q$	$s^{-1}$	Quenchrage
$R$	$J / Kg K$	Gaskonstante
$R_{II}$	--	räumliche Kreuz-Korrelation
$R_D$	--	Korrelationspeak
$R_g$	--	Edelgas
$\vec{s}$	$Pixel$	Verschiebungsvektor
$Sr$	--	Strouhal-Zahl
$S$	$counts$	Signal des Detektors, z.B. LIF-Signal
$T$	$K$	Temperatur
$t$	$s$	Zeit
$v$	$m / s$	Geschwindigkeit

$\dot{V}$	$m^3 / s$	Volumenstrom
$V$	$m^3$	Messvolumen
$V(x, y)$	--	Streulichtenergieverteilung
$W(x, y)$	--	Lichtintensitätsverteilung
$X$	--	Halogen

## Griechische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
$\varepsilon$	$J$	Photonenenergie
$\varphi$	--	Verlustkoeffizient
$\Theta$	$(g / s)(\sqrt{K} / Pa)$	reduzierter Durchsatz
$\kappa$	--	Isentropenexponent
$\Phi$	--	Äquivalenzverhältnis
$\lambda$	$nm$	Wellenlänge
$\nu$	$s^{-1}$	Frequenz
$\rho$	$kg / m^3$	Dichte
$\eta_D$	--	Quanteneffizienz
$\tau$	--	Punktstreuungsfunktion
$\Omega$	$sr$	Raumwinkel

## Indizes

Zeichen	Bedeutung
A/D	Analog/Digital Wandler
E	andere elektronische Zustände betreffend
F	Fluoreszenz
$i, j$	Laufvariablen, Spezies $i$
$is$	isentrop
Kal	Kalibrierkonstante
L	Laser
L	Luft
MAX	Maximal
P	die Prädissoziation betreffend
Q	das Quenchen betreffend
Red	reduziert
R	die Rotation betreffend

t	Totalzustand
V	die Vibration betreffend
$\nu$	spektral, pro Frequenzeinheit
0	Ausgangszustand
1, 2, 3	Ebenen 1, 2, 3,..

## Subscript

Zeichen	Bedeutung
0	zum Zeitpunkt $t = 0$
*	angeregter Zustand eines Moleküls
"	energet. niederer Quantenzustand eines Übergangs
'	energet. höherer Quantenzustand eines Übergangs
1	Grundzustand
2	angeregter Zustand

## Mathematische Symbole

Zeichen	Bedeutung
$(d/dt)$	Zeitliche Ableitung einer Größe
$\Delta$	Differenz zweier gleichartiger Größen
$\Sigma$	Summe
X	Koordinatenpunkt (x, y)

## Weitere Abkürzungen und Fachausdrücke

Zeichen	Bedeutung
ASTM	American Society for Testing and Materials
BRR	BMW Rolls-Royce
CAEP	Committee on Aviation Environmental Protection
CARS	Kohärente Anti-Stokes-Raman-Spektroskopie
CCD	Charge Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
DGV	Doppler-Global-Velocimetry
DIN	Deutsche Industrie Norm

DOC	Direct Operating Costs
GIV	Gaseous-Image-Velocimetry
ICAO	International Civil Aviation Organisation
ICCD	Intensivierte CCD
LBO	Lean Blow Out
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LIPF	Laserinduzierte Prädissoziationsfluoreszenz
LPP	Lean Premixed Prevaporized
LTO	Landing and Take Off
L2F	Laser 2-Fokus Meßverfahren
MTU	Motoren und Turbinen Union
NATO	North Atlantic Treaty Organisation
Nd/YAG	Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
PDPA	Phasen-Doppler Partikel-Analysator
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planar LIF
ppm	parts per million
RET	Rotationsenergietransfer
RQL	Rich burn, Quick quench, Lean burn
SLIF	Saturated Laser Induced Fluorescence
UHC	Unburned Hydrocarbons
UV	Ultra Violett
VET	Vibrationsenergietransfer

# 1 Einleitung

Die motorisierte Fortbewegung hat wie keine andere technische Errungenschaft unser modernes Zeitalter geprägt. Der Drang nach Mobilität führte zu der Entwicklung immer schnellerer Fortbewegungsmittel und mündete schließlich in die Entwicklung des ersten Strahltriebwerks durch Hans von Ohain. Er legte damit den Grundstein für das moderne Jetzeitalter.

Auf dem Gebiet der Luftfahrtantriebe wurde die Entwicklungsarbeit in den letzten Jahrzehnten im wesentlichen auf die Leistungssteigerung, Verbesserung der Wirtschaftlichkeit und Umweltschutz konzentriert. So entstanden aus dem ursprünglichen Einstromtriebwerk die modernen und im zivilen Unterschall-Luftverkehr nahezu ausschließlich eingesetzten Mantelstromtriebwerke mit hohem Bypassverhältnis und erheblich reduziertem Brennstoffverbrauch. Im Wandel der Zeit kommt aus heutiger Sicht bei der Neu- und Weiterentwicklung der Forderung nach einer umweltschonenden Auslegung immer größere Bedeutung zu [1]. Schonender Umgang mit Ressourcen, Verringerung des Lärms und Verminderung der ausgestoßenen Schadstoffe stellen angesichts immer stärker werdenden öffentlichen und politischen Drucks eine Randbedingung dar, die beim Entwurf neben rein technische und wirtschaftliche Ziele treten. Ausdruck finden diese Forderungen beispielsweise in internationalen gesetzlichen Vorgaben, die bindend für alle Triebwerkshersteller von der ICAO (International Civil Aviation Organisation) Maximalwerte für Emissionen vorgeben. So ist die Einführung weiter verringerter Emissionswerte (CAEP IV) für Ende 2003 geplant. Noch weiter gehen Gesetze in Schweden oder am Züricher Flughafen, die bei Überschreitung von Maximalwerten die Fluglinien mit Geldstrafen belegen, womit die Brennkammertechnologie ein Teil der DOC (Direct Operating Costs) für die Fluglinien wird [2]. Ein nicht berücksichtigter Aspekt bei diesen Bestimmungen ist, daß der Großteil der Schadstoffe im Reiseflug emittiert wird und nicht, wie bei den gesetzlichen Bestimmungen zugrundegelegt, im LTO- (Landing and Take-Off) Zyklus. Trotz der Tatsache, daß sich nach dem jetzigen Kenntnisstand die atmosphärenscheidende Wirkung der in den Höhen des Reisefluges eingebrachten Schadstoffe noch nicht eindeutig feststellen läßt, gelten Schadstoffe in der Tropopause und der darüber liegenden Stratosphäre als atmosphärenchemisch besonders problematisch und klimabeeinflussend. Vermutet wird, daß die Schadstoffe je nach eingebrachter Flughöhe einen Beitrag zum Treibhauseffekt liefern oder Veränderungen in der Ozonkonzentration hervorrufen [3]. Erschwerend kommt die lange atmosphärische Verweilzeit der Schadstoffe in diesen Höhen hinzu. Trotzdem hat die Einführung gesetzlicher Richtlinien entscheidend dazu beigetragen, daß die Emissionen heutiger Turbofantriebwerke auf ein Bruchteil der Werte von vor 20 Jahren reduziert worden sind. Eine Ausnahme bildet dabei der leichte Anstieg der  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Ursache

dafür sind die für die Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades höheren Brennkammereintritts- und -austrittstemperaturen sowie das gestiegene Verdichterdruckverhältnis. Beide führen zu einer erhöhten Bildungsrate von Stickoxiden in konventionellen Brennkammern, bei denen im Primärbereich ein stöchiometrisches Brennstoff-Luft-Verhältnis vorliegt.

Bei der Entwicklung zukünftiger Flugantriebe werden neben anderen zwei Schwerpunkte eine Rolle spielen, zum einen die (begrenzte) Erhöhung des Bypassverhältnisses zur weiteren Effizienzsteigerung und zum anderen die Entwicklung neuer Brennkammerkonzepte zur Minderung des  $\text{NO}_x$ -Ausstoßes unter Beibehaltung der niedrigen anderen Emissionswerte. Die Optimierung der vorhandenen konventionellen Brennkammern reicht aus, um die in naher Zukunft geltenden gesetzlichen Bestimmungen zu erfüllen, danach gilt aber das Potential als technisch ausgereizt.

Die immer besser und exakter werdenden Vorhersagemöglichkeiten neu entstandener Brennkammerkonzepte anhand von Rechnermodellen und -simulationen [5, 6] sind zwar für den Entwicklungsingenieur ein wichtiges Werkzeug, können aber das Experiment nicht ersetzen. Es sind weiterhin Versuche notwendig, um detaillierte Kenntnisse der chemischen, thermodynamischen und strömungsmechanischen Vorgänge sowie deren Interaktion innerhalb der Brennkammer zu erlangen.

Auch an die Meßtechnik werden immer höhere Ansprüche gestellt. Die bisher im Einsatz befindlichen konventionellen Sondenmeßtechniken stoßen gerade bei den in Brennkammern herrschenden Bedingungen an ihre Grenzen. Sie können zudem die als Eingangsgrößen für Rechnermodelle geforderten zeitlichen und örtlichen Auflösungen der zu messenden Größen nur unbefriedigend aufnehmen. In den letzten Jahren hat die berührungslose Laserdiagnostik zur Messung von Konzentrationsverteilungen sowie Strömungsgeschwindigkeiten in einer Vielzahl von Laborflammen den Nachweis der Anwendbarkeit gebracht. Die Übertragbarkeit auf anwendungsnaher Fälle ist nach wie vor nicht trivial, aber gerade in der Brennkammerentwicklung sinnvoll und notwendig.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Beitrag dazu geleistet, laseroptische Meßverfahren zur Bestimmung des Reaktions- und Strömungsfeldes an neuartigen Brennkammerkonzepten unter annähernd realistischen Betriebsbedingungen anzuwenden und deren Grenzen aufzuzeigen.

Zum quantenspezifischen Molekülnachweis sind geeignete Anregungsstrategien auszuwählen und an Referenzobjekten zu überprüfen. Zur Umrechnung der gemessenen Signale in physikalische Einheiten ist ein geeignetes Kalibrierverfahren auszuwählen. Für eine vollständige Charakterisierung des ablaufenden Verbrennungsprozesses ist eine Ermittlung des Geschwindigkeitsfeldes notwendig. Als Variationsparameter bei den hier vorgestellten Untersuchungen wurde der Brennkammerdruck verwendet. Dadurch soll u.a. die Übertragbarkeit von Versuchsergebnissen an Vorverdampfungs-Brennkammern (LPP-Brennkammern) bei atmosphärischen Bedingungen auf den Anwendungsfall überprüft werden.

## 2 Stand der Brennkammertechnik von Fluggasturbinen

### 2.1 Entwicklung des Luftverkehrs

Der Luftverkehr verzeichnet jährliche Zuwachszahlen wie fast keine andere Wirtschaftsbranche. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, ist das Passagieraufkommen seit 1969 um ca. 7% jährlich (seit 1960 nach [7] um ca. 9%) angewachsen und auch für die Zukunft rechnen Experten mit einem leicht abgeschwächten Wachstum von jährlich ca. 5%. Für den Luftfrachtverkehr ist mit einer jährlichen Steigerung von ca. 5,7% eine ähnliche Entwicklung zu erwarten [8].

Für den unten dargestellten Zeitraum ist mit einer weltweiten Neubeschaffung von ca. 15400 Flugzeugen bis 2019 zu rechnen.

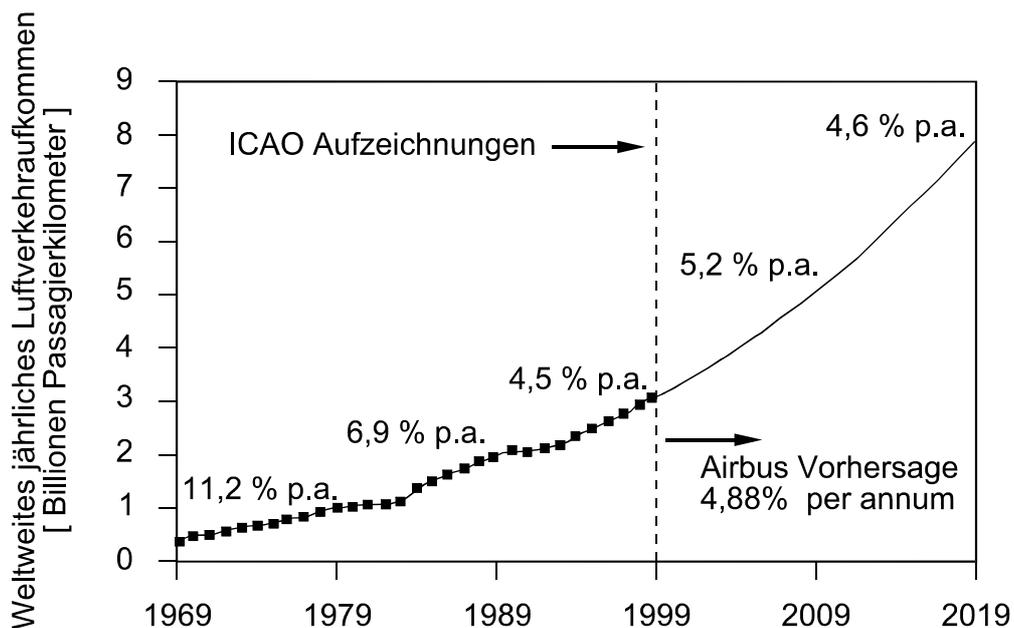


Abb. 2.1: Entwicklung des weltweiten Passagierverkehrs seit 1969 und Vorhersage von Airbus Industrie für den Zeitraum von 1999 bis 2019. Prozentangaben sind jeweils auf die vorangegangene Periode bezogen [8]

Diese Entwicklung stellt nicht nur große Anforderungen an die Flughafeninfrastruktur und das Flugverkehrsmanagement, sondern im besonderem Maße auch an die technische Ausrüstung der Flugzeuge und deren Umweltverträglichkeit.

Die in den letzten Jahrzehnten erreichte Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades der Triebwerke ist außer der Verbesserung der Einzelwirkungsgrade der Komponenten hauptsächlich auf die Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur und des Verdichterdruckverhältnisses zurückzuführen. Der Ausbrenngrad in der Brennkammer nimmt heute je nach Lastzustand Werte von über 99 % an. Nur bei den Stickoxiden konnte keine Verbesserung erreicht werden, eher der gegenteilige Trend ist erkennbar. Mit der angenommenen rasanten Entwicklung des Luftverkehrs würden sich die heute global ausgestoßenen 1800 Kilotonnen  $\text{NO}_x$  im Jahre 2020 verdreifacht haben [9]. Daher stellen die Stickoxide diejenige Schadstoffgruppe dar, die nach den zukünftigen Emissionsvorschriften die wichtigste zu reduzierende bzw. zu begrenzende Größe ist. Noch dazu führen immer weiter steigende Verdichterdruckverhältnisse zu einer weiteren Verschärfung dieser Problematik.

### 2.2 Aktuelle Brennkammertechnologie

Seit der ersten Festlegung der Richtlinien durch die ICAO im Jahr 1981, welche die Triebwerksemissionen für den Ausstoß von Kohlenmonoxid, unverbrannten Kohlenwasserstoffen UHC (Unburned Hydro Carbons), Stickoxide und Ruß reglementieren [10], wurden die Grenzwerte mehrmals herabgesetzt. In der ersten Generation von Brennkammern wurden diese zum Teil als separate Rohrbrennkammern gebaut, welche miteinander durch einen kleinen Steg verbunden waren. Das Kerosin wurde in drallstabilisierten Diffusionsflammen verbrannt und es war möglich, im relativ langen Rohr genügend Luft beizumischen, um ein optimales Temperaturprofil einzustellen und trotzdem einen guten Ausbrand zu gewährleisten [1]. Bei der nächsten, noch heute im Einsatz befindlichen Generation handelt es sich durchweg um sog. Ringbrennkammern. Die einzelnen Brennerköpfe sind ringförmig angeordnet und in eine gemeinsame Brennkammer integriert. Die Verbrennung erfolgt ebenfalls in drallstabilisierten Diffusionsflammen. Durch Erkenntnisse aus vielen Versuchen und die immer besser werdenden Rechenverfahren konnten die Brenner bezüglich ihres Zerstäubungsverhaltens sowie der Verbrennungsprozeß an sich durch bessere Luftzuführung optimiert werden. Dadurch konnte eine erheblich Reduzierung von  $\text{CO}$ -, Ruß- und UHC-Emissionen erreicht werden. Die Verbrennung an sich findet aber weiterhin im nahestöchiometrischen Bereich statt, was zwar einen stabilen Betrieb sicherstellt, aber auch eine hohe  $\text{NO}_x$ -Entstehungsrate verursacht [11]. Die Emissionscharakteristik konventioneller Ringbrennkammern ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Im Leerlaufzustand, also bei niedrigem Schub und kleineren Äquivalenzverhältnissen, ist der Ausbrand der Brennkammer schlecht, was sich in hohen UHC- und  $\text{CO}$ -Anteilen widerspiegelt. Hingegen wird bei Vollast die Primärzone im stöchiometrischen Bereich betrieben, welches einen erhöhten Ausstoß an  $\text{NO}_x$  und Rauch zur Folge hat.

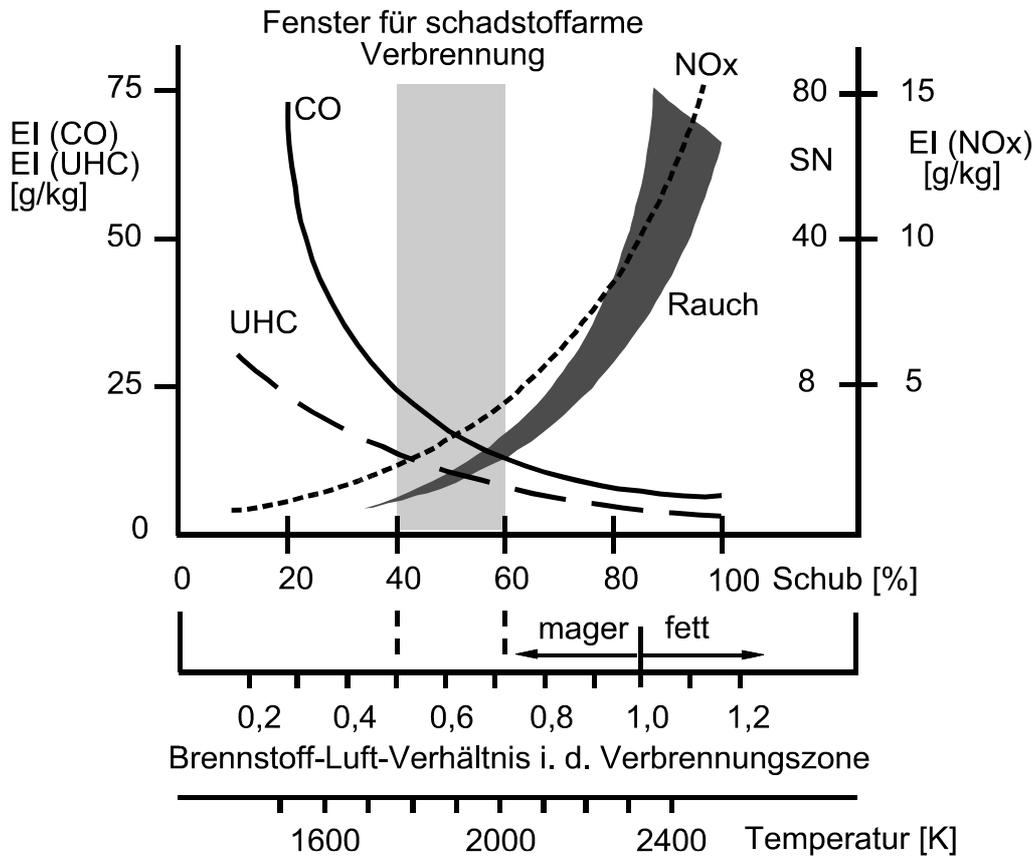


Abb. 2.2: Emissionscharakteristik einer konventionellen Brennkammer mit drallstabilisierter Diffusionsflamme [48]

## 2.3 Emissionsreduzierungsstrategien für Fluggasturbinenbrennkammern

### 2.3.1 Die gestufte Brennkammer

Eine  $\text{NO}_x$ -Reduzierung, wie von der ICAO für das Jahr 2003 angestrebt, ist durch eine weitere Optimierung der konventionellen Ringbrennkammer nur sehr schwierig zu erreichen. Es mußten neue Brennkammerkonzepte entwickelt werden, was zur dritten Brennkammer-Generation führte, zu der die sog. gestuften Brennkammern gehören. Die Besonderheit dieser Brennkammer ist die Aufteilung der Verbrennung in zwei getrennte Zonen, der Pilot- und der Hauptzone. Durch das Konzept der Brennstoffstufung erreicht man in der Hauptzone kleinere Primärverbrennungszonen

mit kürzeren Aufenthaltszeiten, was zu einer  $\text{NO}_x$ -Emissionsreduzierung führt. Die Zonen können axial, radial oder axial und radial zueinander versetzt sein. Insgesamt erfordern die beiden Zonen eine größere Anzahl an Einzelbrennern, die je nach Lastfall zu- oder abgeschaltet werden können [13]. Somit kann die Brennkammer auf zwei Betriebspunkte optimal ausgelegt werden. Zudem kann die Verbrennung durch eine günstige Luftführung in den einzelnen Zonen beeinflusst werden, so daß es zu niedrigeren Temperaturspitzen und somit zu einer geringeren  $\text{NO}_x$ -Bildung kommt. Gestufte Brennkammern müssen die Forderungen bezüglich des Magerverlöschens und der Wiederzündfähigkeit in großen Höhen erfüllen. Zudem muß sichergestellt sein, daß beim Stufungspunkt ein weiches Durchzünden gewährleistet ist und die Reaktionszeit des Brennstoffsystems bei schnellen Lastwechseln, wie z. B. im Landeanflug, nicht schlechter als bei heutigen Systemen ist. Als Nachteile haben sich bisher der höhere Regelaufwand erwiesen und das Spülen der abgeschalteten Brennerköpfe, um ein Verkoken zu vermeiden. Gestufte Brennkammern sind bereits in zwei im Einsatz befindlichen Serientriebwerken (CFM 56-5Bx/2, GE 90-xx-II) integriert, allerdings mit bezüglich der Schadstoffreduzierung eher mäßigem Erfolg [14]. Im Gegensatz dazu liefert die in Erprobung befindliche gestufte Brennkammer von Rolls-Royce Deutschland sehr geringe  $\text{NO}_x$ -Emissionswerte. Charakteristisch ist die extrem geschwungene Form der Brennkammerinnenwand, die so eine starke Trennung der beiden Zonen bewirkt. Unter realistischen Triebwerksbedingungen produziert sie etwa nur 50% der heute maximal erlaubten Stickoxide unter Beibehaltung der niedrigen Werte für CO und UHC [4, 15]. In ausführlichen Prüfstandläufen ist der Nachweis erbracht worden, daß diese moderne Brennkammer allen Anforderungen bezüglich der Betriebssicherheit genügt. Es liegt nun am Gesetzgeber, die nötigen Richtlinien zu erlassen, um die Fluglinien zum Nachrüsten der im Anschaffungspreis aufwendigen gestuften Brennkammer zu bewegen.

### 2.3.2 Zukünftige Brennkammerkonzepte

Um auch für eventuell weitergehende gesetzliche Herabsetzung der Emissionsgrenzwerte gerüstet zu sein, wird schon jetzt an neuartigen Brennkammerkonzepten geforscht. Zur Erläuterung dieser Konzepte wird zuerst auf die Abhängigkeit der Bildungsraten der einzelnen Schadstoffe vom Äquivalenzverhältnis und damit der Verbrennungstemperatur eingegangen. Wie in Abbildung 2.3 dargestellt, können prinzipiell drei Regionen der Schadstoffentstehung unterschieden werden. Im Falle einer annähernd stöchiometrischen Verbrennung bewirken hauptsächlich die hohen Temperaturen eine hohe  $\text{NO}_x$ -Bildungsrate. Starker Luftüberschuß begünstigt die Entstehung unverbrannter Kohlenwasserstoffe und des Kohlenmonoxids, während hoher Brennstoffüberschuß zur Rauchbildung führt. Die grau unterlegten Bereiche kennzeichnen die zwei schmalen Fenster minimaler Schadstoffbildung, in denen einerseits die  $\text{NO}_x$ -Bildung stark vermindert ist und andererseits auch CO und UHC

sowie Rauch noch keinen hohen Beiträge liefern. Somit lassen sich aus diesen Zusammenhängen die Konzepte für eine schadstoffarme Verbrennung ableiten.

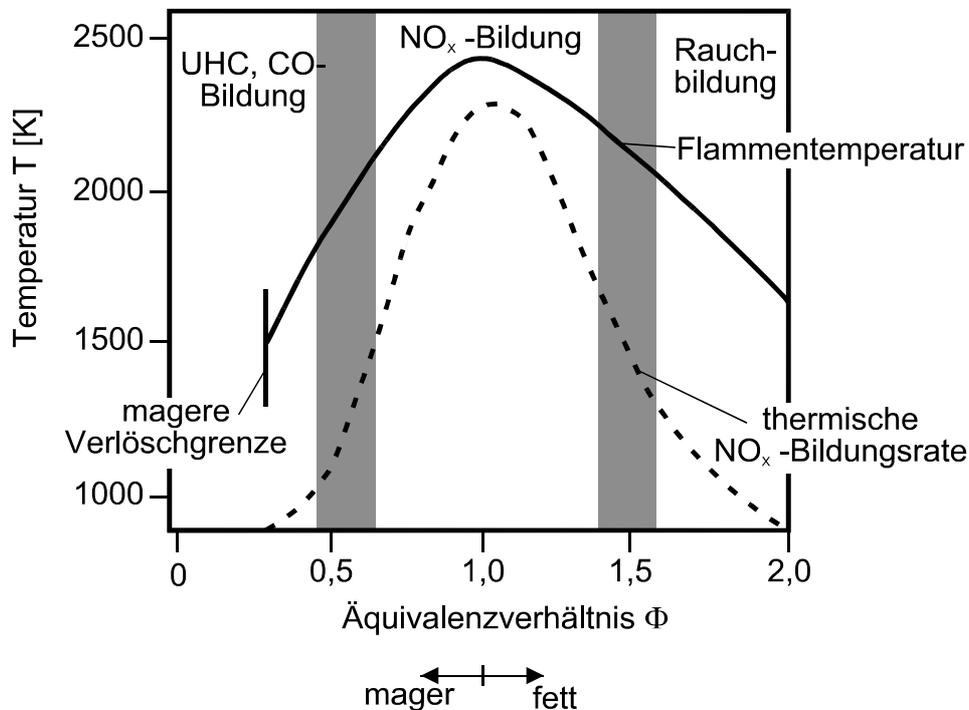


Abb. 2.3: Temperaturverlauf und Schadstoffproduktion als Funktion des Äquivalenzverhältnisses

### Fett-Mager-Stufung (RQL: Rich burn, Quick quench, Lean burn)

Bei der Fett-Mager-Stufung wird die Verbrennung auf zwei Zonen verteilt, die durch ein Zumischmodul miteinander verbunden sind. In der Primärzone wird ein möglichst homogenes Brennstoff-Luft-Gemisch fett vorverbrannt ( $\Phi \approx 1,5$ ), wobei sich durch die wesentlich niedrigeren Verbrennungstemperaturen im Vergleich zur stöchiometrischen Verbrennung eine verringerte  $\text{NO}_x$ -Produktion und eine hohe Flammenstabilität ergeben. Anschließend wird im Zumischmodul schlagartig Luft zugeführt, um die Verbrennung im mageren Bereich ( $\Phi \approx 0,5$ ) bei niedrigerer Temperatur und verringertem  $\text{NO}_x$ -Ausstoß fortzusetzen [16, 18].

Entscheidend für eine erfolgreiche Umsetzung dieses Konzeptes ist eine homogene Gemischaufbereitung und ein rascher Übergang von fetter zu magerer Verbrennung, um Bereiche stöchiometrische Verbrennung auszuschließen [19]. Probleme ergeben sich bei der Kühlung des Primärzonen-Außenbereichs, da die Brennkammerwände zur Vermeidung stöchiometrischer Gemischbereiche nicht wie üblich durch Luftfein-

blasung gekühlt werden können. Zudem steht auch beim Fett-Mager-Konzept, wie bei der Magerverbrennung, nur ein stark eingeschränkter Regelbereich zur Verfügung.

Bei Laborversuchen mit einer von der MTU entwickelten Brennkammer ist mit diesem Konzept bereits eine  $\text{NO}_x$ -Reduzierung von ca. 57% erzielt worden [20].

### **Magerverbrennung mit Vormischung und Vorverdampfung (LPP: Lean Premixed Prevaporized Combustion)**

Nicht nur wegen der zu erwartenden starken Emissionsminderung konzentrieren sich die Forschungs- und Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet schadstoffarmer Brennkammern auf das Konzept der Magerverbrennung mit vorangegangener Vorvermischung des Brennstoffs mit der Verdichterluft, sondern auch, weil dieses gegenüber dem RQL-Konzept Vorteile durch einfachere konstruktive Realisierbarkeit bei der im Triebwerksbau wichtigen geringeren Baulänge bietet. Bei den LPP-Konzepten wird der Brennstoff vor der Brennkammer üblicherweise in ein Rohr eingespritzt und durch eine geeignete Luftführung bis zum Eintritt in den eigentlichen Brennraum möglichst homogen mit der Verdichterluft vermischt und vorverdampft. Durch die Verbrennung mit Luftüberschuß sinken die Verbrennungstemperaturen und die  $\text{NO}_x$ -Produktion nimmt deutlich ab. Eine wichtige Voraussetzung für dieses Konzept ist die optimale Gemischaufbereitung, da Inhomogenitäten im Brennstoff-Luft-Gemisch lokal zu einer stöchiometrischen Verbrennung mit deutlich höherer  $\text{NO}_x$ -Produktion führen würde. Mehrere Varianten für diese Gemischaufbereitung und damit LPP-Brennertypen sind bisher untersucht worden. Von einer einfachen Druckzerstäuberdüse, verbunden mit einem Vorverdampferrohr [21], über Rohre mit aufwendig gestalteten Drallerzeugern zur Förderung der Vermischung [57] hin zu Vorverdampferstrecken, die über Zyclone mit dem Brennraum verbunden sind [22], reichen die Möglichkeiten. Brehm et al. [23] schätzten das  $\text{NO}_x$ -Reduzierungspotential von LPP-Brennkammern, bezogen auf heutige Emissionswerte, auf ca. 90%.

Eine vollständige Verdampfung des Brennstoffs bedingt eine entsprechende Verweilzeit in der Vormischstrecke. Bei den heute üblichen hohen Brennkammereintrittsdrücken und damit –temperaturen besteht deshalb die Gefahr einer vorzeitigen Zündung des Gemisches in der Vormischstrecke. Bei einer störungsbedingten Verkleinerung der Strömungsgeschwindigkeit in der Vormisch- bzw. Vorverdampferstrecke kann es zudem zu einem Flammenrückschlag kommen [24]. Eine weitere Hürde bei der mageren Verbrennung ist der sehr begrenzte Regelbereich. Das Ziel, die Verbrennung im schmalen Fenster niedriger Schadstoffemissionen zu halten, läßt nur eine stark eingeschränkte Variation der Brennstoffmenge und damit nur geringe Laständerungen zu. Außerdem ist über den gesamten Betriebsbereich ein genügend großer Abstand zur mageren Verlöschgrenze (engl.: LBO, Lean Blow Out) einzuhalten. All diese Nachteile sind bei einem Einsatz als Hauptbrennerstufe in einer gestuften Brennkammer nicht relevant. Der Regelbereich dieser Stufe ist gering und im Fal-

le eines Verlöschens der Flamme wäre ein Wiedierzünden durch die konventionell ausgeführte Pilotstufe sichergestellt [12].

Ohne auf die Ergebnisse dieser Arbeit vorzugreifen, haben die hier gewonnenen Erkenntnisse unter anderem dazu geführt, daß im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten Projekts „LOPOCOTEP“ eine Verkürzung der Vormischstrecke untersucht wird. Dabei soll bewußt eine Verschlechterung der Emissionswerte zugunsten der erhöhten Betriebssicherheit in Kauf genommen werden [26].

Auch außerhalb Europas wird intensiv an der Verwirklichung des LPP-Konzepts für Fluggasturbinen gearbeitet. Exemplarisch sollen hier Veröffentlichungen von Nakakita et al. [27] und Takahashi et al. [28] erwähnt werden, welche einen guten Einblick in den Stand der Forschung in Japan geben. Nakakita et al. berichten über Untersuchungen an 7 LPP-Brennern mit unterschiedlicher Anordnung von Drallerzeugern und wählen schließlich einen für weitere Untersuchungen aus, der die homogenste Brennstoff-Luft-Verteilung erzeugt. Takahashi et al. unternahmen erste Versuche mit einem LPP-Brenner in einer Brennkammer, in dem zuerst Methan als Brennstoff verwendet wurde, um herauszufinden, ob ein stabiler Betrieb möglich ist. Anschließend wurden mehrere Brennkammervarianten mit Pilotbrennern untersucht, um einen stabilen Betrieb mit Kerosin zu ermöglichen. Quantitative Aussagen über die  $\text{NO}_x$ -Reduzierung wurden nicht gemacht.

In einem Zukunftsszenario gehen Sausen et al. [25] davon aus, daß es bei einer stufenweisen Einführung der „Low- $\text{NO}_x$ “ Brennkammertechnologie ab dem Jahr 2015 und bei einer konstanten jährlichen Steigerungsrate des Flugverkehrs von 5% erst im Jahr 2050 zu einer Verdreifachung des heutigen Stickoxidausstoßes kommen würde.

## 3 Versuchsaufbauten

### 3.1 Prüfstandstechnik

Der schematische Aufbau des neuen Brennkammerprüfstands des Lehrstuhls für Flugantriebe ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die einzelnen Komponenten des Systems sind die Prüfstandsmeßtechnik, das Brennstoffversorgungssystem, die Luftversorgungsanlage, das Abgasanalyse-System, die Laserdiagnostiksysteme und der eigentliche Meßaufbau der Modellbrennkammer. Die ausgefüllten Pfeile symbolisieren die Strömungsrichtung, die gestrichelten Linien den Meßort und die leeren Pfeile die Richtung, mit der die einzelnen Komponenten mit der Prüfstandsmeßtechnik wechselwirken. Von der Meßwarte aus wird der gesamte Prüfstand gesteuert, geregelt und überwacht.

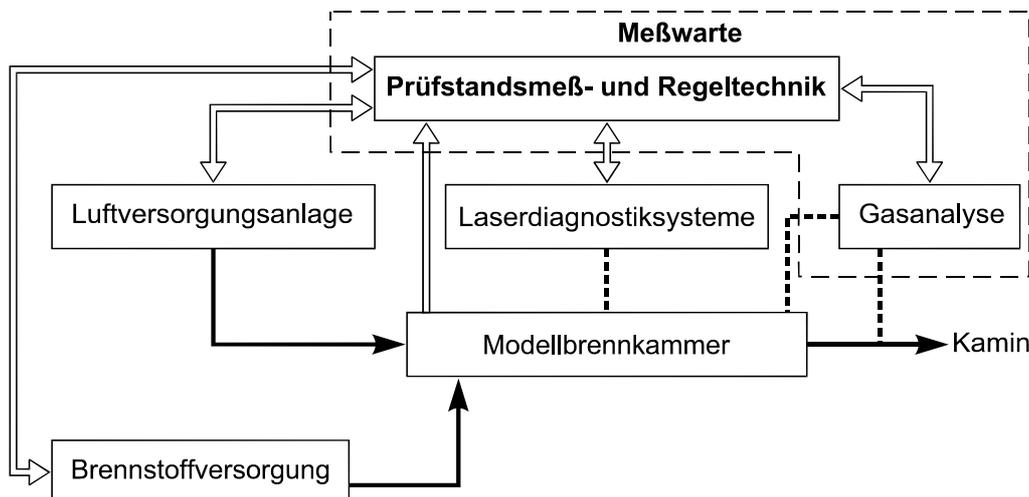


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau des neuen Brennkammerprüfstands

Der neue Brennkammerprüfstand wurde so konzipiert, daß weitgehend betriebsnahe Eintrittsbedingungen für neue Brennkammerkonzepte realisiert werden können. Er ist in einem Versuchsgebäude integriert, das speziell für verschiedene Arten der Verbrennungsforschung entstand. In Abbildung 3.2 ist der Grundriss des Prüfstands dargestellt. In den nachfolgenden Abschnitten wird detaillierter auf die einzelnen Komponenten eingegangen und ihre Funktionsweise beschrieben.

Wie in modernen Versuchsanlagen üblich, wird auf die Sicherheit großer Wert gelegt. Aus diesem Grund werden alle Versuche von der Meßwarte aus überwacht und gesteuert. Über ein Fahrpult läßt sich die Brennstoff- und Luftversorgung regeln. Für die Steuerung der Laserdiagnostiksysteme, Auswertung der Meßergebnisse sowie die

Erfassung der restlichen, für die Versuche relevanten Daten stehen mehrere Rechner zur Verfügung.

Zusätzlich übertragen mehrere Videokameras Bilder des Versuchs in die Leitwarte bzw. an einen Videorecorder, um eventuell auftretende Probleme, die nicht durch das Sichtfenster zu beobachten sind, schnell zu erkennen.

Im Prüfraum befindet sich der eigentliche Versuchsaufbau. Er umfaßt die für den direkten Betrieb der Brennkammer benötigten Komponenten, das Brennstoffversorgungssystem und das Meß- und Diagnostiksystem.

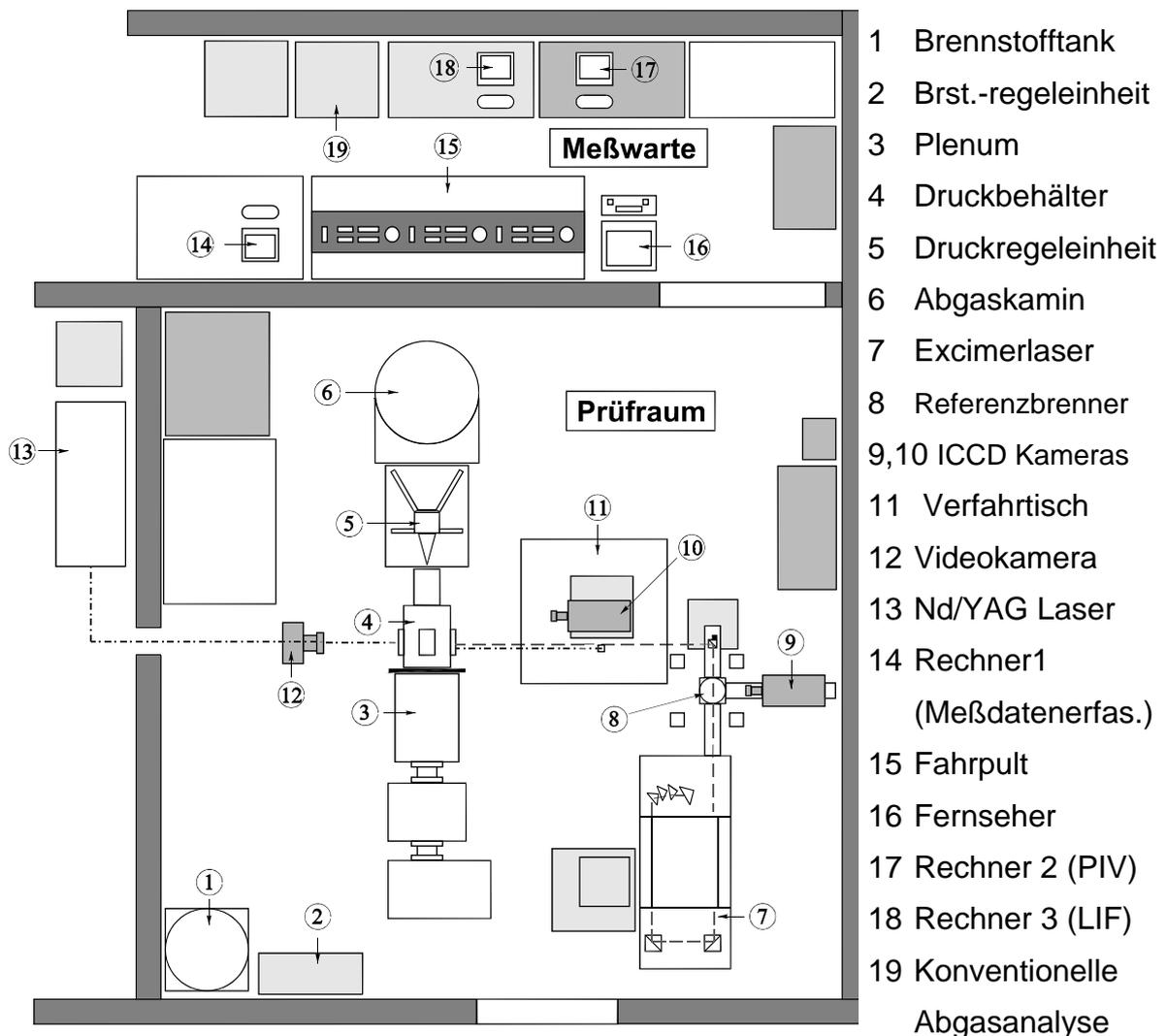


Abb. 3.2: Grundriß des neuen Verbrennungsprüfstands

### 3.1.1 Luftversorgung

Die Luftaufbereitungsanlage ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Sie stellt den für die Verbrennung notwendigen Luftsauerstoff zur Verfügung. Wie bereits oben erwähnt, wird die Luft zentral mit max.  $3 \text{ kg/s}$  und max.  $13 \text{ bar}$  zur Meßstrecke geführt. Die Schnittstelle der Zeichnung ist die ankommende kalte Luft.

Diese feuchte Luft wird im Grob- und Feinfilter (1, 3) von Schmutzpartikeln und Ölresten gesäubert. Im Kältetrockner (2) wird der auf  $4 \text{ °C}$  abgekühlten Luft die Feuchte bis auf einen nicht relevanten Restfeuchteanteil entzogen. Durch einen integrierten Wärmetauscher kann dieser Prozess isotherm erfolgen. Das abgeschiedene Kondensat sowie die Ölreste werden automatisch in einen Sammelbehälter (4) mit Aktivkohlefilter geleitet. Das so gereinigte Wasser wird mittels einer Hebeanlage (5) in das Prüfstandsabwassersystem gepumpt. Die nun gereinigte Luft wird mit Hilfe zweier pneumatisch betätigter Ventile (7a, 7b) in zwei Luftstränge aufgeteilt. Zur Bestimmung der Massenströme werden jeweils an einem Ort der Volumenstrom (6a, 6b) sowie die Temperatur und der Druck gemessen und miteinander verrechnet (vgl. Abschnitt 3.1.3). Der eine Teilstrom wird in einem elektrischen Luftherhitzer (8) mit einer Leistung von  $195 \text{ kW}$  auf maximal  $700 \text{ K}$  erwärmt, währenddessen der andere Teilstrom als Kühlluft dient. Laut Herstellerangaben soll der Luftherhitzer mit einem minimalen Luftmassenstrom von  $100 \text{ g/s}$  betrieben werden. Da aber bei den atmosphärischen Versuchen Massenströme von maximal  $70 \text{ g/s}$  benötigt wurden, mußte auch der Heißluftmassenstrom mit einem Bypass versehen werden. Aus Platzgründen wurde die gesamte Luftaufbereitung in den Keller gelegt. Der restliche Teil der Luftanlage befindet sich im eigentlichen Prüfraum. In die ca. 5 Meter lange Rohrleitung vom Keller in den Prüfraum wurde in beiden Heißluftsträngen zur Massenstrombestimmung eine Blendendurchflussmessung (9a, 9b) nach DIN 1952 [31] integriert. Die Aufteilung der vorgewärmten Luft erfolgt über zwei pneumatisch geregelte Ventile (10a, 10b). Um reproduzierbare Strömungsbedingungen herzustellen, wurde nach dem Regelventil und vor der eigentlichen Brennkammer ein Beruhigungsbehälter (11) plaziert. Dieses Plenum ist so konzipiert, daß die Querschnittserweiterung die Geschwindigkeit der ankommenden turbulenten Strömung fast auf null reduziert. Somit stellen sich nahezu ideale Ausflußbedingungen und somit Eintrittsbedingungen in die Modellbrennkammer ein.

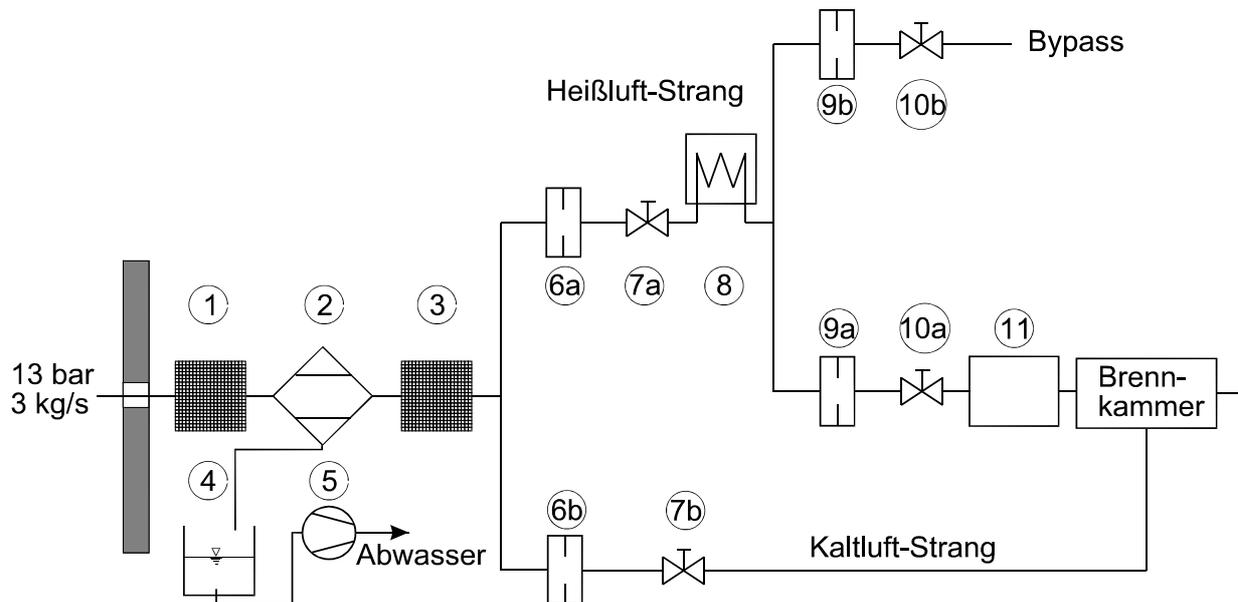


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Luftversorgungsanlage des Brennkammerprüfstands

### 3.1.2 Brennstoff und Brennstoffversorgung

Um Auswertungen laserspektroskopischer Messungen von Brennstoffkonzentration und -verteilung durchführen zu können, sind Kenntnisse über die Zusammensetzung des Brennstoffs notwendig. Konventionelle Flugtriebwerke verwenden als Brennstoff Gemische aus verschiedenen Kohlenwasserstoffen und als Oxidator Sauerstoff aus der Atmosphäre.

Bei den in der Luftfahrt verwendeten Brennstoffen handelt es sich nicht um Gemische mit definierter Zusammensetzung, sondern um Raffinerieprodukte, die durch mehrere definierte Anforderungen, denen sie genügen müssen, gekennzeichnet sind. Für Verkehrsflugzeuge wird heute fast ausschließlich Kerosin Jet A als Brennstoff verwendet. Seine Spezifikation ist z.B. in ASTM (American Society for Testing and Materials) D1655 gegeben. Für die militärische Luftfahrt kommt Kerosin mit der Bezeichnung JP-8 (jet propellant no. 8; NATO-Kennung: F-34) zum Einsatz.

Kerosin ist eine Mischung verschiedener Kohlenwasserstoffe mit einem Gehalt von 15 bis 25 Vol.% Aromaten und maximal 0,3 Mol% Schwefel [32]. Dabei beträgt das Massenverhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff je nach Herkunft des Brennstoffes 1,8 bis 2,0 [33]. Um Kerosin als hochwertigen Flugbrennstoff verwenden zu können, müssen noch zahlreiche Zusätze beigemischt werden.

Aufgrund der hohen Anzahl verschiedener Komponenten und der nicht definierten Zusammensetzung von Kerosin ist es für laserspektroskopische Untersuchungen sinnvoll, Messungen mit reinen bzw. klar definierten Substanzen durchzuführen. Wichtig ist, daß diese Substanzen in Bezug auf Vermischung, Verdampfung und Verbrennung ähnliche Eigenschaften wie das in der Praxis verwendete Kerosin besitzen. Dadurch wird es einfacher, gefundene Fluoreszenzsignale zuzuordnen und zu quantifizieren. Bei laserspektroskopischen Untersuchungen haben sich als Ersatzstoffe n-Heptan (für Kerosin) sowie Iso-Oktan (für Dieselkraftstoff) durchgesetzt. Das bei den Versuchen verwendete n-Heptan hat dem Kerosin gegenüber annähernd ähnliche Stoffeigenschaften, wie in Tabelle 3.1 dargestellt. Eine weitere wichtige Eigenschaft von n-Heptan für den Einsatz in Kombination mit UV Lasern ist die optische Transparenz. Diese Eigenschaft ist vor allen Dingen dann notwendig, wenn das gemessene Signal von schwacher Intensität und daher anfällig für Streustrahlung ist.

	<b>Kerosin</b>	<b>n-Heptan</b>
Chem. Formel	Mischung verschiedener Kohlenwasserstoffe	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_5\text{CH}_3$
Mol. Masse	110 – 170 g/mol	100 g/mol
Siedetemperatur	185°C	98°C
rel. spez. Masse (H <sub>2</sub> O = 1)	0,78	0,68
Wasserlöslichkeit	gering (< 0,1%)	gering (< 0,1%)
Flammpunkt	38 °C	-4 °C
Untere Explosionsgrenze (Vol. %)	1 %	1,05 %
Obere Explosionsgrenze (Vol. %)	6 %	6,7 %

Tab. 3.1: Gegenüberstellung wichtiger chemischer und physikalischer Eigenschaften von Kerosin und n-Heptan

In Abbildung 3.4 ist die Brennstoffversorgungsanlage schematisch dargestellt. Hierbei ist prinzipiell zwischen 2 Versuchsreihen und damit zwei unterschiedlichen Brennstoffversorgungswegen zu unterscheiden. Für die Versuche unter atmosphärischen Druckbedingungen wird zur Förderung des Brennstoffs aus einem Tank (2) eine selbstansaugende Innenzahnradpumpe (1) eingesetzt. Der Brennstoff wird über einen Filter und einen Schlauch aus dem Tank mit einem maximalen Überdruck von ca. 7 bar gefördert. Da die Förderleistung der Pumpe wesentlich höher als die für

den benötigten Massenstrom ist, wird ein Großteil des Brennstoffs wieder in den Tank zurück gefördert und kühlt dabei auch die Pumpe. Bei steigenden Brennkammer- und damit Brennstoffdrücken (ab ca. 5 bar) stellt sich jedoch heraus, daß der Rücklauf nicht mehr ausreicht, um die Pumpe zu kühlen. Deshalb ist es nötig, zum Betrieb der Brennkammer unter erhöhten Druckbedingungen auf ein zweites Förderkonzept umzuschalten. Ein Stickstoff-beaufschlagter Druckkessel (3) ersetzt die zuvor beschriebene Zahnradpumpe und speist den Brennstoff in das folgende Meß- und Regelsystem ein.

Der Brennstoffmassenstrom wird mittels eines mit Schrittmotor betriebenen 2-Wege-Stromregelventils eingestellt und anschließend mit einem Coriolis-Massenstromdurchflußmesser bestimmt. Um im Bedarfsfall das komplette System mit Stickstoff zu

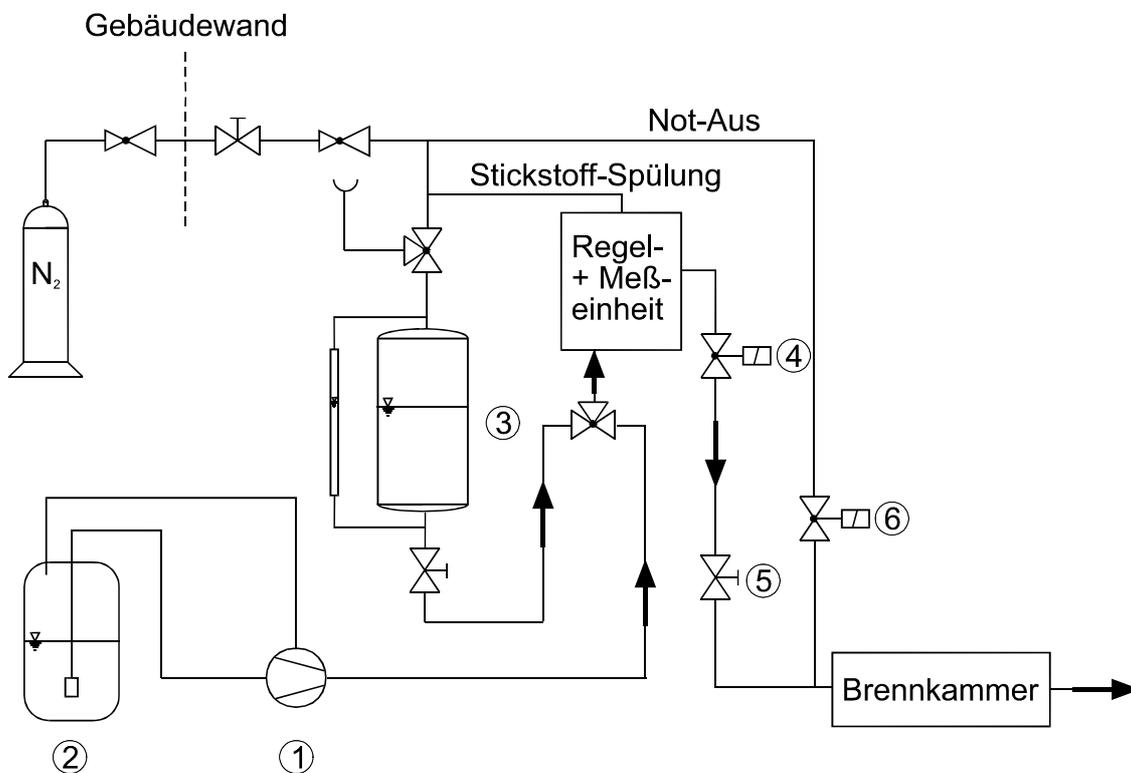


Abb. 3.4: Brennstoffversorgungsanlage der Versuchsbrennkammer

spülen, ist ein 3/2 Wege-Ventil in das System eingebaut. Dies kann notwendig werden, wenn sich Schmutzpartikel in dem Leitungssystem verfangen haben. Ein Rückschlagventil verhindert dabei das Eindringen des Gases in die Massenstrommeßgeräte. Der Brennstoffmassenstrom kann durch ein 2/2 Wege-Ventil (4) oder durch einen manuell betätigten Kugelhahn (5) unterbrochen werden. Der Einspritzdruck wird von einem Druckaufnehmer erfaßt. Eine weitere Spülmöglichkeit mit Stickstoff, be-

stehend aus Rückschlagventil und 2/2 Wege-Ventil (6), ist direkt vor der Brennkammer angebracht. Im Falle eines Flammenrückschlages oder einer Selbstzündung im LPP-Brennerkopf kann der Versuchsbetrieb durch Einbringen von Stickstoff sofort beendet werden. Zudem wird der Brennerkopf nach Versuchsende mit Stickstoff gespült, um das Verkoken der Einspritzdüsen zu verhindern. Dabei stellte sich die zweite Spülvariante als die praktikablere und kostengünstigere heraus, da nicht jedesmal das komplette System gespült werden mußte, sondern lediglich der Brennerkopf.

#### 3.1.3 Konventionelle Prüfstandsmeßtechnik

Unter konventioneller Meßtechnik wird hier die nicht lasergestützte Meßtechnik verstanden.

Alle für die Durchführung der Versuche wichtigen physikalischen Größen wie Druck, Temperatur und verschiedene Massenströme werden zentral in der Leitwarte mit ihren ankommenden Signalen erfaßt. Eine separate Einheit ist das im nächsten Abschnitt beschriebene Gasanalysesystem.

Die Massenströme der Kühlluft und der Verbrennungsluft werden nach dem Kältetrockner mit Wirbeldurchflußmeßgeräten bestimmt. Senkrecht zur Strömung befindet sich ein Staukörper, an dessen Rändern sich durch die Umströmung Wirbel ausbilden. Dieser Staukörper ist auf Piezoelementen gelagert, die den Druckschwankungen durch die periodisch ablösenden Wirbel proportionale elektrische Impulse liefern. Die Wirbelfolgefrequenz  $f$  wird aufgezeichnet. Nach Gleichung 3.1 ergibt sich daraus der Volumenstrom.

$$\dot{V} = f_{kal} \pi \frac{D^2}{4} f \frac{d}{Sr} \left[ \frac{m^3}{s} \right] \quad (3.1)$$

mit:  $f_{kal}$  = Kalibrierfaktor  
 $D$  = Rohrdurchmesser  
 $d$  = Breite des Staukörpers  
 $Sr$  = Strouhal-Zahl

Mit folgender Umrechnung erhält man den Massenstrom in Abhängigkeit von den ebenfalls gemessenen Größen Druck  $p$  und Temperatur  $T$ .

$$\dot{m} = \rho \dot{V} = \frac{p}{RT} \dot{V} \left[ \frac{kg}{s} \right] \quad (3.2)$$

Zur Bestimmung der Temperatur stehen, je nach Meßbereich, zwei verschiedene Typen an Thermoelementen zur Verfügung. Im Bereich von *300 bis 450 K* wurde ein Widerstandsthermometer PT 100 eingesetzt. Für den Einsatz in der Brennkammer wurden NiCr-Ni Mantelthermoelemente vom Typ K verwendet. Die Vergleichsstellen-Temperaturkompensation erfolgte mittels einer speziellen Einschubkarte im Meßwertschrank.

Die Druckwertmessung und -registrierung erfolgte direkt in dem zentralen Meßwertschrank durch eine 32-Kanal-Druckmeßwerterfassung. Die einzelnen Drucksensoren wurden so kalibriert, daß 4 Überdruckmeßbereiche zur Verfügung standen: *0-1 bar, 0-3 bar, 0-10 bar und 0-13 bar*. Zu den jeweiligen Versuchen wurden die Bereiche der Meßstellen so ausgewählt, daß der zu erwartende Druck sich an der oberen Grenze des Kalibrierbereichs befand. So wird laut Herstellerangaben [29] eine reproduzierbare Genauigkeit von *0,01 %* vom Endwert erreicht.

Alle analogen Signale werden von mehreren Meßwertkarten digitalisiert und in einem PC gespeichert. Das eingesetzte Programmpaket DIAdem [30] ermöglicht die Visualisierung der Meßwerte und auch eine Online-Verarbeitung und -Darstellung von physikalischen Größen. Eine spätere Aufarbeitung der Signale sowie eine graphische Darstellung ist mit dieser Software auch möglich. Zusätzlich erfolgt über diesen Rechner die Überwachung von kritischen Größen und im Notfall wird über den digitalen Ausgang der Meßwertkarte das Stickstoffventil zur Notabschaltung der Brennkammer gesteuert.

#### **3.1.4 Abgasanalyse**

Abbildung 3.5 zeigt den schematischen Aufbau der Probengasführung; die Auslegung und der Aufbau der Analyseanlage sind in [34, 35] ausführlich beschrieben, so daß an dieser Stelle nur die für den Betrieb relevanten Gesichtspunkte zusammengefaßt werden sollen.

Nach der Entnahme und der konvektiven Kühlung in der Sonde wird das Probengas bei den Versuchen unter atmosphärischen Druckbedingungen in zwei parallel arbeitende, beheizte Membranpumpen geleitet, die den Druckverlust in der weiteren Leitung ausgleichen und einen ausreichenden Massenstrom gewährleisten. Bei Messungen unter erhöhtem Druck entfallen die Pumpen, das Probengas wird in diesem Fall über ein Dosierventil direkt in den Heizschlauch geführt und der Leitungsdruck mittels eines Druckaufnehmers kontrolliert.

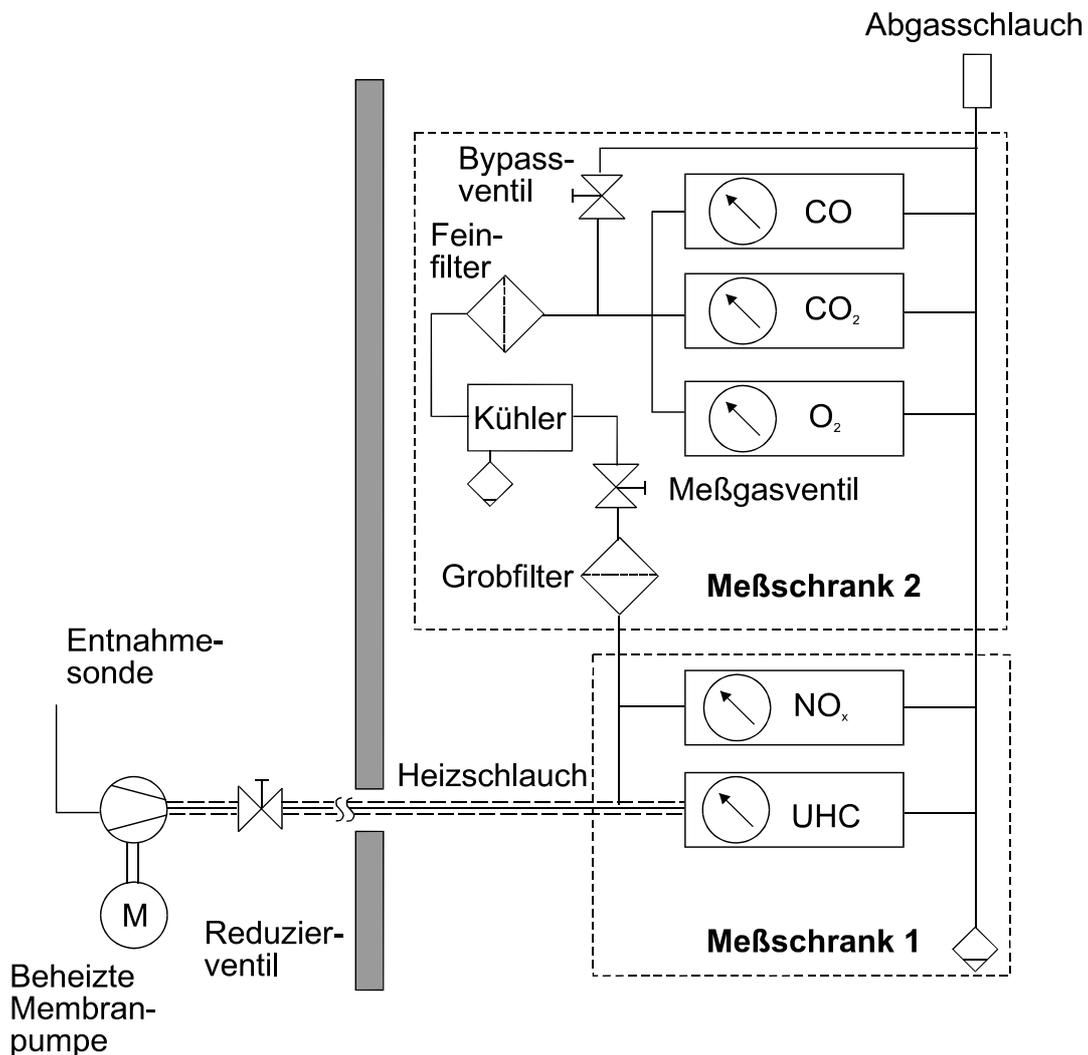


Abb. 3.5: Schematische Darstellung des Abgasanalysegeräts [34]

Aus dem Prüfraum wird das Probegas über einem Heizschlauch in die Meßwarte geführt und auf die in zwei Schränken untergebrachten Analysegeräte verteilt.

Im Meßschrank 1 (Naßmeßschrank) befinden sich die Geräte zur  $\text{NO}_x$ - und UHC-Messung, die „nasses“, also direkt von der Entnahme kommendes Probegas benötigen, bei dem noch keine Auskondensation erfolgt ist.

In Meßschrank 2 (Trockenmeßschrank) sind die Meßgeräte zur  $\text{CO}$ -,  $\text{CO}_2$ - und  $\text{O}_2$ -Analyse untergebracht. Diese Geräte benötigen getrocknetes Probegas, das daher einen Kühler durchläuft und auf ca.  $5\text{ }^\circ\text{C}$  abgekühlt wird. Abscheider führen das sich unter diesen Bedingungen bildende Kondensat in einen Auffangbehälter ab.

Folgende Geräte finden in der Abgasanalyse Verwendung:

Gas	Gerät	V <sub>probe</sub> in [l/min]	Meßverfahren	Meßbereich
NO <sub>x</sub>	CLD 700 EL (EcoPhysics)	1.2	Chemiluminiszenz	100 ppm
UHC	FID 2000S (Testa)	0.012	Flammenionisation	100000 ppm
CO/CO <sub>2</sub>	AIA 300 (Horiba)	5.0	nichtdispersive IR-Absorption	1000ppm / 10 Vol.%
O <sub>2</sub>	Oxor 6N (Maihak)	3.4	Paramagnetismus	25 Vol.%

Tab. 3.2: Eingesetzte Abgasanalysegeräte

Unter Berücksichtigung der Transfervverzögerungen und der Ansprechzeiten der Analysegeräte muß mit einer maximalen Verzögerung von ca. 17 s gerechnet werden, bis alle Werte vorliegen.

## 3.2 Versuchsaufbau

### 3.2.1 Brennkammer und Integration der LPP Brennerköpfe

In der vorliegenden Arbeit stellen die nachfolgend beschriebenen Brennerköpfe das eigentliche Forschungsobjekt dar. Obwohl sie für den Einsatz in unterschiedlichen Gasturbinen-Klassen bestimmt sind, beruht der Entwicklungsansatz der Brenner für magere Vorvermischung mit Luft und Vorverdampfung auf dem selben Prinzip: der Verdampfung und homogenen Vermischung des flüssigen Brennstoffs mit der zur Verfügung stehenden Verdichterluft, um somit eine magere Verbrennung zu ermöglichen.

Die beiden für die Versuche verwendeten unterschiedlichen LPP Brennerköpfe werden in eine rechteckige Modellbrennkammer integriert, welche in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt ist. Dabei werden die Brennerköpfe durch ein primärluftgekühltes, austauschbares Hitzeschild mit dem eigentlichen Brennraum verbunden. Dieser ist an allen 4 Seiten mit austauschbaren Quarzglasfenstern bestückt und hat eine sichtbare Fläche von ca.  $100 \times 150 \text{ mm}^2$ . Durch die Boden- und Deckenseite der Brennkammer tritt der Laserstrahl in die Brennkammer ein und aus. Die Beobachtung des Nutzlichts erfolgt durch eine der beiden anderen Seiten. Die Hochenergie-Zündkerze wird von hinten durch das Hitzeschild in den Brennraum montiert.

Eine spannungsfreie Lagerung der Gläser ist erforderlich, um den unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der Gläser sowie der metallischen Brennkammerrahmen Rechnung zu tragen. Bei der Konstruktion der Modellbrennkammer wurden zwei wesentliche Forderungen berücksichtigt. Sie sollte aus praktikablen Gründen einen modularen Aufbau und eine maximale optische Zugänglichkeit haben. Ein Kompromiß mußte bei der triebwerkstypischen Gestaltung zugunsten der einfachen optischen Zugänglichkeit gemacht werden. Der rechteckig ausgeführte Brennraum ermöglicht zwar den Einsatz von nicht gekrümmten Gläsern, bringt aber den Nachteil mit sich, daß Eckwirbel entstehen, welche den Verbrennungsvorgang beeinflussen können. Zudem ist es erforderlich, die Quarzglasseiten der Brennkammer zu kühlen. Seitlich in den Ecken der Brennkammer angebrachte Schlitze leiten die ca. 300 K kalte Luft auf die Gläser. Dieser so erzeugte Kühlfilm hat zwar auch einen Einfluß auf den Strömungs- und Verbrennungsprozeß in der Nähe der Brennkammerwand, bietet aber den Vorteil, daß die Ablagerung von Schmutz oder eingebrachten Partikeln wirksam verhindert wird. Bei ausreichend großem Abstand der Meßebenen zu den Seitenwänden ist der Einfluß dieser Störungen vernachlässigbar gering.

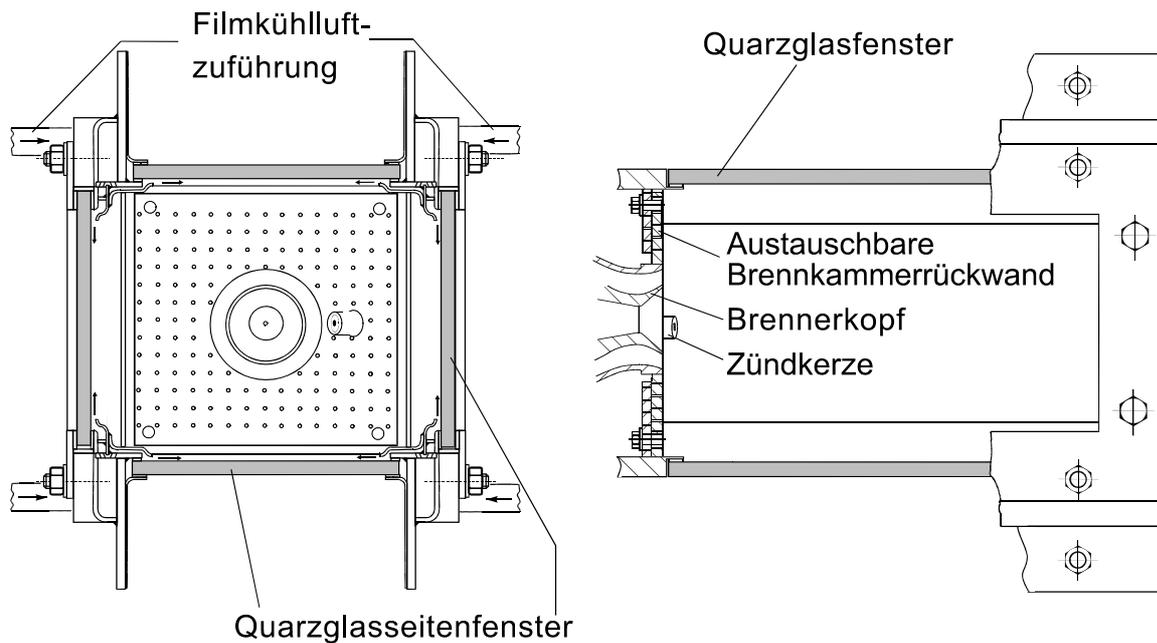


Abb. 3.6: Quer- und Längsschnitt-Darstellung der untersuchten Modellbrennkammer mit integriertem BRR Brennerkopf (BMW Rolls-Royce)

Mitentscheidend für Erfolg und Qualität der Messungen ist die Auswahl der Gläser für die Brennkammerwand sowie deren thermische Belastbarkeit. Daher wird kurz

auf den Entscheidungs- und Auswahlvorgang für die Gläser eingegangen. Bei der Festlegung der maximal zulässigen Fenstertemperatur und somit auch des notwendigen Kühlluftmassenstroms konnte nicht auf Herstellerangaben oder Literaturwerte zurückgegriffen werden. Deshalb wurde der temperaturabhängige Transmissionsgrad für verschiedene Quarzgläser anhand eigener Versuche bestimmt. Ziel dieser Versuche war, eine Grenztemperatur festzulegen, bei der das anregende Laserlicht und die damit erzeugten Lichtemissionen lediglich eine geringe, noch tolerierbare Abschwächung erleiden. Außerdem wurden diese Versuche herangezogen, um verschiedene auf dem Markt verfügbare Quarzglassorten miteinander zu vergleichen. Der Transmissionsgrad wurde durch den Vergleich der Rayleigh-Streulicht-Intensitäten vor und hinter den beheizten Glasproben ermittelt. Somit konnte auch die Abschwächung durch Reflexion an den beiden Oberflächen mit bestimmt werden. Untersucht wurden vier Quarzglassorten - Suprasil 1 von Heraeus [36], Spectrosil B von TQS und SQ 1 von Sico in den Dicken 5 und 20 mm. Abbildung 3.7 gibt die entsprechenden Meßergebnisse und Literaturdaten wieder. Der Kurvenverlauf zeigt eine mit steigender Temperatur progressive Abnahme. Für Temperaturen oberhalb der festgelegten Grenztemperatur (ca. 900 K) nimmt der Transmissionsgrad sehr stark ab. Die Werte zeigen eine tolerierbare Veränderung des Transmissionsgrades über dem Verlauf der Temperatur. Bei der Grenztemperatur liegt der Transmissionsgrad zwischen 72 und 78 %. Aus der Abbildung 3.7 kann bei Umgebungstemperatur außerdem der Verlust durch Reflexion an den Glasoberflächen bestimmt werden. Dieser liegt pro Seite zwischen 2 und 4,5% entsprechend eigenen Messungen und bei 7 % nach den Literaturwerten. Wesentlich weniger transparent ist das 20 mm Quarzglas SQ1. Bedingt durch die vierfache Dicke absorbiert dieses Glas bei Umgebungstemperatur ca. 16 % der Laserenergie. Dafür ist der temperaturbedingte Abfall des Transmissionsgrades nicht so stark. Unter Einbeziehung der gewonnenen Ergebnisse und aus Kostengründen fiel die Wahl auf die Glassorte SQ 1 von der Firma Sico Jena Quarzglasschmelze in der Stärke 5 mm für die Brennkammerwand und in der Stärke 20 mm für den optischen Zugang des Druckbehälters.

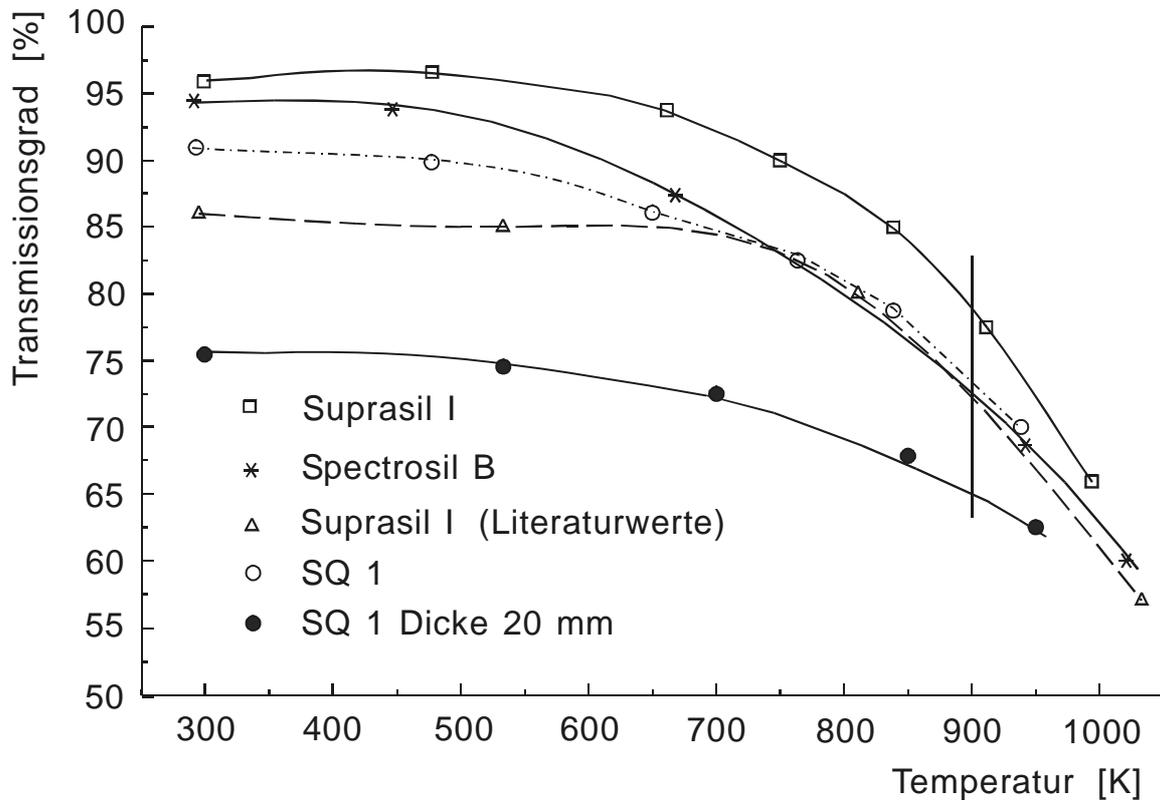


Abb. 3.7: Transmissionsgrad der verschiedenen Quarzgläser in Abhängigkeit von der Temperatur, ermittelt bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 193 \text{ nm}$

### 3.2.2 LPP-Brennerkopf der Firma BMW Rolls-Royce

In Abbildung 3.8 ist ein Schnitt durch den LPP-Brennerkopf von BMW Rolls-Royce (BRR) dargestellt. Im wesentlichen lassen sich zwei Zonen unterscheiden: die innere und die äußere axiale Luftführung. Der Luftstrom durch den äußeren Teil wird in zwei Teilströme aufgeteilt, welche dann zwei gegeneinander rotierende Drallerzeuger passieren. Nach dem inneren der beiden Drallerzeuger wird der Brennstoff durch 12 ringförmig angeordnete Bohrungen mit einem jeweiligen Durchmesser von  $0,45 \text{ mm}$  eingebracht. Idealerweise wird der zerstäubte Brennstoff in der ankommenden heißen Luft verdampft und bis zum Austritt in die Brennkammer vermischt. Bei gewissen Betriebsbedingungen (niedrige Luftgeschwindigkeit) kann der eingebrachte Brennstoff die äußere Wand des Kanals treffen. In diesem Fall wird der Brennstoff an der Wand in Strömungsrichtung transportiert und dort in der Scherschicht der beiden gegeneinander rotierenden Luftmassenströme zerstäubt. Der darauf folgende Kanal, in dem der Brennstoff verdampft und vorvermischt wird, ist konvergent gestaltet. Durch

die Beschleunigung der Strömung wird vermieden, daß sich eine dicke Grenzschicht bildet und es damit zu einem Flammenrückschlag kommen kann. Der Luftmassenstrom durch den inneren Teil des Brennerkopfes wird, genaugenommen, auch in zwei Teilströme zerlegt. Aber der Anteil, der durch die zentrale Bohrung gelangt, ist so gering, daß er vernachlässigt werden kann. Er dient lediglich der Vermeidung eines Staupunktes. Der Hauptluftstrom durch den inneren Teil des Brennerkopfes passiert den radialen Drallerzeuger. Der so der Strömung aufgeprägte Drall erzeugt ein „Aufplatzen“ der gesamten Strömung im Brennraum und damit eine innenliegende Rezirkulationszone. Außerdem dient dieser Luftmassenstrom durch den inneren Teil zur Kühlung des Brennerkopfaustritts und zur Vermeidung eines direkten Kontaktes mit den heißen Verbrennungsgasen. Zur Kontrolle des Druckabfalls im Brennerkopf wurden an Ein- und Austritt jeweils eine statische Druckmeßstelle integriert. Am Eintritt wurde zusätzlich eine Totaldruckmeßstelle angebracht. Die Befestigung des Brennerkopfes in der Brennkammer erfolgt über das Hitzeschild. Für das Hitzeschild wurde keine explizite Auslegung durchgeführt, da die zur Kühlung verwendete Luftmenge -in gewissen Grenzen- unerheblich ist. Die durch die Bohrungen im ersten Schild tretende „Kühlluft“ prallt auf die zweite, direkt der Strahlung der Flamme ausgesetzte Platte und kühlt diese. Durch versetzte Bohrungen tritt die Luft anschließend in den Brennraum.

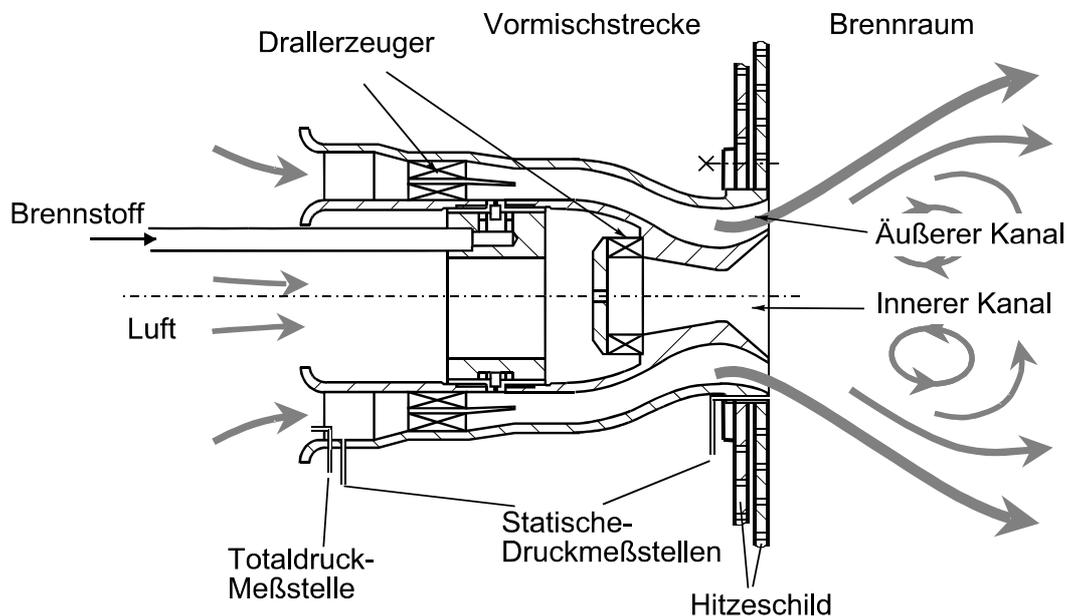


Abb. 3.8: Schnittbild des BRR LPP-Brennerkopfes mit Hitzeschild, schematische Darstellung des Strömungsfeldes und Position der Druckmeßstellen

Wichtig für die Interpretation der Versuchsergebnisse ist die genaue Kenntnis der Aufteilung der Luftmassenströme durch den Brennerkopf. Hierzu sind in einer Reihe von Vorversuchen die kalten Luftmassenströme in den einzelnen Kanälen über Druckmessungen bestimmt worden. Um reproduzierbare Versuchsbedingungen zu erreichen, wurde die Brennkammer mit Brennerkopf an ein Plenum montiert. Die Querschnittserweiterung des Plenums beruhigt die zuströmende Luft und stellt eine gleichmäßige Aufteilung in alle Bereiche sicher. Die Drücke werden im Plenum sowie am Ende der Brennkammer gemessen und anschließend bei Kenntnis des Luftmassenstroms in reduzierte Durchsätze umgerechnet. Jeder Kanal wird einzeln vermessen, indem die übrigen Bereiche versperrt werden.

Nach Rist [37] gilt für eine verlustbehaftete Strömung eines idealen Gases, ausgehend von der Formel von de Saint Venant und Wanzel, folgender Zusammenhang für den Idealgas-Massendurchsatz:

$$\dot{m} = A \frac{\varphi}{k_T} \frac{p_{t,is}}{R\sqrt{T_t}} \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} R \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (3.3)$$

Der reduzierte Massendurchsatz ergibt sich daraus zu:

$$\dot{m}_{red} = \frac{\varphi \frac{p}{p_{t,is}} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}}{1 - \varphi^2 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (3.4)$$

Damit ergibt sich der reduzierte Durchsatz  $\theta$  zu:

$$\theta = \frac{A \dot{m}_{red}}{\sqrt{R}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_t}}{p_{t,is}}, \quad (3.5)$$

$$\theta = \frac{A}{\sqrt{R}} \frac{\varphi}{k_{T,is}} \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} = K \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_{t,is}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (3.6)$$

$$\text{mit } K = \frac{A}{\sqrt{R}} \frac{\varphi}{k_{T, is}}. \quad (3.7)$$

Der Koeffizient  $K$  erhöht sich im Einzelfall mit der Durchströmfläche  $A$  und dem Verlustkoeffizienten  $\varphi$ , welche hier nicht direkt bestimmt werden können. Deshalb muß der Umweg über die Messung der anderen Größen gemacht werden.

Mit den Meßwerten für  $\dot{m}$ ,  $p_{t, is}$  und  $T_t$  kann  $\theta$  nach Gleichung 3.6 berechnet werden, wobei aufgrund der niedrigen Geschwindigkeiten die Totalgrößen durch die statischen Größen ersetzt werden konnten.

Trägt man die aus den Meßdaten berechnete Größe  $\theta$  über das Druckverhältnis  $p/p_t$  auf, so kann Gleichung 3.6 über eine Approximation zweiter Ordnung mit einer geeigneten Schätzung des Faktors  $K$  an die Meßpunkte angepaßt werden. In Abbildung 3.9 sind die Meßpunkte für die unterschiedlichen Konfigurationen und die dazugehörigen Annäherungskurven wiedergegeben.

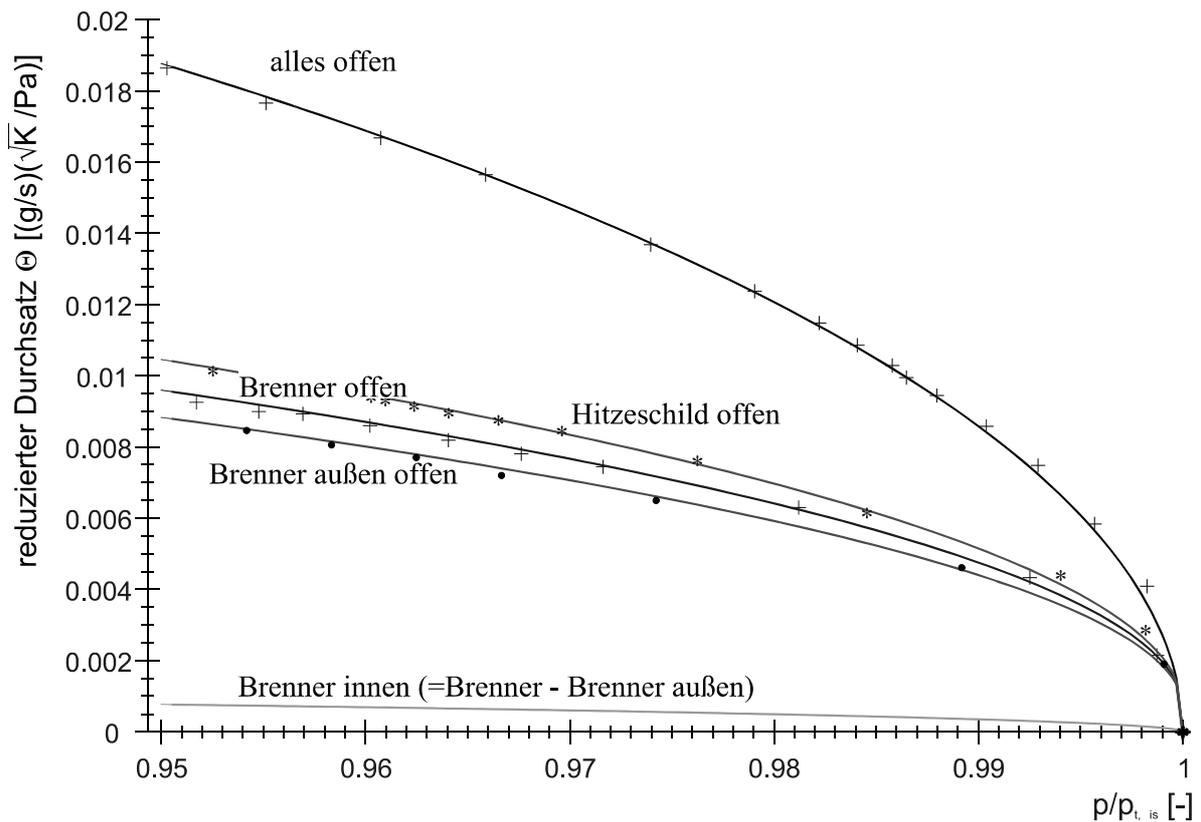


Abb. 3.9: Ausflußkurven für die verschiedenen Strömungskanäle des BRR Brennerkopfes

Für die verschiedenen Approximationskurven ergeben sich folgende Werte für den Faktor  $K$

	alles offen	Hitzeschild offen	Brennerkopf offen	Brennerkopf außen	Brennerkopf innen
$K$	0,061	0,0318	0,029	0,0265	0,0025

Tab. 3.3: Angepaßte Werte für den Faktor  $K$

Um den Luftmassenstrom durch den Brennerkopf während des Versuchs abschätzen zu können, wurde der Wert  $\dot{\theta}$  durch diesen Teil auf den Fall „alles offen“ bezogen. Bei einem vorgegebenen Druckabfall von 4% über den Brennerkopf stellte sich somit ein Luftmassenstrom durch den Brennerkopf von 31,6 g/s für Versuche bei 1 bar Brennkammerdruck und 141,0 g/s für 4 bar ein. Die Eintrittstemperatur in die Brennkammer lag bei ca. 650 K.

#### 3.2.3 LPP-Brennerkopf der Firma Turboméca

Der in Abbildung 3.10 dargestellte Turboméca LPP-Brennerkopf zeichnet sich durch einen wesentlich einfacheren Aufbau aus. Prinzipiell kann der Brennerkopf in zwei verschiedene Bereiche unterteilt werden: im ersten zylindrisch-konischen Rohr die Einbringung und Zerstäubung des Brennstoffs sowie der weitere Verdampfungsbe- reich im zweiten konzentrisch angebrachten Rohr. Durch eine Druckzerstäuberdüse wird der Brennstoff in das erste Verdampferrohr eingebracht. In diesem befinden sich seitliche 3 Schlitze, durch welche die Luft zum Zerstäuben des Brennstoffs zuströmt. Ein außen am Ende dieses ersten Rohres angebrachter 45°-Drallerzeuger fördert die Vermischung des Brennstoff-Luft Gemisches des ersten Teils mit der zusätzlichen Luft im zweiten Verdampferrohr. Zudem werden große Tropfen durch die Zentrifugal- kräfte an die äußere Wand transportiert. Die Stufe am Ende dieses Rohres soll den so entstandenen Wandfilm am Eindringen in den Brennraum hindern und durch die aus dem Brennraum rückgeführte Wärme den Wandfilm verdampfen. Zudem wird an dieser Stufe der Brennerkopf mit dem Hitzeschild verbunden. Die Stabilisierung der Flamme erfolgt durch Aufplatzen des drallbehafteten Brennstoff-Luft-Strahls im Brennraum.

Bei diesem Brennerkopf wurde besonderer Wert auf die Auslegung des Hitzeschildes gelegt, da bei den geringen Durchsätzen jede an der Verbrennung teilnehmende Kühlluft des Hitzeschildes zu einer erheblichen Verfälschung der Ergebnisse führt. Die Kühlluft, die durch Bohrungen der ersten Platte des Hitzeschildes strömt, führt die Wärme der zweiten Platte durch Prallkühlung ab und strömt seitwärts in den

Brennraum, ohne an der Verbrennung teilzunehmen. Diese Auslegung des Hitzeschildes stellte sich als gut heraus und ist, mit entsprechenden Sicherheitsfaktoren versehen, auch für einen weiten Betriebsbereich einsetzbar.

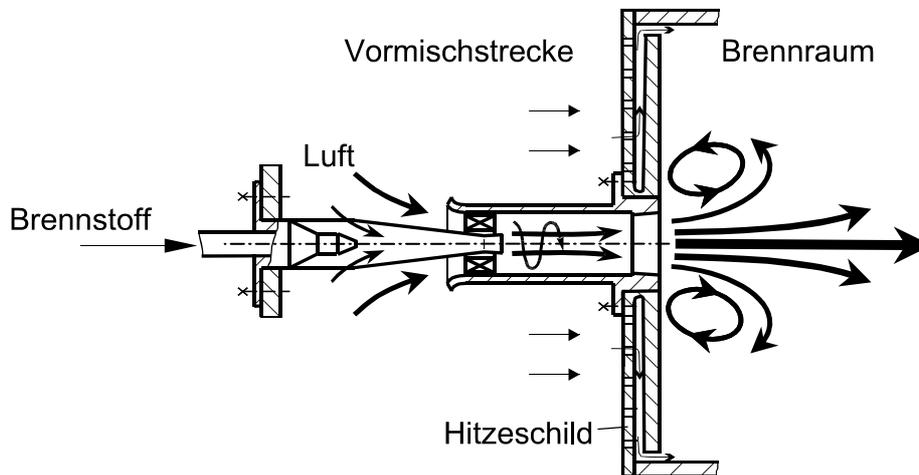


Abb. 3.10: Schnitt durch den Turboméca LPP-Brennerkopf mit schematischer Darstellung des Strömungsfeldes

### 3.2.4 Druckregleinheit und -behälter

Mit Hilfe der in Abbildung 3.11 dargestellten Druckregleinheit lässt sich in der Brennkammer ein stufenlos regelbares Druckspektrum von  $1\text{ bar}$  bis ca.  $13\text{ bar}$  einstellen. Die Druckregleinheit besteht aus einem optisch zugänglichem Druckbehälter, der die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Modellbrennkammer ganz umschließt und direkt an das Plenum angeflanscht ist, sowie einer verfahrbaren sonischen Drossel. Durch das Einführen des Kegels in den Austrittszylinder des Druckbehälters verringert sich der kritische Strömungsquerschnitt der Abströmung ins Freie und erhöht dementsprechend den Druck in der Brennkammer.

Großes Augenmerk wurde bei der Auslegung auf den optische Zugang gelegt. Im Gegensatz zu vergleichbaren Prüfständen [15, 38] wurde auf eine aufwendige direkte Kühlung der Fenster verzichtet. Stattdessen wird das Volumen zwischen der Brennkammer und dem Druckbehälter mit kalter Luft durchströmt. Somit ist eine Kühlung der kompletten Struktur gewährleistet und es ergibt sich damit auch eine weitere mögliche Druckregelgröße.

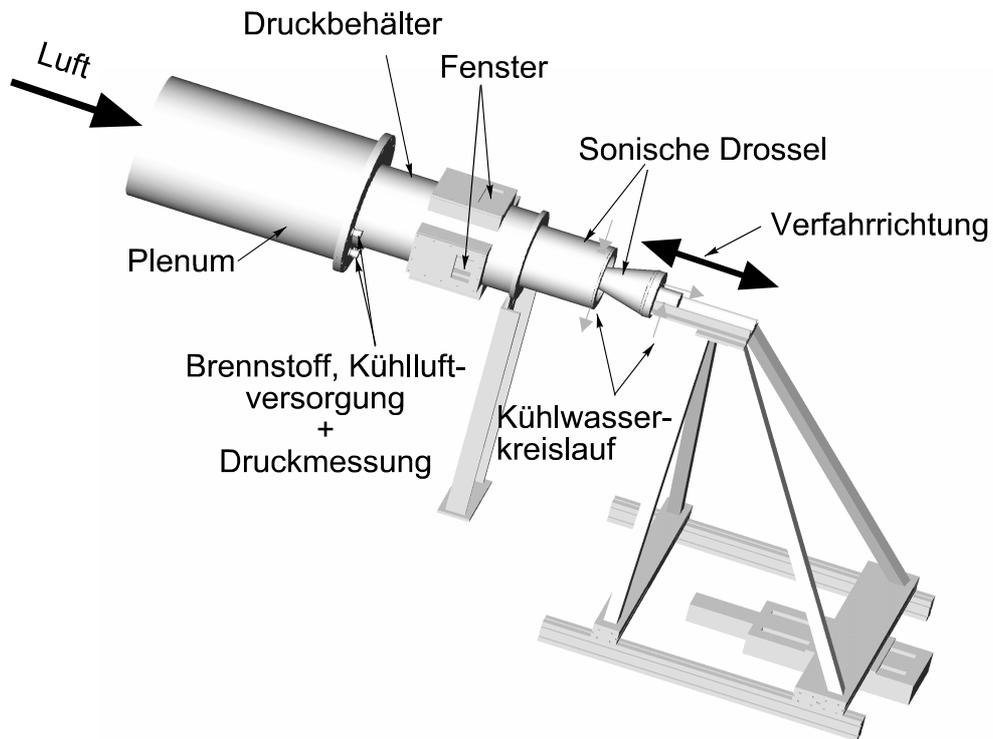


Abb. 3.11: Stufenlos verstellbare Druckregeleinheit

Um die von der Diagonalen abhängige Dicke der Fenster möglichst gering zu halten, ist nur jeweils ein Drittel der Brennkammer optisch zugänglich. Durch Austauschen der Fensterrahmen kann aber die gesamte Modellbrennkammer sichtbar gemacht werden. Der Kegel und der Ausströmzylinder der sonischen Drossel mußten trotz Einsatz von hochwarmfesten Stählen wassergekühlt ausgeführt werden. Für eine einfache Montierbarkeit sind alle Versorgungsschnittstellen am Flansch des Druckbehälters angebracht. Somit kann der Druckbehälter inklusive Modellbrennkammer als Ganzes von dem Plenum ab- und angeschraubt werden.

## 4 Lasermeßverfahren

### 4.1 Spezieserfassung durch Laserspektroskopie

#### 4.1.1 Allgemeines

Gewöhnlich sind die Elektronen eines Atoms in einer bestimmten stabilen Konfiguration angeordnet, die ihrem niedrigsten Energieniveau entspricht. Jedes Elektron befindet sich in dem für ihn kleinstmöglichen Energiezustand; das Atom als Ganzes ist in seinem Grundzustand. Durch Stöße mit anderen Atomen, Elektronen oder Photonen kann das Atom in einen anderen Energiezustand übergehen. Nach der Quantenmechanik kann ein Atom mit seinen Elektronen nur in ganz bestimmten Konfigurationen existieren, die ganz bestimmten Energiewerten entsprechen. Außer dem Grundzustand gibt es höhere Energieniveaus, die sogenannten angeregten Zustände, wobei jeder mit einer bestimmten, streng definierten Energie verknüpft ist. Belegen ein oder mehrere Elektronen ein Niveau, das höher als sein Grundzustandsniveau ist, so ist dieses inhärent instabil und temporär.

Bei niedrigen Temperaturen tendieren die Atome dazu, ihre Grundzustände einzunehmen; bei zunehmend höheren Temperaturen werden durch atomare Zusammenstöße immer mehr Atome angeregt.

Wird einem Atom genügend Energie zugeführt, so kann es von einem niedrigeren zu einem höheren Niveau aufsteigen. Der Energiebetrag, der in dem Prozeß aufgenommen wird, ist gleich der Differenz der Energie zwischen Anfangs- und Endzustand. Da dieser Betrag exakt definiert ist, ist der Energiebetrag, der von einem Atom absorbiert werden kann, gequantelt.

Dieser atomare Anregungszustand ist ein kurzlebiges Resonanzphänomen. Das angeregte Atom fällt nach Beendigung der Anregung spontan auf einen niedrigeren Zustand zurück, der meistens der Grundzustand ist und verliert dabei die Anregungsenergie. Diese Energieumordnung kann durch Emission von Licht oder durch Umwandlung zu thermischer Energie erfolgen. Ist der atomare Übergang von der Lichtemission begleitet, so ist die Energie des Photons der gequantelten Energieabnahme  $\Delta\varepsilon$  des Atoms gleich. Das entspricht nach  $\Delta\varepsilon = h\nu$  einer ganz bestimmten Frequenz  $\nu$ , die sowohl mit dem Photon als auch mit dem atomaren Übergang über die Planck'sche Konstante  $h$  verknüpft ist. Dieser Vorgang von Energieabsorption und -emission durch ein Atom kann bei vielen sog. Resonanzfrequenzen erfolgen, wobei jede ihre eigene Auftrittswahrscheinlichkeit hat.

Grundlage der Laserspektroskopischen Meßverfahren ist der eben beschriebene Wechselwirkungsprozeß zwischen elektromagnetischen Wellen und Atomen. Das Laserlicht, eine elektromagnetische Welle mit kohärenten Phasenbeziehungen, wird

von den Atomen oder Molekülen absorbiert. Dabei werden die gebundenen Elektronen von den einfallenden Photonen auf diskrete oder virtuelle Energieniveaus versetzt. Nach der Wechselwirkung wird die Energie von dem Atom oder Molekül in Form eines Photons abgestrahlt bzw. gestreut. Durch Analyse der frequenz- und richtungsabhängigen Energieverteilung des Streulichts können strukturelle und thermodynamische Eigenschaften des Mediums ermittelt werden.

In Anlehnung an die Mechanik unterscheidet man grundsätzlich zwischen elastischen und unelastischen Streuprozessen. Findet kein bleibender Energieaustausch zwischen der einfallenden Welle und dem Teilchen statt, so spricht man von elastischer Streuung. In solchen Fällen wird ein Photon gleicher Frequenz wie die einfallende Wellenlänge ohne jede Verzögerung wieder abgestrahlt. Kehrt das angeregte Teilchen nach der Photonenemission nicht in seinen Anfangszustand zurück, dann liegt ein unelastischer Streuprozess vor. Die emittierte Strahlung weist somit eine von der einfallenden Wellenlänge unterschiedliche Frequenz auf. In Tabelle 4.1 sind die für die vorliegende Arbeit relevanten Streuprozesse aufgeführt.

Bezeichnung	Streukörper	Frequenzverschiebung $\Delta\nu/\nu$
Mie-Streuung	gegenüber der Wellenlänge große Teilchen (Staub, Ruß, Flüssigkeitströpfchen)	0
Rayleigh-Streuung	gegenüber der Wellenlänge kleine Teilchen (Moleküle)	0
Fluoreszenz	Atome, Moleküle	$\pm 0 \cdot 10^{-2}$

Tab. 4.1: Spektroskopische Eigenschaften von Streuprozessen

### 4.1.2 Streuprozesse

#### Mie-Streuung

Bei diesem Phänomen wird das Licht an relativ zur Wellenlänge großen Partikeln ( $d \gg \lambda$ ) gestreut. Im Bereich des streuenden Teilchens ändern sich die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der einfallenden elektromagnetischen Welle. Dadurch treten Reflexion, Brechung und Beugung auf, die Änderungen in der Phase, Amplitude und Polarisationsrichtung der austretenden Wellenzüge bewirken. Die von verschiedenen Punkten des Teilchens abgestrahlten Wellen interferieren, wobei sich charakteristische Abstrahlkeulen bilden.

Angewandte Lasermeßverfahren, die auf diesen Streuprozess basieren, sind z. B. die Particle Image Velocimetry (PIV) und die Laser Doppler Anemometrie (LDA) zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit, wobei der Strömung meistens Streupartikel zugesetzt werden, oder der Phase Doppler Particle Analyser (PDPA) zur Tröpfchen-

größenbestimmung. Das PIV-Meßverfahren wird in Abschnitt 4.2 ausführlicher beschrieben.

Die Mie-Streuung wurde in der vorliegenden experimentellen Arbeit dazu genutzt, Brennstofftröpfchen und Brennstoffcluster sichtbar zu machen. Dabei konnte die Form und Lage des Brennstoffkegels, insbesondere der Sprühkegelwinkel, und der Einfluß des Drucks auf die Tröpfchenverteilung ermittelt werden.

### **Rayleigh-Streuung**

Wie bei der Mie-Streuung weist das emittierte Licht auch bei der Rayleigh-Streuung dieselbe Frequenz wie das eingestrahlte Licht auf. Bei der Rayleigh-Streuung sind die streuenden Teilchen jedoch klein im Vergleich zur Wellenlänge ( $d \ll \lambda$ ) und die Struktur der Teilchen hat keinen (unmittelbaren) Einfluß auf die Abstrahlcharakteristik. Moleküle sind typische Streukörper, so daß die Rayleigh-Streuung bei Messungen in Gasen stets auftritt und berücksichtigt werden muß.

Das Rayleigh-Signal ist direkt proportional zur Moleküldichte und von der untersuchten Spezies abhängig. Bedingt durch die teilchenspezifischen Rayleigh-Streuquerschnitte können nur dann Dichten in turbulenten Flammen bestimmt werden, wenn die Molenbrüche der im Meßvolumen vorhandenen Spezies bekannt sind. Felder nicht-reagierender Strömungen oder eindimensionale Verbrennungsvorgänge, die eine Modellierung der Gaszusammensetzung erlauben, eignen sich daher sehr gut für Dichtemessungen mittels der Rayleigh-Streuung. Bei einer gegebenen Druckverteilung oder über dem Meßvolumen konstantem Druck kann durch eine Referenzmessung, z. B. in der Umgebungsluft, bei der Temperatur, Druck und Gaszusammensetzung bekannt sind, die Temperaturverteilung bestimmt werden.

Diese Meßmethode kann in der Modellbrennkammer wegen der Hintergrundstrahlung nur mit Vorbehalt angewandt werden. Da das zu messende Signal dieselbe Wellenlänge wie das eingestrahlte Laserlicht besitzt, ist eine Differenzierung des Streulichts der Gasmoleküle im Beobachtungsvolumen von der indirekten Strahlung, die von Quarzglasfenstern oder Brennkammerwänden reflektiert wird, durch geeignete Filter nicht möglich. Die Abmessungen der Quarzglasfenster, die unmittelbar an den Metallrahmen des Brennkammergehäuses angrenzen, erlauben keine Laserstrahlführung, die frei von störender Strahlung ist. Deshalb sind hier Dichte- und Temperaturmessungen mittels Rayleigh-Streuung nicht durchgeführt worden.

### **Fluoreszenz**

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF, vielfach auch als PLIF - Planar Laser-Induced Fluorescence - bezeichnet) ist eine in der Verbrennungsdiagnostik weitverbreitete Meßmethode. Ihre Vorteile liegen in der hohen Sensitivität und der guten Ortsauflösung. Es können zweidimensionale Messungen vorgenommen und eine Vielzahl von Molekülen, vor allem auch in Flammen vorkommende kurzlebige Zwischenprodukte, nachgewiesen werden.

Es ist bekannt, daß dem Licht emittierenden Fluoreszenzvorgang die Absorption eines Photons geeigneter Energie voraus geht. Dabei wird ein Energieniveau in einem elektronisch angeregten Zustand besetzt. Das Grundprinzip ist in Gleichung 4.1 beschrieben:



Ein Molekül  $AB$  in einem bestimmten besetzten Quantenzustand wird durch die eingestrahlte Laserenergie  $h\nu_L$  in einen energetisch höhergelegenen Quantenzustand  $AB^*$  überführt. Der Strahlungszerfall aus diesem angeregten Zustand kann über stimulierte Emission in den gleichen Grundzustand, aber auch über spontane Emission in andere Quantenzustände des Grundniveaus stattfinden. Gleichzeitig kann das angeregte Molekül seine Energie strahlungslos durch Stoßprozesse abgeben und, falls ein prädissozierender Zustand angeregt wird, ebenfalls ohne Photonenemission in seine Bestandteile zerfallen.

Bei Stoßprozessen unterscheidet man strahlungslose Übergänge des Moleküls in den Grundzustand (englisch: quenching) sowie Vibrations- und Rotationsenergie-transfers (VET / RET), bei dem es zu einer Umverteilung von unterschiedlichen Vibrations- und Rotationsniveaus im gleichen elektronischen Zustand kommt. Die geschilderten Prozesse sind in einem vereinfacht dargestellten Energieniveauschema in Abbildung 4.1 dargestellt.

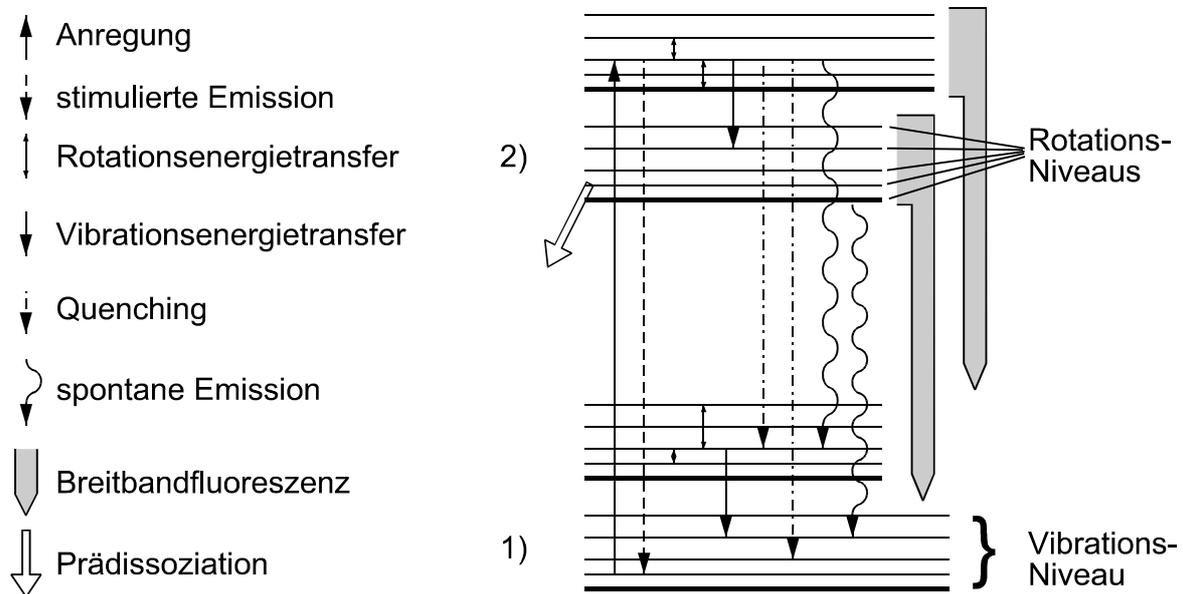


Abb. 4.1: Laserinduzierte Fluoreszenz: Schematische Darstellung der Anregung eines Moleküls und der Relaxationsprozesse, 1) Grundzustand, 2) elektronisch angeregter Zustand

Die Fluoreszenzintensität aufgrund spontaner Emission ist ein Maß für die Konzentration der emittierenden Spezies. Eine Quantifizierung ist nur dann möglich, wenn alle ablaufenden Relaxationsprozesse berücksichtigt werden.

Die unbekannte Größe ist demnach die Fluoreszenzausbeute, die das Verhältnis der spontan emittierten Molekülanzahl zu der Gesamtanzahl der angeregten Moleküle darstellt. Die Fluoreszenzsignale werden, wie bereits erwähnt, durch stimulierte Emission, Prädissoziation und Stöße abgeschwächt. Da die Stoßprozesse  $Q_E, Q_R, Q_V$  maßgeblich von Druck, Temperatur und chemischer Zusammensetzung der Umgebung abhängen, ist die Abschätzung der Quenchingrate  $Q = Q_E + Q_R + Q_V$  in einer „technischen“ Flamme praktisch nicht möglich. Eine Ausnahme sind in diesem Zusammenhang Laborflammen unter niedrigem Druck ( $<0.2 \text{ mbar}$ ), in denen die Lebensdauer der angeregten Moleküle aufgrund der niedrigen Dichten wesentlich höher ist (falls keine prädissozierenden Zustände angeregt werden), so daß stoßbedingte strahlungslose Zustandsübergänge vernachlässigt werden können.

Zur Modellierung der laserinduzierten Fluoreszenz wird üblicherweise ein Zweiniveau-Modell herangezogen [42]. Dieses Modell wird dann soweit ergänzt, daß ein Großteil der eben beschriebenen Effekte berücksichtigt wird. Wie in Gleichung 4.1 beschrieben, geht ein Molekül durch Absorption der eingestrahlten Laserenergie von einem Grundzustand 1 in einen angeregten Zustand 2 über. Der anfängliche Grundzustand  $N_1^0$  der Moleküle ist beschrieben durch

$$N_1^0 = f(T) n, \quad (4.2)$$

wobei  $n$  die Dichte des zu untersuchenden Moleküls und  $f(T)$  der temperaturabhängige Boltzmannfaktor ist, der die relative Besetzung des entsprechenden Quantenzustandes angibt. Der angeregte Zustand wird zum Zeitpunkt  $t = 0$  als noch nicht bevölkert betrachtet, da die Besetzungsdichte vernachlässigbar klein ist [43]. Die zeitliche Änderung der Besetzungsdichten im Grundzustand,  $N_1$ , und im angeregten Zustand,  $N_2$ , wird durch die Ratengleichungen beschrieben [45]

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} I_\nu N_1 + (B_{21} I_\nu + A_{21} + Q_{21} + P) N_2, \quad (4.3)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = +B_{12} I_\nu N_1 - (B_{21} I_\nu + A_{21} + Q_{21} + P) N_2. \quad (4.4)$$

$B_{12} I_\nu$  ist die Rate der stimulierten Absorption,  $B_{21} I_\nu$  dementsprechend die Rate der stimulierten Emission. Dabei sind  $B_{12}$  und  $B_{21}$  die Einsteinkoeffizienten für die Absorption und Emission. Die spontane Emission wird durch den Einstein-Koeffizienten

$A_{21}$  repräsentiert und  $Q_{21}$  entspricht der Quenchingrate, die sich wie oben beschrieben zusammensetzt. Ein weiterer Verlust durch Fluoreszenzlöschung ist die Prädissoziationsrate  $P$ . Eine wichtige Voraussetzung für die Gültigkeit der Ratengleichungen ist, daß die Summe der Zustandsdichten  $N_1$  und  $N_2$  der ursprünglichen Dichte des Anfangszustandes  $N_1^0$  entspricht:

$$N_1^0 = N_1 + N_2. \quad (4.5)$$

Unter der Voraussetzung, daß mit niedrigen Laserintensitäten ( $\leq 20 - 50 \text{ MW/cm}^2 \cdot \text{cm}^{-1}$ ) [43] gearbeitet wird, die verhindern, daß es zu einer Entvölkerung des Grundzustandes kommt, können die Rotations- und Vibrationsumverteilung im Grundzustand für die gesamte Dauer  $\Delta t$  des Laserpulses vernachlässigt werden. Somit kann ein Gleichgewichtszustand angenommen werden

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = 0. \quad (4.6)$$

Das Fluoreszenzsignal ist der Größe  $N_2 A_{21}$  proportional. Mit diesen Annahmen werden nun die Ratengleichungen analytisch gelöst. Dieses Vorgehen ist im Detail in [45, 48, 56] dargelegt und führt zu folgendem Ausdruck für das Fluoreszenzsignal der Spezies  $i$

$$F_{LIF,i} = \eta_D \frac{\Omega}{4\pi} f(T) n_i V I_\nu B_{12} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21} + P}. \quad (4.7)$$

Das gemessene Fluoreszenzsignal  $F_{LIF}$  [counts] der Spezies  $i$  ist die Anzahl der Fluoreszenzphotonen, die von einem Meßvolumen  $V$  ausgehen und unter einem Raumwinkel  $\Omega$  der Abbildungsoptik auf den Detektor mit einer Quanteneffizienz  $\eta_D$  treffen. Eine fundamentale Voraussetzung für die Auswertbarkeit der laserinduzierten Fluoreszenz ist die Linearität zwischen der Anregungslaserenergie und dem Fluoreszenzsignal. Wie Chryssostomou [56] durch eine graduelle Abschwächung der Laserenergie bei  $248 \text{ nm}$  nachweist, ist diese Linearität, wie in Abbildung 4.2 zu sehen, in einem ausreichenden Maß gegeben.

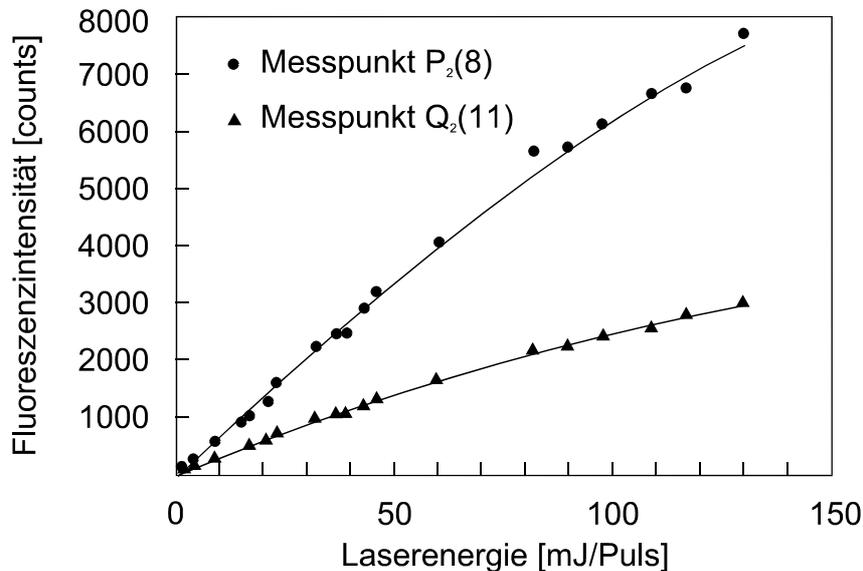


Abb. 4.2: Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität der OH Rotationslinie von der spektralen Laserenergiedichte [56]

Aus Gleichung 4.7 erkennt man, daß bei der Quantifizierung des gemessenen Signals als Maß der Teilchendichte des untersuchten Moleküls folgende Probleme auftreten:

- Zur Bestimmung des lokalen Boltzmannfaktors  $f(T)$  müssen die jeweiligen Temperaturen bekannt sein.
- die Quenchingrate  $Q$  ist von den im allgemeinen nicht bekannten Umgebungsbedingungen  $T$ ,  $p$  und dem Ort  $x$  abhängig.

Eine Methode, diese Hindernisse bei der Quantifizierung zu umgehen, ist die Saturated-Laser-Induced-Fluorescence (SLIF). Dabei wird die Laserstrahlintensität so gewählt, daß eine Sättigung des Übergangs eintritt und die stimulierte Emission der dominierende Verlustprozeß ist. Eine ausführliche Beschreibung der SLIF findet sich in [75, 76].

#### Laserinduzierte Prädissociationsfluoreszenz (LIPF)

Wird ein Molekül zu einem prädissozierenden Zustand angeregt, so zerfällt es schnell in seine atomaren Bestandteile. Dabei ist die Prädissociation der dominante Verlustprozeß des Moleküls im angeregten Zustand und die anderen Relaxationsvorgänge können vernachlässigt werden, solange das Druckniveau diesen Effekt nicht kompensiert. In diesem Fall können die Signale durch Kalibriermessungen an Objekten mit bekannter Molekülkonzentration quantifiziert werden.

Das Fluoreszenzsignal wird außerdem von dem jeweiligen Meßaufbau beeinflusst. Informationen unbekannter Parameter wie Meßvolumen, Raumwinkel der Empfangsoptik, Detektionseffektivität aller Empfangskomponenten und Laserstrahleigenschaften (Leistungsdichte, Spektralprofil und Pulsdauer) können ebenfalls durch geeignete Referenzmessungen gewonnen werden.

Bei den Untersuchungen an der Modellbrennkammer wurden LIF- und LIPF-Messungen durchgeführt, wobei die Verteilungen des OH-Radikals und des NO-Moleküls ermittelt wurden.

Unverbrannte Kohlenwasserstoffe in der Gasphase sind ebenfalls nachgewiesen worden. Anders als bei der Detektion der obengenannten Moleküle haben Hönig und Lachner [43, 48] in diesem Fall die Laserfrequenz so abgestimmt, daß keine Anregung dieser Moleküle stattfindet (nicht resonante Wellenlänge). Sie regten dazu das Zerfallsprodukt des Brennstoffs an, was eine Quantifizierung nur schwer möglich macht. Als besser hat sich der Nachweis eines „Brennstoff-Tracers“ erwiesen, worüber in Abschnitt 4.1.5 ausführlich berichtet wird.

Zusätzlich zur laserinduzierten Fluoreszenz sind die Emissionen der OH-Radikale aufgrund von Eigenfluoreszenz, also ohne Laseranregung, detektierbar. Die OH-Radikale werden durch Stoßprozesse (thermische Besetzung) und durch chemische Reaktionen (Chemolumineszenz) angeregt.

### 4.1.3 Nachweisstrategien

#### **Nachweis des Hydroxidradikals (OH)**

Das Hydroxidradikal ist neben NH und CH eines der wichtigsten Radikale innerhalb der Verbrennungsreaktion. Da es in der Flamme in einem Übergleichgewicht vorkommt, eignet es sich hervorragend für die Charakterisierung der Flammenfront bzw. der Reaktionszone bezüglich Lage und Größe.

Für einen allgemeinen Nachweis des Hydroxidradikals wird die thermisch und chemisch verursachte Eigenfluoreszenz mittels der ICCD-Kamera aufgezeichnet. Dieses Signal wird hauptsächlich mit einer Wellenlänge um  $310\text{ nm}$  emittiert. Als nachteilig erweist sich bei dieser Meßmethode die Tatsache, daß die Signale aus dem gesamten Flammenvolumen erfaßt werden. Eine Zuordnung der Intensitäten auf definierte Orte entlang der Beobachtungsrichtung ist aufgrund dieser integralen Detektion nicht möglich.

Für geeignete quantenspezifische Nachweisstrategien von relevanten Molekülen und Radikalen müssen ihre Absorptions- und Emissionsspektren für den gewählten Wellenlängenbereich bekannt sein. In Vorversuchen sind Anregungsspektren über einem vorgemischten eindimensionalen Referenzbrenner ermittelt worden. Dieser Brenner der Firma McKenna Products Inc. ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die wassergekühlte Sinterplatte ist in einem Edelstahlgehäuse eingefaßt und von einem weiteren Sinterplattenring umgeben. Durch diesen strömt Stickstoff aus, um die Flamme vor den Einflüssen der Umgebung abzuschirmen. In der Vormischkammer wird das Brenngas mit der Verbrennungsluft vorgemischt und strömt durch die Bronze-Sinterplatte aus. Die Verbrennung erfolgt nahezu rotationssymmetrisch und weitgehend flach (flat-flame-burner), so daß sich die Temperaturen und die Konzentrationen des Gases über den Flammenquerschnitt nicht ändern. Diese Eigenschaft zeichnet diesen Brenner als gutes Referenzobjekt aus und fand daher schon in zahlreichen Studien Verwendung [48, 54, 55].

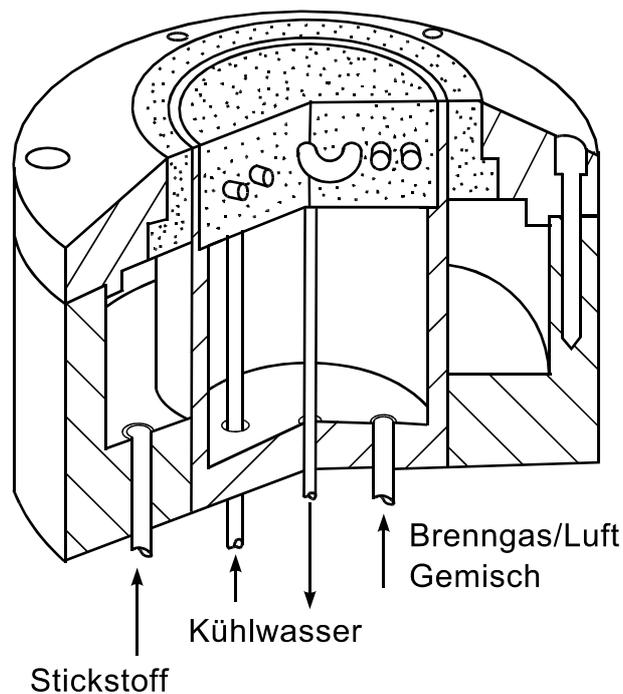


Abb. 4.3: Schnittbild des McKenna Brenners mit der wassergekühlten Sinterplatte und dem konzentrisch verlaufenden Schutzgasring

Der quantenspezifische laserinduzierte Nachweis von OH erfolgt üblicherweise innerhalb des  $A^2\Sigma \leftarrow X^2\Pi, v''=0$  Bandensystems. Die größte Übergangswahrscheinlichkeit besitzt die Anregung mittels des  $A^2\Sigma^+, v'=0 \leftarrow X^2\Pi, v''=0$  Übergangs, der um  $308 \text{ nm}$  angeregt wird [42]. Da es sich um einen nicht prädissoziierenden Über-

gang handelt und die Moleküle im wesentlichen wieder in den Grundzustand  $v''=0$  fluoreszieren, ist der OH-Nachweis über diese Bande mit einer Reihe von Nachteilen bei der praktischen Anwendung verbunden. Das diffus an den Wänden gestreute Laserlicht kann nicht durch Filter unterdrückt werden, da es die selbe Wellenlänge besitzt wie das eigentliche Fluoreszenzsignal. Zudem wird das Signal zwischen Nachweisvolumen und Kamera resorbiert.

Diese Nachteile weist der  $A^2\Sigma^+, v'=1 \leftarrow X^2\Pi, v''=0$  Übergang nicht auf. Die Anregung erfolgt bei einer Wellenlänge von  $283\text{ nm}$ , welche nur durch Farbstofflaser erreicht werden kann. Aufgrund der geringen Pulsenergien und der geringen Anregungswahrscheinlichkeit ist die Fluoreszenzausbeute relativ gering. Es ist aber eine effektive Unterdrückung des Streulichts möglich, weil die Detektion entlang der 1-1 Bande bei  $315\text{ nm}$  erfolgt.

Die am häufigsten verwendete Anregungsbande für den laserinduzierten Nachweis von OH ist der prädissoziierende  $A^2\Sigma^+, v'=3 \leftarrow X^2\Pi, v''=0$  Übergang [42, 48, 81]. Dies liegt zum einem daran, daß er mit einem abstimmbaren Excimerlaser im KrF Modus bei  $248\text{ nm}$  angeregt wird und daß bei einer Prädissoziationsrate von  $10^{10}\text{ s}^{-1}$  [42] die Rate der Fluoreszenzlöschung durch Stöße mit  $10^8\text{ bis }10^9\text{ s}^{-1}$  [72] um bis zu zwei Größenordnungen geringer ist. Zudem fluoreszieren die Moleküle über den Schwingungsübergang  $v'=3 \rightarrow v''=2$  um  $295\text{ nm}$ , wodurch eine effektive Unterdrückung des Laser- und Rayleighstreulichts mit einem Transmissionsfilter ermöglicht wird. Um aber eine signifikante Entvölkerung des Grundzustandes zu vermeiden, die zu einem Rotationsenergie transfer im Grundzustand führt und damit das LIPF Signal verfälscht, muß die Anregung mit moderaten Energien erfolgen ( $< 20\text{ MW/cm}^2\text{ cm}^{-1}$ ) [42]. Eine Sättigung des Übergangs kann bei Intensitäten unter  $50\text{ MW/cm}^2\text{ cm}^{-1}$  erreicht werden [48]. Aufgrund von Messungen von Koch [42] hat sich herausgestellt, daß es im angeregten Zustand zu einer Vibrationsumverteilung kommt und die Niveaus  $v'=2, 1, 0$  besetzt werden. Zwar beträgt die Besetzung nur ca. 5 % von  $N(v'=3)$ , aber bei einer breitbandigen Detektion des Fluoreszenzsignals kann es zu einer Verfälschung durch die nicht prädissoziierenden Zustände kommen. Daher wird zur selektiven Aufnahme der 3-2 Bande eine in Abschnitt 4.1.7 beschriebene 3-Filterkombination verwendet. Zudem muß bei der Detektion dieser  $P_2(8)$  Linie keine Temperaturkorrektur wegen der Umverteilung der Besetzungsdichte vorgenommen werden. Der Boltzmannfaktor ändert sich bei einer Temperaturspanne von  $1300\text{ bis }3000\text{ K}$  nur um 10 % [74]. Dieser zuletzt beschriebene Übergang wurde aufgrund der möglichen Quantifizierbarkeit durch die Anregung in einen prädissoziierenden Zustand und die durch den Einsatz von abstimmbaren Excimerlasern zur Verfügung stehende hohe Anregungsenergiedichte als Anregungsstrategie für den quantenspezifischen Nachweis von Hydroxidradikalen in der Modellbrennkammer gewählt.

In Abbildung 4.4 ist das Spektrum bei Anregung des OH-Radikals in einen prädissoziierenden Übergang innerhalb des Bandensystem  $A^2\Sigma^+, v' = 3 \leftarrow X^2\Pi, v'' = 0$  dargestellt. Dazu wird die Position des Gitters am Laser schrittweise geringfügig verändert und somit eine Variation der Wellenlänge erreicht. Trifft das Laserlicht im Meßvolumen auf Spezies, welche bei dieser spezifischen Wellenlänge zum Fluoreszieren angeregt werden, so erhöht sich die Intensität des integral über einen gewissen Wellenlängenbereich ( $299 \pm 8 \text{ nm}$ ), der durch die verwendete Filterkombination (s. Abschnitt 4.1.7, S. 50 f) bestimmt ist, detektierten Signals. Bei einem Vergleich mit Literaturdaten [42, 45] ist eine eindeutige Zuordnung der „peaks“ zu den Übergängen und damit auch der Wellenlänge möglich. Voraussetzung für die Aufnahme eines verwertbaren Spektrums ist die Konstanz der zu detektierenden Spezies. Da dies in einer turbulenten Flamme nicht gegeben ist, wird der oben beschriebene McKenna Brenner für die Aufnahmen eines solchen Spektrums herangezogen.

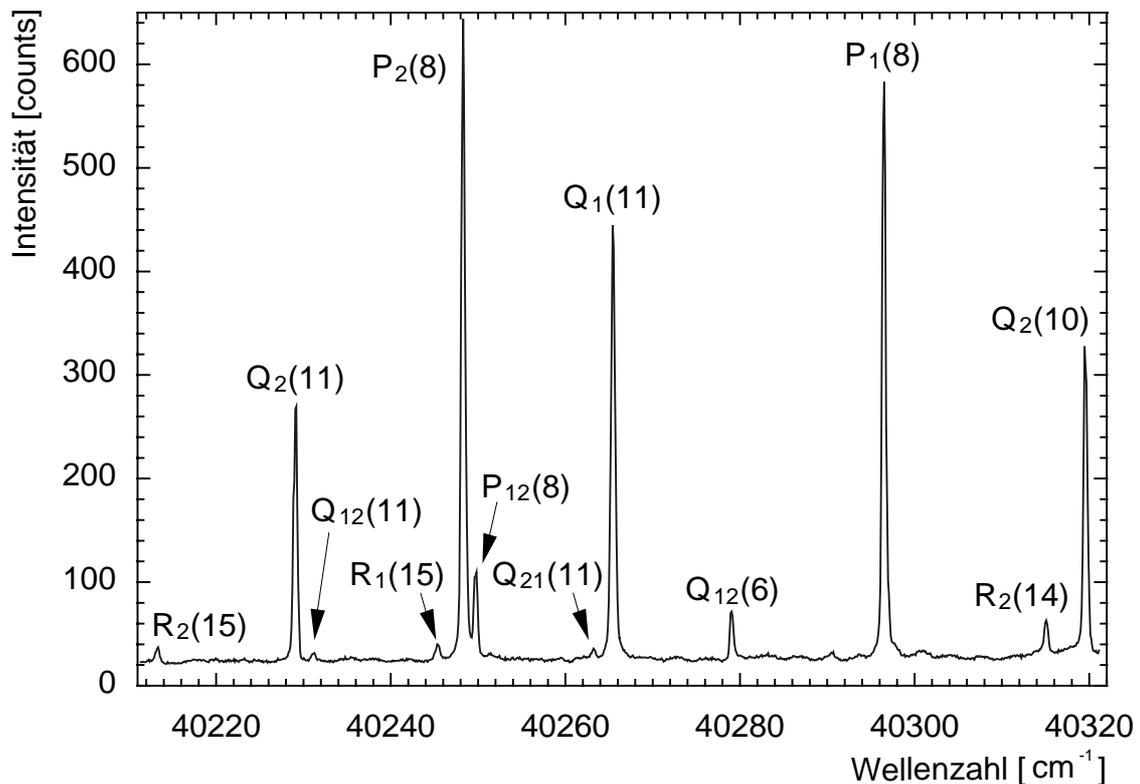
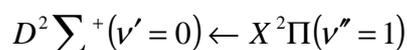
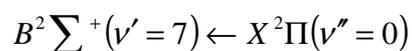
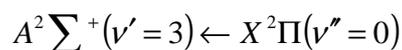


Abb. 4.4: OH-Anregungsspektrum  $A^2\Sigma^+, v' = 3 \leftarrow X^2\Pi, v'' = 0$  in einer vorgemischten Flamme im Abstimmbereich des KrF-Excimerlasers. Die Fluoreszenz wird über eine Filterkombination im Dispersionswellenlängenbereich von  $299 \pm 8 \text{ nm}$  beobachtet.

### Nachweis von Stickstoffmonoxid

Aufgrund des einleitend beschriebenen großen Interesses an dem Nachweis des Entstehungsorts von NO haben sich viele Forschergruppen mit dem LIF-Nachweis von NO beschäftigt [42, 66, 69]. In [55, 79] wird der Nachweis von NO mit dem KrF-Laser erbracht. Dies ist aber nur mit neueren Lasermodellen möglich, da sich die Anregungswellenlänge am Rande des Abstimmbereichs befindet. Mit dem hier verwendeten, älteren Modell eines Excimerlasers ist es daher nur möglich, das NO-Molekül bei dem Betrieb im ArF Modus (193 nm) nachzuweisen. In diesem Abstimmbereich sind drei Übergänge anregbar:



Diese drei Anregungszustände sind in dem Potentialdiagramm in Abbildung 4.5 wiedergegeben.

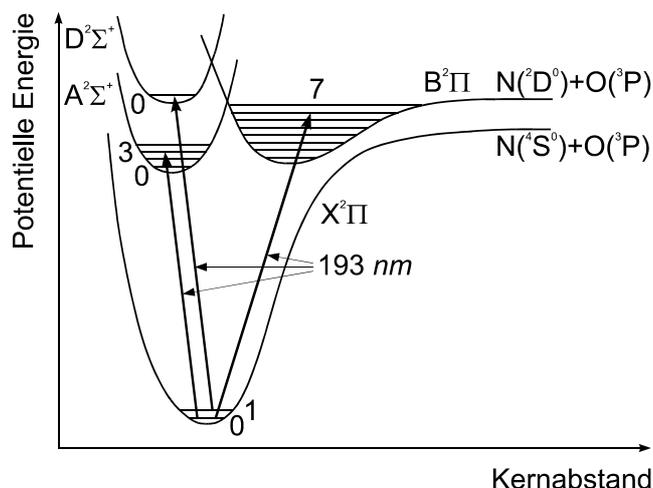


Abb. 4.5: Potentialdiagramm der möglichen Übergänge bei der NO-Anregung

Die Besetzungsdichten der  $A \leftarrow X$  und  $B \leftarrow X$ -Banden sind schon unter Raumtemperatur ausreichend groß, so daß Konzentrationen bis zu mindestens 25 ppm nachweisbar sind. Aufgrund der relativ langen Lebenszeiten von ca. 250 ns [48] wird dieser Zustand in Flammen stark gequench und ist daher für den NO-Nachweis in Flammen nicht geeignet. Bei der  $D \leftarrow X$ -Bande hingegen ist der Grundzustand im Schwingungsniveau  $v''=1$  bei Umgebungstemperatur nur unzureichend besetzt

(< 0,2%). Aber in einer heißen Umgebung ist er z. B. mit ca. 14 % bei 1500 K für einen Nachweis gut geeignet und hat eine theoretische Nachweisgrenze von unter 1 ppm [48]. Hinzu kommt die kurze Lebensdauer, in der der angeregte Zustand durch Stöße kaum gelöscht wird.

Bei dem Nachweis von NO ist es außerordentlich wichtig, vorab einen Übergang zu identifizieren, der unbeeinflusst von O<sub>2</sub>-Übergängen ist. Entweder wird in Rechnungen ein „freier“ NO-Übergang identifiziert [91] oder mittels Probemessung in einer Kalibrierzelle bestimmt [42].

Ein Emissionsspektrum aus der Modellbrennkammer ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Hier wird im Gegensatz zu einem Anregungsspektrum die Wellenlänge des Excimerlasers auf einen festen Wert abgestimmt, um gezielt ein Molekül anzuregen. Die Fluoreszenzsignale der Moleküle werden mit einem Spektrometer nach ihrer Frequenz spektral getrennt. Im vorliegenden Fall sind diejenigen Übergänge des NO- und des O<sub>2</sub>-Moleküls gewählt worden, die anschließend für den flächigen Nachweis dieser Spezies in der Brennkammer herangezogen werden.

Für den hier verwendeten ArF Excimerlaser ist der am häufigsten in der Literatur [42, 43, 48, 56] verwendete Rotationsübergang  $R_1(26.5)$  ( $51713.0 \text{ cm}^{-1}$ ) von  $v''=1$  im Grundzustand nach  $v'=0$  im elektronisch angeregten Zustand ( $D \leftarrow X$ ). Die stärksten Emissionslinien liegen im Wellenlängenbereich von 199 bis 218 nm. Dabei beobachtet man Vibrationsübergänge aus dem elektronisch angeregten Zustand  $D$  in den Grundzustand  $X$  ( $v'=0 \rightarrow v''=2, 3, 4$ ), aber auch aus dem elektronisch angeregten Zustand  $C$ , der durch Stoßumverteilung aus dem Zustand  $D$  besetzt wird, in den Grundzustand  $X$  ( $v'=0 \rightarrow v''=1, 2, 3, 4$ ).

Nicht unberücksichtigt darf der Aspekt sein, daß gerade bei der verwendeten Wellenlänge NO durch den Laser produziert oder zerstört werden kann. Um dieses photochemische Phänomen zu untersuchen, wird in [61] ein Versuch zur Anregung mit zwei unterschiedlichen Wellenlängen beschrieben. Dabei wurde als zweite Anregungsquelle ein frequenzverdoppelter gepulster Farbstofflaser hergenommen. Dieser regt die  $A^2 \sum^+(v'=0) \leftarrow X^2 \Pi(v''=0)$  Bande an und die Fluoreszenz wird um 273 nm detektiert. Die beiden Laser regten mit einem Verzug von 40 ns die gleiche Probenfläche an. Der Zeitverzug war notwendig, weil die Anregung des Excimerlasers auch bei 272 nm fluoresziert und zum anderen war damit sichergestellt, daß sich wieder ein Gleichgewicht bei der NO-Besetzung einstellte. Eine Auswertung der beiden Meßsignale ergab, daß sich keine nennenswerte Veränderung der NO-Dichte durch Anregung mit einem Excimerlaser ergibt.

Das O<sub>2</sub>-Molekül wird über den Rotationsübergang  $P_2(17)$  ( $51701.5 \text{ cm}^{-1}$ ) von  $v''=2$  im Grundzustand nach  $v'=10$  im elektronisch angeregten, prädissoziierenden Zustand ( $B \leftarrow X$ ) angeregt und emittiert am stärksten im Wellenlängenbereich von 197 bis 213 nm. Die Übergänge erfolgen aus dem Zustand  $B$  in den Grundzustand  $X$  ( $v'=10 \rightarrow v''=3, \dots, 11$ ).

Zusätzlich ist in Abbildung 4.6 eine Emissionskurve dargestellt, bei der Excimerlaser auf eine nicht resonante Frequenz (off) abgestimmt wird. Auffällig ist das Maximum bei  $211\text{nm}$ , das darauf hindeutet, daß das spektrale Laserprofil des Lasers nicht homogen ist. Die Schmalbandigkeit ist aber aufgrund des weiteren Kurvenverlaufs gegeben. Diese Tatsache verdeutlicht die Notwendigkeit von Vergleichsmessungen bei nicht resonanten Wellenlängen, die für jedes Molekül und an allen Positionen in der Brennkammer vorzunehmen sind.

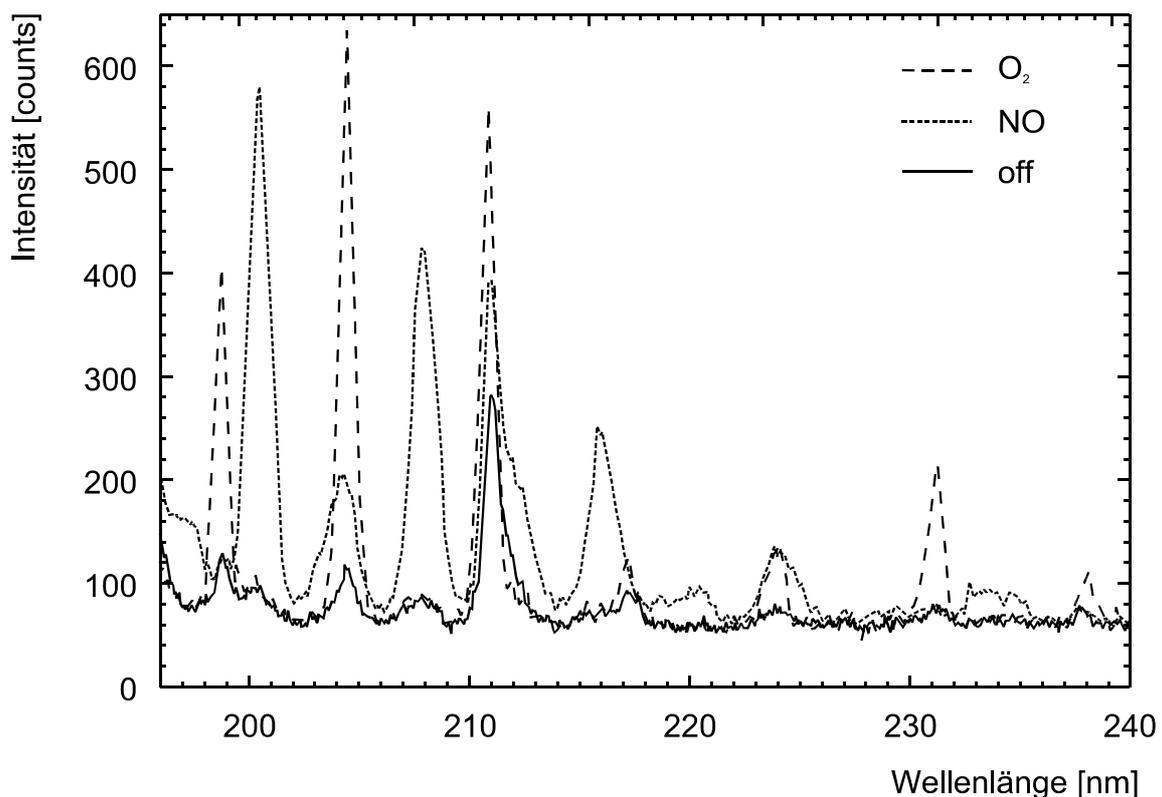


Abb. 4.6: Dispersionsspektren, beobachtet in der Modellbrennkammer.

$O_2$ : Anregung des Rotationsübergangs  $P_2(17)$

NO: Anregung des Rotationsübergangs  $R_1(26.5)$

Off: Nicht resonante Anregungswellenlänge

Die Informationen aus dispersiven Emissionsspektren ermöglichen die Auswahl geeigneter Filter, wodurch selektiv die Fluoreszenzemissionen einzelner Übergänge detektiert werden können. So ist aus Abbildung 4.6 zu erkennen, daß die NO-Emission u. a. im Wellenlängenbereich von  $206$  bis  $210\text{ nm}$  frei von  $O_2$ -Fluoreszenz ist.

#### 4.1.4 Herausforderungen beim quantenspezifischen Speziesnachweis unter Druck

Verglichen mit den zahlreichen Veröffentlichungen über Arbeiten unter atmosphärischen Bedingungen gibt es nur wenige, die sich mit dem laserinduzierten quantenspezifischen Speziesnachweis unter Druck befassen. Neben den technischen Hindernissen, welche sich durch die Einrichtung der optischen Zugänglichkeit ergeben, muß bei der Anwendung von laserspektroskopischen Verfahren unter erhöhtem Druck auch noch auf folgende Punkte geachtet werden:

- Die Nachweisgrenze wird reduziert, weil das Signal durch die höhere Dichte stärker gelöscht wird;
- die Nachweisgrenze wird auch auf Grund der Verbreiterung der Absorptionslinie reduziert;
- eine Quantifizierung wird erschwert, weil die Eindeutigkeit bei der Anregung nicht mehr gegeben ist und es möglicherweise zu einer Anregung zweier Spezies kommen kann;
- spektrale Interferenzen mit anderen Signalen können die Eindeutigkeit der empfangenen Signale aufheben.

Wie bereits oben erläutert, wurde für den OH-Nachweis der prädissoziierende  $A^2\Sigma^+, v' = 3 \leftarrow X^2\Pi, v'' = 0$  Übergang gewählt. In einigen Veröffentlichungen [74, 78] wurde dieser Übergang als der am besten geeignete für den Hochdruckbereich betrachtet. Dieses ist auch der Fall, solange die Prädissoziation der dominierende Verlustprozeß bei der laserinduzierten Anregung ist. Ab einem Druck von ca. 10 bar wird die quantitative Interpretation des Signals erschwert, weil die Signallöschung durch Stöße zunehmend diejenige durch Prädissoziation ersetzt. Zusätzlich ist die Eindeutigkeit bei dieser Anregungsstrategie nur bis zu einem Druck von ca. 15 bar [74] gegeben. In höheren Druckbereichen wird die Fluoreszenz des  $O_2$ -Moleküls um einiges stärker als die des OH-Radikals. Gerade in mageren Flammen ist es dann auch nicht möglich, mittels einer geschickten Filterung des Signals zuverlässige Werte zu bekommen. Die Ursache liegt in den unterschiedlichen „Verbreiterungskoeffizienten“ bei steigendem Druck für den Sauerstoff und für das OH-Radikal. In Abbildung 4.7 ist im Vergleich zu Abbildung 4.4 das gleiche Emissionsspektrum bei 10 bar dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die  $O_2$ -Linien bei 10 bar von gleicher Größenordnung sind wie die von OH, jedoch sind auch OH-Peaks zu erkennen, die vollständig unbeeinflusst von  $O_2$  sind. Die grau unterlegten Peaks sind diejenigen von  $O_2$ , die erst bei steigendem Druck nachweisbar geworden sind. Eindeutig ist auch die Verbreiterung der Linien zu erkennen.

Daß ein  $O_2$ -freier Nachweis von OH entlang der A-X Bande möglich ist, wird in [82] bis zu einem Druck von 10 bar nachgewiesen. Zwar ziehen die Autoren den  $Q_2(10)$

Übergang wegen der größeren Entfernung von einer O<sub>2</sub>-Linie zum Detektieren heran, welcher aber mit dem hier verwendeten Lasersystem nicht zuverlässig erreicht werden kann.

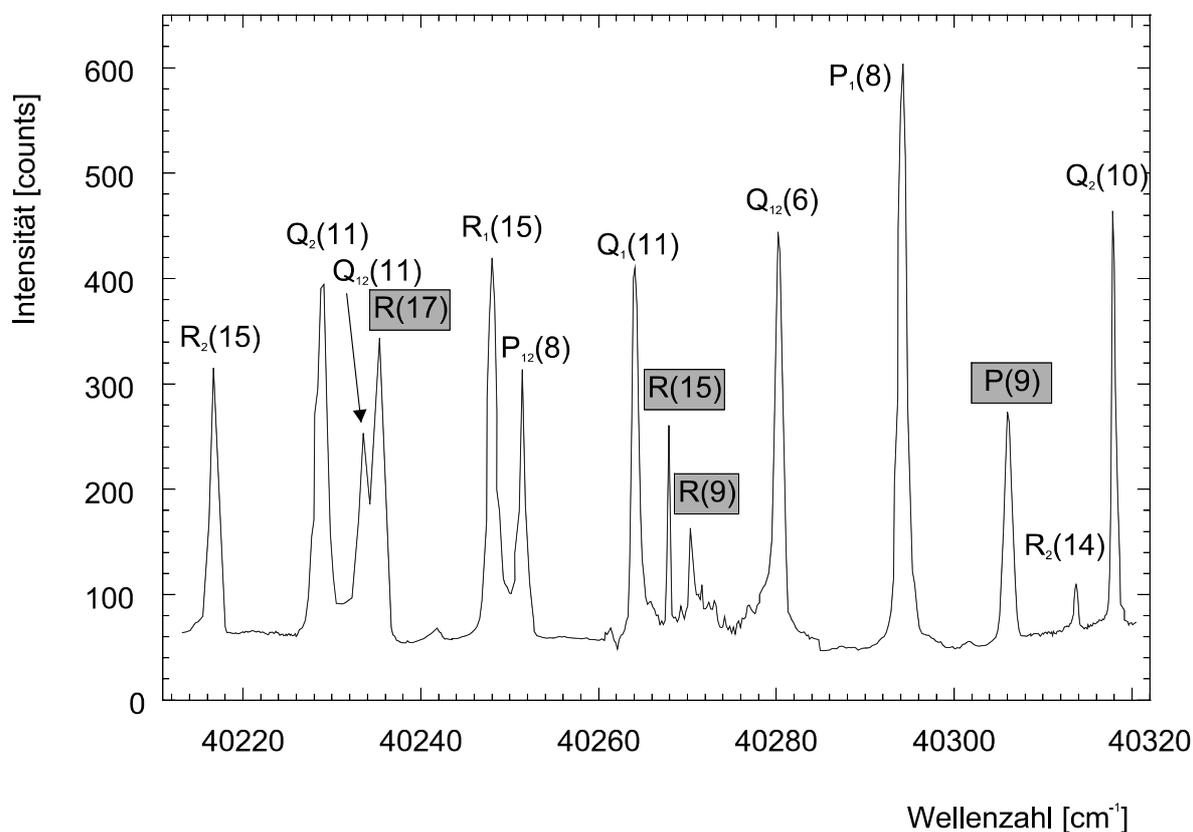


Abb. 4.7: OH-Anregungsspektrum  $A^2\Sigma^+, v' = 3 \leftarrow X^2\Pi, v'' = 0$  bei einem Druck von 10 bar, gleichzeitig werden Absorptionslinien der Sauerstoff- $A^2\Sigma_u^- \leftarrow X^3\Sigma_g^-$ -Bande mit angeregt

Eine weitere Möglichkeit, die in [76] diskutiert wird, ist die Anwendung der gesättigten Fluoreszenz zum Nachweis von OH. Allerdings ist damit eine quantitative Aussage auch nur sehr schwer möglich, weil eine nicht-lineare (gesättigte) Anregung unter steigendem Druck sehr diffizil ist.

Bei dem Nachweis von NO über die  $D^2\Sigma^+(v' = 0) \leftarrow X^2\Pi(v'' = 1)$  Bande mit einer Anregungswellenlänge von 193 nm ist der Einfluß des Drucks so stark, daß der Anregungslaserstrahl bei höheren Drücken von Brennstofffragmenten sofort absorbiert wird. Zudem sind bisher wenige Daten über die Fluoreszenzlöschung oder den Einfluß von O<sub>2</sub> veröffentlicht worden. Daher schlagen Schulz et al. [83] vor, NO unter

Hochdruckbedingungen bis zu *40 bar* mit einer Wellenlänge von *247,95 nm* entlang der  $A^2 \sum^+(v' = 0) \leftarrow X^2 \Pi(v'' = 2)$  Bande nachzuweisen.

Die im folgenden Kapitel 5 vorgestellten Untersuchungen wurden hauptsächlich in einem Druckbereich von *1 bis 4 bar* durchgeführt; nur bei zwei Nachweisen mit dem Turboméca-Brennerkopf konnte der Druck auf *6 bar* erhöht werden. Bei diesen moderaten Drücken ist der oben beschriebene Druckeinfluß nicht von allzu großer Bedeutung. Erst bei einer Erhöhung des Systemdrucks auf *13 bar* wird der Nachweis von NO entlang der  $D^2 \sum^+(v' = 0) \leftarrow X^2 \Pi(v'' = 1)$  Bande nicht mehr möglich sein. Aber wie von Luczak et al. [81] beschrieben, ist der Nachweis von NO mit Hilfe einer Raman-Zelle auch mit einer Wellenlänge von *248 nm* möglich.

Wie in [77, 80] vorgeschlagen, wurde auch bei den hiesigen Untersuchungen das „Peakfinding“ an dem Referenzbrenner unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Eine Druckerhöhung ist demnach bei dem Referenzbrenner nicht notwendig, weil der indirekte Nachweis der Anregungslinie ausreichend für die Kompensation des thermischen Laserdrifts ist.

#### 4.1.5 Nachweis von unverbrannten Kohlenwasserstoffen

Der Nachweis von unverbrannten Kohlenwasserstoffen (UHC) gestaltet sich bei der Verwendung von n-Heptan als Brennstoff schwierig. Beim Zerfall des nicht fluoreszierenden n-Heptan können nur unbekannte und daher kaum quantifizierbare Zerfallsbestandteile zum Leuchten angeregt werden. Daher muß zur Untersuchung von Brennstoffkonzentration und -verteilung in der Brennkammer eine Zusatzsubstanz, ein sog. Tracer, beigemischt werden.

Die Auswahl eines solchen Tracers ist entscheidend für den Erfolg einer Messung. Die Tracersubstanz muß dabei folgende Eigenschaften besitzen:

- Sie muß sich sehr gut mit dem Brennstoff vermischen.
- Sie muß ähnliche Verdampfungseigenschaften wie der Brennstoff besitzen.
- Sie muß über die Absorption von Licht der Laserwellenlängen (vorhandener Excimerlaser mit *193 nm* bzw. *248 nm*) zu intensiver Fluoreszenz angeregt werden können.
- Sie darf die Verbrennung nicht wesentlich beeinflussen.
- Sie muß durch die Verbrennung umgesetzt werden, so daß sie nach der Verbrennung nicht mehr fluoresziert. Bei der Umsetzung dürfen keine Rückstände entstehen, die zu Störsignalen oder einer Verschmutzung der Quarzgläser führen können.
- Ihre Fluoreszenz darf möglichst nur von der Dichte, nicht aber von der Temperatur abhängig sein.
- Ihre Fluoreszenz darf nicht von  $N_2$ ,  $O_2$  oder dem verwendeten Brennstoff durch Stöße gelöscht werden.

Untersuchungen mit verschiedenen Tracersubstanzen ergaben, daß sich zum Nachweis von Brennstoffkonzentration und -verteilung besonders Aceton (chem. Bezeichnung: 2-Propanon, Dimethylketon) eignet [100]. Einen Vergleich zwischen den photophysikalischen Eigenschaften verschiedener Tracersubstanzen zeigt Tabelle 4.2. Hierin sind neben der Siedetemperatur die Absorptionsbandbreite, der maximale Streuquerschnitt mit zugehöriger Wellenlänge (Wert in Klammern), die Emissionsbandbreite mit Maximum (Wert in Klammern) und die Fluoreszenz-Lebensdauer angegeben. Für Versuche mit der Anregungs-Wellenlänge von  $248\text{ nm}$  wurde Aceton gewählt. Neben dem Absorptionsverhalten und der Siedetemperatur, die der von n-Heptan am ehesten entspricht, besteht ein weiterer Vorteil darin, daß umfangreiche Angaben zur Verwendung von Aceton als Tracersubstanz der Literatur zu finden sind.

	Aceton	Biacetyl	Acetaldehyd	Hexafluoroaceton
Chem. Formel	$(\text{CH}_3)_2\text{CO}$	$(\text{CH}_3)_2(\text{CO})_2$	$\text{CH}_3\text{CHO}$	$(\text{CF}_3)_2\text{CO}$
Siedetemperatur	$56^\circ\text{C}$	$88^\circ\text{C}$	$21^\circ\text{C}$	$-26^\circ\text{C}$
Absorptionsbandbreite	225 - 320 nm	340 - 470 nm	250 - 340 nm	245 - 355 nm
max. Streuquerschnitt $\sigma_{\text{max}}$	$4,7 \cdot 10^{-20}\text{ cm}^2$ (275 nm)	$8,0 \cdot 10^{-20}\text{ cm}^2$ (417 nm)	$4,6 \cdot 10^{-20}\text{ cm}^2$ (290 nm)	$3,1 \cdot 10^{-20}\text{ cm}^2$ (302 nm)
Emissionsbandbreite (Max.)	350 - 750 nm (535 nm)	420 - 520 nm (485 nm)	350 - 480 nm (420 nm)	410 - 580 nm (430 nm)
Fluoreszenz-Lebensdauer $\tau_f$	4 ns	15 ns	4 ns	84 ns

Tab. 4.2: Gegenüberstellung wichtiger Eigenschaften verschiedener Tracersubstanzen

Das Aceton-Molekül ( $\text{CH}_3\text{COCH}_3$ ) besitzt die elektronischen Charakteristiken der Carbonyl-Gruppe. Die Absorptionsbandbreite von Aceton, dargestellt in Abbildung 4.8, erstreckt sich von  $225\text{ nm}$  bis  $320\text{ nm}$  mit einem Maximum zwischen  $270\text{ nm}$  und  $280\text{ nm}$ .

Die Emissionsbandbreite der Fluoreszenz, die in Abbildung 4.9 grafisch wiedergegeben ist, erstreckt sich bei einer Anregungswellenlänge von  $248\text{ nm}$  über einem Bereich von  $350$  bis  $750\text{ nm}$ . Die maximalen Fluoreszenzwerte liegen demnach zwischen  $445\text{ nm}$  und  $580\text{ nm}$ .

Abbildung 4.10 zeigt hierfür die Temperaturabhängigkeit der gefundenen Fluoreszenzsignale über einem Bereich von  $300\text{ K}$  bis  $600\text{ K}$ . Es wird verdeutlicht, daß die Fluoreszenzintensität bei einer erhöhten Temperatur leicht steigt, was im aufgetragenen Temperaturintervall einen Anstieg von  $35\%$  ausmacht. Die Fluoreszenz von Aceton kann unabhängig von der lokalen Gaszusammensetzung angesehen werden und besitzt nur eine sehr kurze Lebensdauer von weniger als  $4\text{ ns}$  [97].

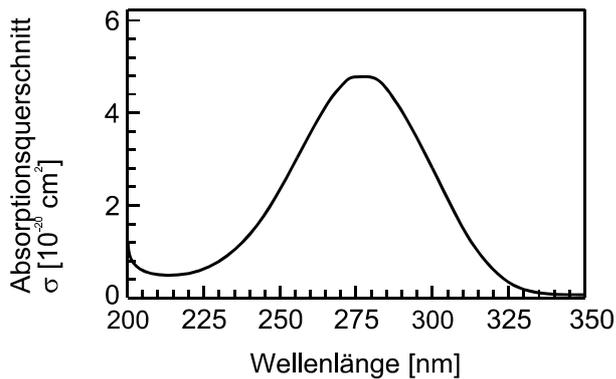


Abb. 4.8: Absorptionsbandbreite von Aceton bei laserinduzierter Fluoreszenz nach [97]

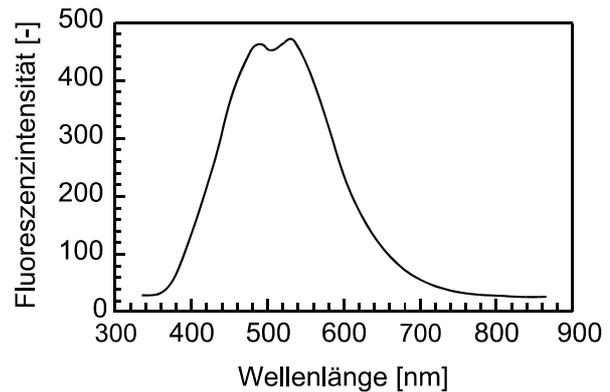


Abb. 4.9: Emissionsspektrum von Aceton bei laserinduzierter Fluoreszenz nach [97]

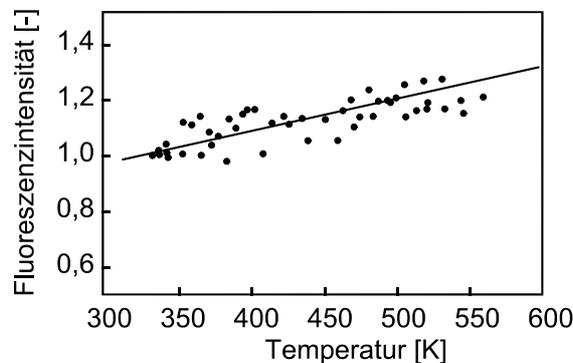


Abb. 4.10: Temperaturabhängigkeit der laserinduzierten Fluoreszenzintensität von Aceton nach [97]

### Kombinierte Meßverfahren

Die Anforderungen an eine LPP-Brennkammer, flüssigen Brennstoff zu verdampfen, mit einer entsprechenden Luftmenge so homogen wie möglich zu vermischen und erst anschließend das magere Gemisch in einer stabilen Flamme zum Abbrand zu bringen, enthalten einige technologische Herausforderungen. Eine bedeutende Rolle spielt dabei der in der Vormischungstrecke stattfindende Mischungs- und Verdamp-

fungsvorgang. Um Aussagen über diese Vorgänge machen zu können, müssen Meßtechniken entwickelt werden, die eine Untersuchung dieser Vorgänge ermöglichen. Da in diesem Bereich sowohl verdampfter als auch tröpfchenförmiger Brennstoff und somit eine Zwei-Phasen-Strömung vorliegt, muß neben den Konzentrationen auch der jeweilige Phasenzustand untersucht werden.

Versuche in nicht reagierenden Strömungen, d.h. ohne stattfindende Verbrennung, bei denen der Mischungsprozeß des Brennstoffs mit Luft untersucht wird, fanden bisher vor allem auf dem Gebiet der Kraftfahrzeugtechnik zur Optimierung von Otto- und Dieselmotoren statt. Bei den durchgeführten Messungen [95, 98] wurde als Brennstoff in der Regel Iso-Oktan, meist mit einem Tracer versetzt, verwendet.

Bei einer weiteren, in [96] beschriebenen Meßmethode wird Kerosin durch einen Laserstrahl mit der Wellenlänge von  $308\text{ nm}$  direkt angeregt. Die gemessenen Fluoreszenzsignale besitzen längere Wellenlängen, für Kerosin Jet-A im Bereich von  $315\text{ nm}$  bis  $355\text{ nm}$ . Die durch Brennstofftropfen verursachte Mie-Streuung tritt nur bei der Anregungswellenlänge von  $308\text{ nm}$  auf. Um ein zeitgleiches Darstellen des verdampften und tropfenförmigen Kerosins zu ermöglichen, konnte man die erhaltenen Signale mittels Filter trennen und durch zwei separate Kameras aufzeichnen.

Eine Kombination aus Messungen mittels LIF und Raman-Streuung wäre eine Möglichkeit, quantitative Aussagen über die Brennstoffverteilung in einer Brennkammer zu erhalten. Hierzu müßten 2-dimensionale Fluoreszenzbilder mit einer ICCD-Kamera aufgenommen und zur simultan aufgezeichneten Raman-Streuung, gemessen an einem Punkt innerhalb des LIF-Meßbereichs, ins Verhältnis gesetzt werden. Da die Fluoreszenzintensität jedoch, wie bereits erläutert, von der Temperatur abhängt, muß bei dieser Methode eine über das Meßvolumen konstante Temperatur angenommen oder bei Kenntnis der Temperaturverteilung müssen entsprechende Korrekturen durchgeführt werden. Weitere Probleme stellen noch vorhandene Tröpfchen im Meßvolumen dar, die aufgrund des unterschiedlichen Fluoreszenzverhaltens von gasförmigem und flüssigem Brennstoff das Ergebnis verfälschen.

### 4.1.6 Versuchsaufbau zur Spezieserfassung

In Abbildung 4.11 ist der Versuchsaufbau zur zweidimensionalen Konzentrationsmessung in der Modellbrennkammer schematisch dargestellt.

Der rechteckige Laserstrahl des abstimmbaren Excimerlasers wird zunächst über eine Kalibriersektion, die je nach Bedarf aus einem Heißluftfön oder einem vorge-mischten Referenzbrenner besteht, geführt. Hier werden mit einer intensivierten CCD-Kamera (ICCD-Kamera) z. B. Anregungsspektren zur Linienfindung aufgenommen. Mehrere Umlenkspiegel richten den Strahl nach gewünschter Richtung und Lage aus und bilden ihn auf die Zylinderlinsen ab, die dann ein paralleles Lichtband erzeugen. Die endgültigen Abmessungen des Laserstrahls werden mit Hilfe einer Schlitzblende vor Eintritt in die Modellbrennkammer eingestellt.

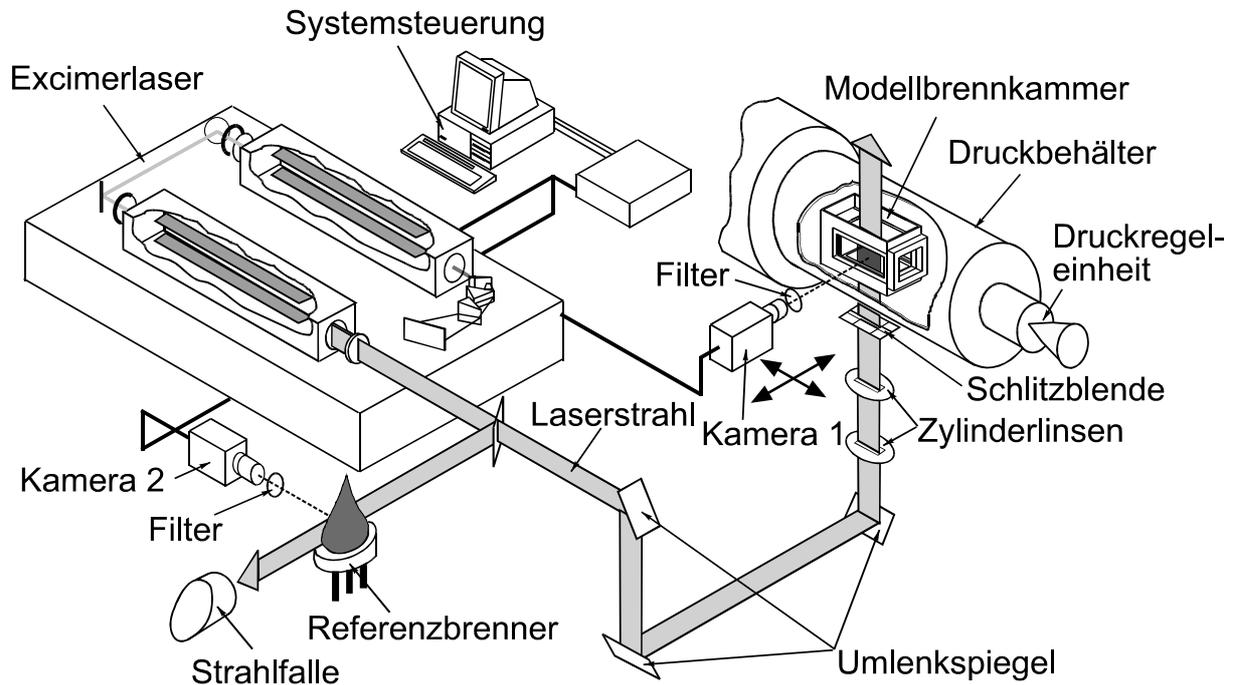


Abb. 4.11: Versuchsaufbau zur zweidimensionalen Konzentrationsbestimmung

Die Aufnahmevorrichtungen für die Abbildungsoptik unterhalb der Brennkammer (Schlitzbrenne, Zylinderlinsen und Umlenkspiegel) sowie für die Empfangsoptik (Filter, Kamera) können – schrittmotorgesteuert - auf einem Schlitten in einer horizontalen Ebene verfahren werden (durch Pfeile angedeutet). Dadurch kann der Laserstrahl an einem beliebigen Ort in der Brennkammer mit unveränderter relativer Geometrie der optischen Komponenten positioniert werden. Durch Zusammenlegen der einzelnen zweidimensionalen Schnitte des Strömungsfelds erreicht man eine räumliche Darstellung der Fluoreszenzverteilung.

Das von dem Laserlicht im Meßvolumen (schattierte Fläche) induzierte Fluoreszenzsignal wird mit einem lichtstarken UV-Objektiv auf den CCD-Sensor, dem ein Bildverstärker vorgeschaltet ist, abgebildet. Die Interferenzfilter in Parallelanordnung sowie ein Absorptionsfilter vor dem Kameraobjektiv erlauben die selektive Signalfilterung und die Unterdrückung störender Reflexionen. Die gesamte Systemsteuerung, die Synchronisation des Laserpulses mit den ICCD-Kameras, das Auslesen des CCD-Sensors, die Digitalisierung, Visualisierung und Speicherung der Daten erfolgt über einen Meßrechner. Die verwendete Software ermöglicht über eine Makroprogrammiersprache das automatisierte Abarbeiten von Befehlen und Routinen, die sowohl bei der Meßwertaufnahme und Darstellung als auch bei der nachträglichen Bildverarbeitung eingesetzt werden. Der Rechner übernimmt außerdem die Steuerung der Schrittmotoren, wodurch der Meßort in der Brennkammer definiert wird.

### 4.1.7 Komponenten des Laserdiagnostiksystems

In diesem Abschnitt werden die Systemkomponenten für die berührungslosen Speziessmessungen in der Brennkammer näher erläutert.

Für die Anregung der meisten Moleküle, die in Verbrennungsvorgängen eine zentrale Rolle spielen, sind aufgrund der starken Bindungsenergien Wellenlängen im ultravioletten Spektralbereich notwendig.

#### Excimerlaser

Der gepulste Excimerlaser [40] erfüllt die Forderungen hinsichtlich Schmalbandigkeit, hoher spektraler Dichte und Abstimmbarkeit, die notwendig sind, um eine quantenspezifische Molekülanregung zu ermöglichen. Die Gasfüllung bestimmt dabei die Arbeitswellenlänge des Excimerlasers, der in dieser Versuchsreihe in zwei Modi betrieben wird. Mit einem ArF-Gasgemisch beträgt die Grundwellenlänge  $193\text{ nm}$  und mit einem KrF-Gasgemisch  $248\text{ nm}$ . In Tabelle 4.3 sind die technischen Daten des eingesetzten Excimerlasers aufgeführt.

Wellenlänge [ $\text{nm}$ ]	193	248
Gasfüllung	ArF	KrF
Abstimmbereich [ $\text{nm}$ ]	$193\pm 0.5\text{ nm}$	$248\pm 0.5\text{ nm}$
max. Pulsenergie [ $\text{mJ}$ ]	100	250
Pulsrate [ $\text{Hz}$ ]	0-80	
Pulsdauer [ $\text{ns}$ ]	15	17
Bandbreite [ $\text{cm}^{-1}$ ]	0.3	
Schmalbandigkeit [%]	50	90
Strahlquerschnitt [ $\text{mm}^2$ ]	$20\times 4$	$21\times 5$
Strahldivergenz [ $\text{mrad}$ ]	$\leq 0.2$	

Tab. 4.3: Eigenschaften des eingesetzten Excimerlasers EMG 150 TMS

Der Laser, in Abbildung 4.12 schematisch dargestellt, besteht im wesentlichen aus zwei Hochdruckzellen welche die Gasmischung enthalten, dem Oszillator und dem Verstärker.

Bei der Hochspannungsglühentladung zwischen zwei Elektroden in einem Gasgemisch, bestehend aus einem Edelgas Rg und einem Halogen X, entstehen über die folgenden Reaktionsgleichungen Excimere



(Edelgas Rg: Argon Ar, Krypton Kr ; Halogen X: Fluor F ; Puffergas M: Helium He; Edelgashalogenide RgX<sup>\*</sup>)

Diese sogenannten excimers (excited dimers) sind nur im angeregten Zustand stabil und fallen nach kurzer Lebensdauer durch Emission von Licht von charakteristischer Wellenlänge zurück in den repulsiven Grundzustand. Das Puffergas M dient hierbei lediglich als Stoßpartner. Die Zeitdauer der Glühentladung bestimmt die Pulsdauer des Lasers, ca.  $15 \text{ ns}$  für den ArF-Laser bzw.  $17 \text{ ns}$  für den KrF-Laser. Der Abstimmbereich des Lasers ergibt sich aus der relativen Lage des angeregten Zustandes zur Lage des Grundzustandes.

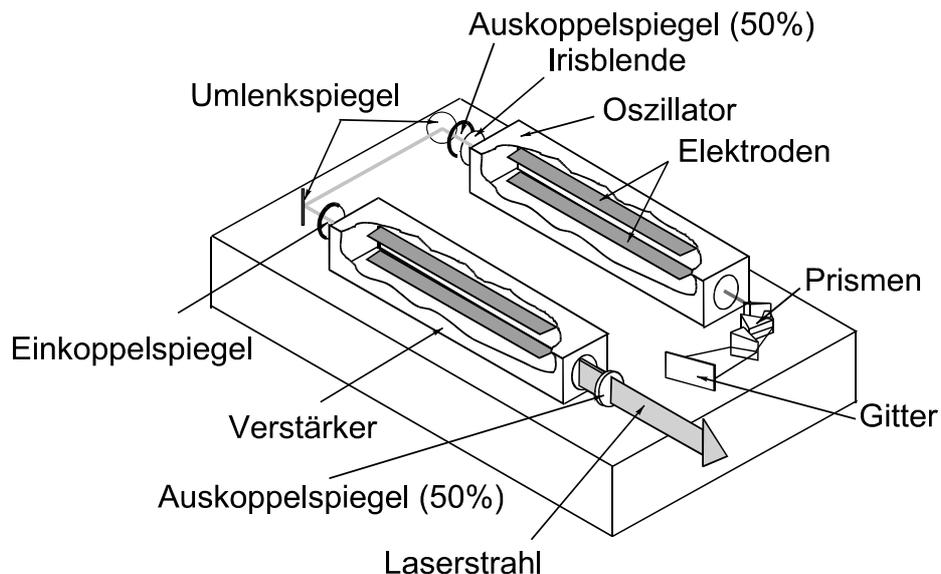


Abb. 4.12: Excimerlaser Typ EMG 150 MSC

Das von den Excimern emittierte Licht wird am Ende des Oszillators durch drei Prismen aufgeweitet und auf das optische Gitter projiziert. Ein Teil des Lichtes wird vom Gitter durch die Prismen wieder in den Oszillator zurückgestrahlt und verläßt ihn durch eine Irisblende und einen teilreflektierenden Auskoppelspiegel (50% Refle-

xion). Durch die Veränderung der Gitterposition kann der Laser in einem Wellenlängenbereich von  $\pm 0.5 \text{ nm}$  abgestimmt werden.

Die selektive Verstärkung eines Wellenlängenbereichs hat einen Verlust an nutzbarer Laserleistung zur Folge, so daß eine Nachverstärkung erforderlich ist. Über zwei Umlenkspiegel wird der Laserstrahl in den Verstärker geleitet und durchläuft mittels einer instabilen Cassegrain-Optik mehrmals den Verstärker. Obwohl der Excimerlaser nur über einen kleinen Abstimmbereich von  $\pm 0.5 \text{ nm}$  verfügt, können mit ihm verschiedene für den Verbrennungsprozeß relevanten Moleküle angeregt und nachgewiesen werden.

### **Optische Komponenten**

Für die Formung des Laserlichtbands, für die Strahlführung und für die Abbildung des im Meßvolumen induzierten Streulichts auf den CCD-Sensor werden unterschiedliche Linsen, Spiegel und Filter verwendet.

Die paarweise eingesetzten Zylinderlinsen bestehen aus Quarzglas, welches eine gute Transparenz im UV-Bereich aufweist. Diese Teleskopanordnung erzeugt ein paralleles Lichtband mit einer entsprechend der Lage der Linsenachse veränderten Abmessung. Für die LIF-Untersuchungen sind Zylinderlinsen mit Brennweiten von  $f_1 = 156 \text{ mm}$  und  $f_2 = 41 \text{ mm}$  ausgewählt worden, um die Strahldicke von  $7 \text{ mm}$  (aufgrund der Divergenz) auf ca.  $2 \text{ mm}$  zu reduzieren. Durch die Schlitzblende, die unmittelbar unterhalb der Brennkammer angeordnet ist, werden die endgültigen Abmessungen des Lichtbands festgelegt. Bei allen optischen Messungen variierte die Strahldicke im Meßvolumen von  $0.3 \text{ bis } 1.5 \text{ mm}$ , die Strahlbreite betrug ca.  $22 \text{ mm}$ .

Dielektrisch beschichtete Spiegel dienen der Strahlumlenkung und müssen der jeweiligen Wellenlänge von  $193 \text{ nm}$  oder  $248 \text{ nm}$  (ArF oder KrF) angepaßt werden.

Die Strahlung aus dem Meßvolumen wird über ein Objektiv (Nikkor von Nikon, Brennweite  $105 \text{ mm}$ ,  $f/4.5$ ), das für den UV-Wellenlängenbereich konzipiert und optisch korrigiert ist, entweder auf die intensivierete CCD-Kamera oder den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet.

Die Detektion des Nutzlichtes erfordert den Einsatz von Filtern, die ungewünschte Emissionsfrequenzen reflektieren oder absorbieren. Eine für LIF-Untersuchungen typische 3-Filter-Kombination ist in Abbildung 4.13 wiedergegeben. Zwei parallel in einem Winkel von  $45^\circ$  zur Laserstrahlachse angeordnete, dielektrisch beschichtete Spiegel reflektieren einen Teil des Nutzlichts, während sie für kurz- und langwelligere Lichtanteile transparent bleiben (Bandpaßfilter). Ein zusätzlich vor dem Objektiv angeordneter Filter verbessert das Signal- zu Rauschverhältnis. Dieser Filter kann sowohl reflektierend (Einbauwinkel  $0^\circ$  oder  $45^\circ$ , Bandpaßfilter) als auch absorbierend (Einbauwinkel  $0^\circ$ , Farbglasfilter, Langpaßfilter oder Flüssigfilter) sein. Die Auswahl geeigneter Filtertypen richtet sich i.a. nach dem zu beobachtenden Wellenlängenbereich, der Anregungswellenlänge und der Signalintensität. Das Signal-Rausch-

Verhältnis und damit die Detektionseffektivität hängen demnach entscheidend von den gewählten Filtern ab.

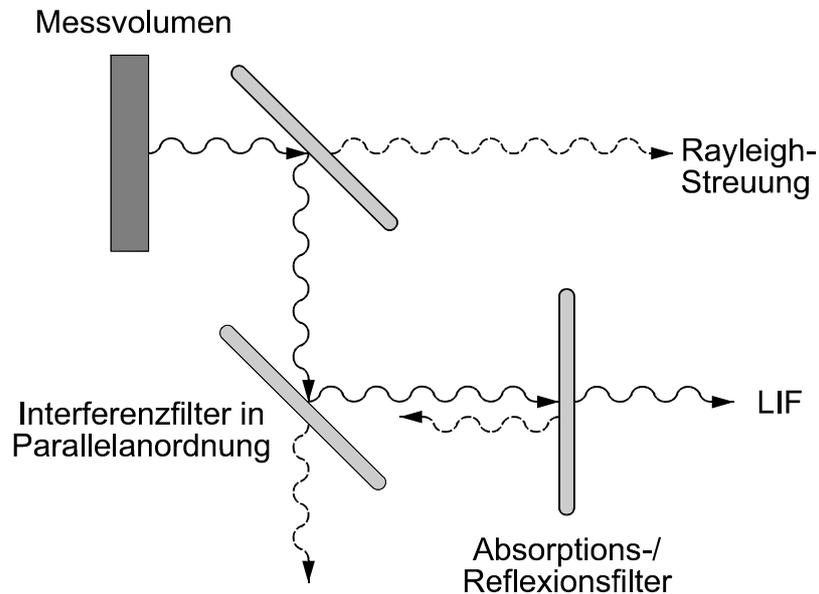


Abb. 4.13: Detektion des Streulichts aus dem Meßvolumen durch die Filteranordnung

Tabelle 4.4 gibt einen Überblick über die für die unterschiedlichen Messungen verwendeten Filter. Für die elastisch gestreute Mie- und Rayleigh-Strahlung sind keine Filter notwendig, sofern das Laserlicht auf eine nicht resonante Wellenlänge abgestimmt wird. Zur Unterdrückung von Breitbandfluoreszenzen durch UHC können aber Kurzpaßfilter eingesetzt werden. Auch bei einer simultanen Beobachtung von Rayleigh- und LIF-Signalen ist eine Filterung, wie in Abbildung 4.13 gezeigt, vorteilhaft.

Bezeichnung	Transmission/ Reflexion	Typ	Verwendung
299/45°	min. 299nm, ≤1% 284-316nm, 45% Reflexion >90%	BF/RF, dielektrisch beschichtet	OH-LIPF, Parallelanordnung
208/45°	min. 208nm, ≤0.5% 203-213nm, 33% Reflexion >65%	BF/RF, dielektrisch beschichtet	NO-LIF, Parallelanordnung
UG11	246nm, ≤0.01% 282-371nm, 40% max. 330nm, 80%	BF/AF, ionengefärb- tes Glas	OH-LIPF, UHC, Eigenfluoreszenz
UG5	216nm, ≤0.01% 245-391nm, 47% max. 342nm, 94%	BF/AF, ionengefärb- tes Glas	UHC
WG345	330nm, ≤0.01% 345nm, 50% 365nm, 90%	LF, Grundglas	UHC
Butylacetat	255nm, ≤0.1% 263nm, 50% 273nm, 78% Reflexion >90%	LF, Flüssigfilter	OH-LIPF, Eigenfluoreszenz
193/45°	193nm, ≤0.3% Reflexion >60%	BF/RF, dielektrisch beschichtet	Anregungsspektren O <sub>2</sub> /NO, Umlenkspiegel
193/0°	-	BF/RF, dielektrisch beschichtet	Anregungsspektren O <sub>2</sub> /NO
248/45°	248nm, ≤0.1% Reflexion >40%	BF/RF, dielektrisch beschichtet	Anregungsspektren OH, Umlenkspiegel
248/0°	248nm, ≤0.3% Reflexion >85%	BF/RF, dielektrisch beschichtet	Anregungsspektren OH

Tab. 4.4: Kenngrößen der bei den optischen Untersuchungen eingesetzten Filter. Die Abkürzungen BF, LF, RF, AF bedeuten Bandpaß-, Langpaß-, Reflexions- bzw. Absorptionsfilter

### Die intensivierte CCD-Kamera

Das Kamerasystem besteht aus einem für den ultravioletten Wellenlängenbereich ausgelegten und korrigierten Objektiv und einem Bildverstärker mit regelbarer Verstärkung, der fiberoptisch mit dem CCD-Chip verbunden ist [41]. Dieser Chip ist wiederum zur Temperaturstabilisierung in direktem thermischen Kontakt mit einer Peltier-Kühlung. Für extrem warme Umgebungsbedingungen, wie in den durchgeführten Untersuchungen oft vorgekommen, muß der Chip mittels einer zusätzlichen Wasserkühlung im thermischen Gleichgewicht gehalten werden.

Die zu detektierenden Photonen gelangen durch das Objektiv und das Eintrittsfenster auf eine Photokathode, welche Elektronen emittiert. Schematisch ist diese Anordnung in Abbildung 4.14 dargestellt. Der nachgeschaltete Bildverstärker bewirkt eine Elektronenzunahme, deren Intensität von der Höhe der angelegten Spannung abhängig ist. Die Elektronen treffen auf einen Phosphorschirm, der sichtbares Licht emittiert. Durch das fiberoptische Austrittsfenster werden die Signale über einzelne Lichtleiter auf die jeweiligen Pixel des CCD-Sensors geleitet und können schließlich ausgelesen werden. Der CCD-Sensor besitzt  $384 \times 286$  Pixel, die rasterförmig angeordnet sind und jeweils eine Größe von  $23 \times 23 \mu\text{m}^2$  aufweisen, so daß der gesamte Detektor eine Fläche von  $8,8 \times 6,6 \text{ mm}^2$  hat. Um einen zeitlich konstanten Dunkelstrom der einzelnen CCD-Pixel aufrecht zu erhalten, wird der CCD-Sensor, wie bereits oben erwähnt, mittels Peltierelementen auf eine gleichbleibende Temperatur geregelt.

Die Ladungsinhalte der CCD-Zellen, die ein direktes Maß für die erhaltene Belichtung darstellen, werden zunächst durch einen Zeilentransfer auf einen Bereich des Chips geschoben, der gegen Lichteinfall abgedeckt ist. Anschließend wird dieser Bereich ausgelesen und zur Analog-Digital-Karte im Meßwerterfassungs-PC geleitet.

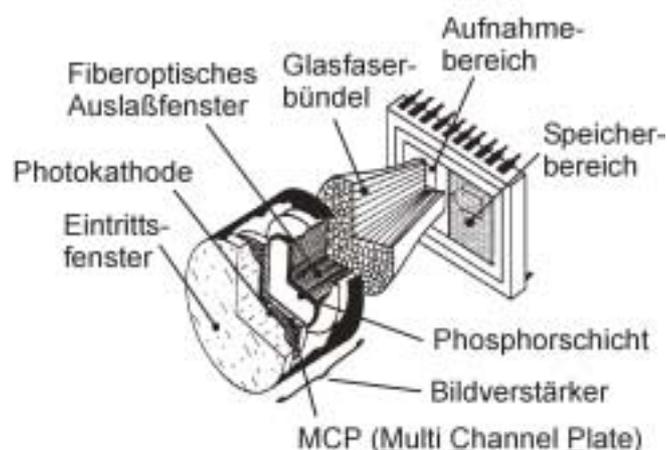


Abb. 4.14: Aufbau der Detektionseinheit des Kamerasystems, bestehend aus dem Bildverstärker und dem fiberoptisch angekoppelten CCD-Chip

### 4.1.8 Datenerfassung und Bildverarbeitung

Für die korrekte Datenerfassung und Interpretation der detektierten Fluoreszenzsignale sind der gesamte Meßprozeß und die damit verbundenen physikalischen Vorgänge zu berücksichtigen.

Die nach der Anregung durch das Laserlicht emittierten Photonen werden auf ihrem Weg durch die einzelnen Systemkomponenten beeinflußt. Ausgehend von den erfaßten Signalen, die als Bild mit 384 Spalten und 286 Zeilen vorliegen, setzt sich die gemessene Fluoreszenzintensität zusammen aus

- dem eigentlichen Meßsignal aufgrund der emittierten Fluoreszenzphotonen, die aus dem Beobachtungsvolumen von der Empfangsoptik und der Kameraeinheit eingefangen werden,
- dem Hintergrundsignal, das alle weiteren Strahlungsprozesse zusammenfaßt, wie z. B. die Eigenfluoreszenz der Flamme sowie die Mie- und Rayleigh-Streuung und
- dem Signal aufgrund des Dunkelstroms des CCD-Sensors.

Daraus ergibt sich die Vorgehensweise, die bei der Auswertung jeder Messung eingehalten werden muß. Der erste Schritt besteht in der Aufnahme eines Dunkelbildes ohne Lichteinfall in das Objektiv und ohne Anlegen der Bildverstärkerspannung. Dieses Dunkelbild wird von jedem Meßbild subtrahiert. Das Hintergrundsignal erhält man, wenn die Laserwellenlänge auf einen Wert abgestimmt wird, bei dem möglichst kein Molekül im Meßvolumen angeregt wird. Anregungsspektren (vgl. Abschnitt 4.3) geben Aufschluß über mögliche nicht resonante Frequenzbereiche. Zuletzt wird das Differenzbild aus dem Fluoreszenzbild, das durch Anregung eines quantenspezifischen Zustands aufgenommen wird, und dem Hintergrundbild berechnet (Off-Bild-Abzug). Das resultierende Signal repräsentiert damit die Anzahl der Fluoreszenzphotonen, die von den angeregten Molekülen im Meßvolumen emittiert werden und aus dem Detektionsraumwinkel auf das Kameraobjektiv treffen.

Da die Abbildungsintensität der gemessenen Signale von der Empfindlichkeit und dem Verstärkungsfaktor der einzelnen Komponenten in der Kameraeinheit (Photokathode, Bildverstärker, Phosphorschirm, fiberoptische Kopplung, CCD-Sensor) und den Einstellungen des A/D-Wandlers abhängt, ist eine Umrechnung auf absolute Einheiten im vorliegenden Fall nur durch Kalibriermessungen möglich.

Für die Untersuchung des gesamten Flammrohrvolumens wird der Laserstrahl in einem definierten Raster verfahren. In Abbildung 4.15 sind die Meßebenen, die durch die Abmessungen des Laserstrahls bestimmt sind, dargestellt. Die Ebenen weisen einen gewählten Abstand von 8 mm auf.

Mit der Meßwerterfassungssoftware [65] werden die Meßdaten ausgewertet und dargestellt. Die einzelnen Laserschnittabschnitte, die einer gemeinsamen Ebene angehören, hier bis zu 4 pro Ebene (nur 2 in der Abbildung dargestellt), werden in einem

einziges Bild zusammengefaßt. Für die dreidimensionale Visualisierung der Meßdaten müssen alle so erzeugten Fluoreszenzbilder entsprechend ihren räumlichen Positionen in das Gitter des Brennkammermodells eingefügt werden.

Die Meßwernerfassungskomponenten arbeiten mit einer Dynamik von  $12 \text{ bit}$ , das einer Auflösung von  $4096$  Intensitätsstufen entspricht. Die eingesetzte Software (Davis von der Firma LaVision) kann ganzzahlige Intensitätswerte zwischen  $0$  und  $65535$  bei einer Anzahl von  $256$  Farben oder Grauwerten darstellen. Die Farben werden den einzelnen Bildpunkten nach der gewählten Farbpalette zugeordnet, wobei der gesamte Intensitätsbereich in äquidistante Intervalle aufgeteilt ist, die jeweils den entsprechenden Farbwert erhalten. Die Anzahl der Intensitätsstufen in jedem Intervall, die mit derselben Farbe dargestellt werden, kann auch verringert werden, mit der Folge, daß sich die Farbpalette innerhalb des Bildes nach Erreichen des entsprechenden Intensitätswerts (also der Farbe  $256$ ) wiederholt. Diese Methode erlaubt eine verbesserte Visualisierung der Details durch eine künstlich erhöhte Farbenanzahl.

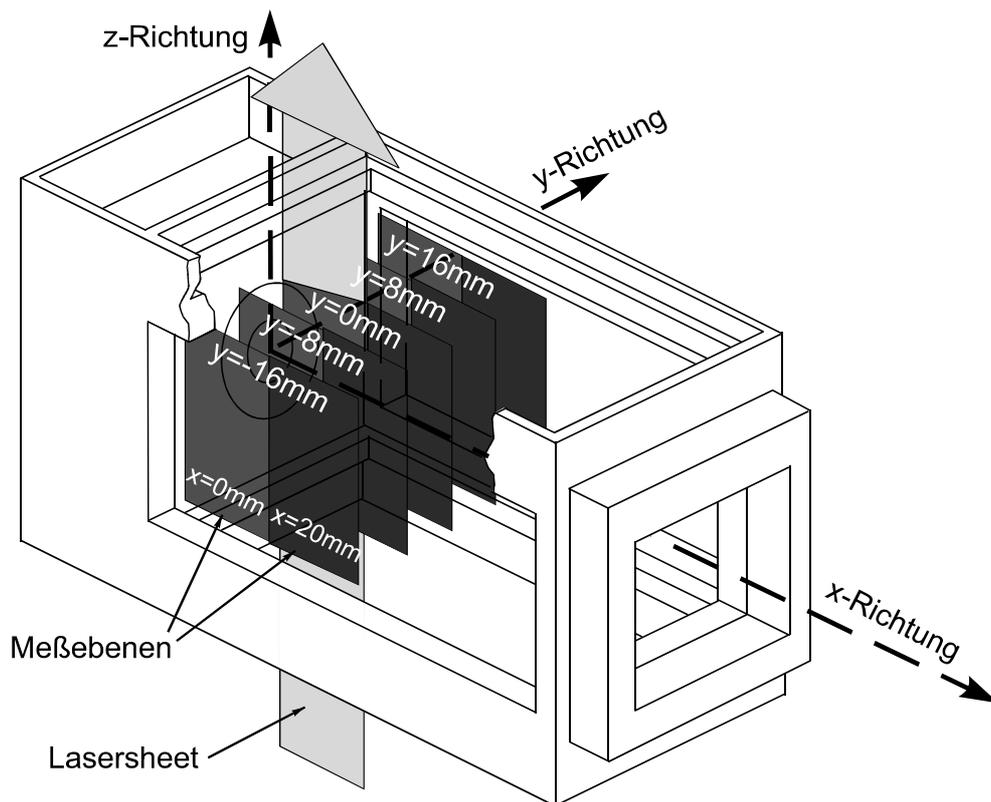


Abb. 4.15: Schema der Meßschnitte parallel zur Strömungshaupttrichtung in der Modellbrennkammer

### 4.2 Berührungslose Messung der Geschwindigkeitsfelder

Das Messen von Strömungsgeschwindigkeiten ist schon lange ein Forschungsthema in der angewandten Wissenschaft. Schon Ludwig Prandtl hatte 1904 auf einen Wasserkanal Partikel gestreut, um so die Strömung sichtbar zu machen. Mit der Entwicklung leistungsstarker Lichtquellen ist das Anwendungsgebiet vielseitiger geworden. Als Strömungsmeßverfahren auf Laserbasis sind heute gerade die punktuell messenden Verfahren besonders weit entwickelt. So kommen häufig Verfahren wie die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) [116, 117], Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) und das Laser-Zwei-Fokus (L2F) Verfahren zum Einsatz. Sie zeichnen sich besonders durch niedrige Meßfehler von weniger als 1% der Absolutgeschwindigkeiten aus. Die Analyse von dreidimensionalen Strömungsfeldern ist mit diesen Techniken jedoch sehr zeitintensiv, da der Meßort sukzessiv versetzt werden muß. Außerdem können instationäre Strukturen nur schwer sichtbar gemacht werden. Das erstmals 1990 vorgestellte Doppler-Global-Velocimetry (DGV)-Verfahren [103], ist ein flächiges Meßverfahren, welches prinzipiell auch instationäre Geschwindigkeitsmessungen aller drei Komponenten ermöglicht. Dieses Verfahren muß noch seine Anwendbarkeit in realitätsnahen Fällen nachweisen. Als neueste Methode zur Geschwindigkeitsmessung, vor allem in Flammen, ist das Gaseous-Image-Velocimetry (GIV)-Verfahren bekannt geworden. Mit ihm soll das Geschwindigkeitsfeld (ohne der Strömung hinzugefügte Partikel) anhand der Verschiebung von Flammenstrukturen zweidimensional vermessen werden können.

#### 4.2.1 Das Prinzip der Particle Image Velocimetry (PIV)

Das Particle Image Velocimetry Meßverfahren reiht sich in die oben beschriebenen Streulichtmeßverfahren ein und hat sich in den letzten Jahren als eine Methode zur Untersuchung von instationären Strömungen etabliert [104, 105]. Das Anwendungsspektrum erstreckt sich von laminaren Laborflammen [122, 125] bis hin zu Überschallströmungen [121, 124]. Die Methode beruht auf der zwei-dimensionalen Geschwindigkeitsmessung einer Strömung über die berührungslose Messung der Geschwindigkeit von der Strömung zugesetzten Partikeln (Tracer). Vorausgesetzt wird, daß die Partikel- und die Strömungsgeschwindigkeit übereinstimmen, d.h. daß sie der Strömung ohne Schlupf folgen. Mittels kurzer, schmaler Lichtblitze werden das zu beobachtende Meßvolumen und die darin enthaltenen Partikel zweimal beleuchtet. Das von den Partikeln gestreute Licht wird über eine hochwertige Optik auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die Geschwindigkeitsmessung erfolgt über die Ermittlung der lokalen Verschiebevektoren der Tracerpartikel. Dazu wird die Aufnahme in kleine Gebiete unterteilt und in jeder dieser Interrogationszellen die lokale Verschiebung

mittels einer Korrelationsfunktion bestimmt. Die gesuchte Geschwindigkeit  $v$  errechnet sich dann als Quotient des Verschiebungsvektors und dem bekannten Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen den zwei Lichtblitzen zu:

$$\vec{v}(t_0, \vec{x}) = \frac{\vec{x}(t_0) - \vec{x}(t_0 + \Delta t)}{M \Delta t}. \quad (4.8)$$

Dabei ist  $\vec{x}$  der Ortsvektor eines Tracerpartikels und  $M$  der Abbildungsmaßstab.

#### 4.2.2 Mathematische Beschreibung der Auswerteprozedur

Das bei PIV-Messungen aufgezeichnete Signal entspricht dem des elastischen, Mie-gestreuten Lichts an einem Partikel. Gemäß der Mie-Theorie wird das Licht im allgemeinen 3-dimensional, aber das meiste in Vorwärtsrichtung gestreut. Bei einem Beobachtungswinkel von  $90^\circ$  ergibt sich ein weiteres Intensitätsmaximum. Unter vereinfachenden Annahmen, die in [102, 128] näher erläutert werden, kann die spezifische Streulichtenergie  $V$  von Teilchen des betrachteten Volumens folgendermaßen geschrieben werden

$$V = I(x) \cdot W(y, z), \quad (4.9)$$

wobei  $I$  und  $W$  die jeweilige Intensität in den Richtungen  $x$  bzw.  $y, z$  sind.

Auf den CCD-Chip abgebildet, wird diese Intensitätsverteilung auf eine Graustufenverteilung  $I(\vec{x})$  reduziert. Vereinfacht kann nun angenommen werden, daß sich die Intensitätsverteilung als Produkt aus der Streulichtenergie und der Punktabbildungsfunktion beschreiben läßt

$$I(\vec{x}) = \sum_{i=1}^N V_0(\vec{X}_i) \cdot \tau(\vec{x} - \vec{x}_i), \quad \text{wobei } \vec{X}_i = \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

den Positionsvektor des Partikels  $i$  zum Zeitpunkt  $t$  darstellt und  $N$  die Anzahl der Partikel in der Interrogationszelle  $a_l$  ist. Vereinfachend wird angenommen, daß die Punktstreuungsfunktion als Gaußfunktion  $\tau(\vec{x})$  dargestellt werden kann.

Wird nun für ein Partikel eine konstante Verschiebung  $D$  im Zeitabschnitt  $\Delta t$  angenommen, so ergibt sich der Ort des Partikels zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$  zu

$$\vec{X}_i = \vec{X}_i + \vec{D}. \quad (4.11)$$

Die Lichtintensität  $I^*(\vec{x})$  der zweiten Aufnahme folgt dann zu

$$I^*(\vec{x}) = \sum_{j=1}^N V_0'(\vec{X}_j + \vec{D}) \cdot \tau(\vec{x} - \vec{x}_j - \vec{d}), \quad (4.12)$$

wobei  $d$  die Verschiebung unter Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabes ist.

Durch Multiplikation der Lichtintensitäten zweier zusammengehörender Aufnahmen wird die Summe aus allen möglichen Tupeln beider Aufnahmen gebildet und es entsteht die räumliche Kreuzkorrelation  $R_{II}$

$$R_{II} = \sum_{i,j=1}^N V_0(\vec{X}_i) \cdot V_0(\vec{X}_j + \vec{D}) \cdot \int_{a_i} \tau(\vec{x} - \vec{x}_i) \cdot \tau(\vec{x} - \vec{x}_j + \vec{s} - \vec{d}) dx. \quad (4.13)$$

Jedes Tupel repräsentiert eine mögliche Verschiebung eines Partikels von einem beliebigen Punkt  $x_i$  der ersten Aufnahme zu einem beliebigen Punkt  $x_j$  der zweiten Aufnahme. Werden diejenigen Summanden zusammengefaßt, deren Tupel den gleichen Verschiebungsvektor  $\vec{s}$  repräsentieren, so läßt sich das Ergebnis graphisch, wie in Abbildung 4.16 dargestellt, veranschaulichen. Der Korrelationspeak  $R_D$ , entsteht an dem Ort, an dem die Abbilder der ersten Aufnahme mit ihren identischen Bildern der zweiten Aufnahme korrelieren  $i = j$ .

Der gesuchte mittlere Bewegungsvektor  $\Delta \vec{x}$  der Partikel in einem Auswertebereich ergibt sich aus dem Ortsvektor von der Mitte der Interrogationszelle zum Maximum des Korrelationspeaks  $R_D$ . Mit diesem Bewegungsvektor, der bekannten Zeit zwischen zwei Aufnahmen und dem vorher ermittelten Abbildungsmaßstab kann die gesuchte Geschwindigkeit aus Gleichung 4.8 bestimmt werden.

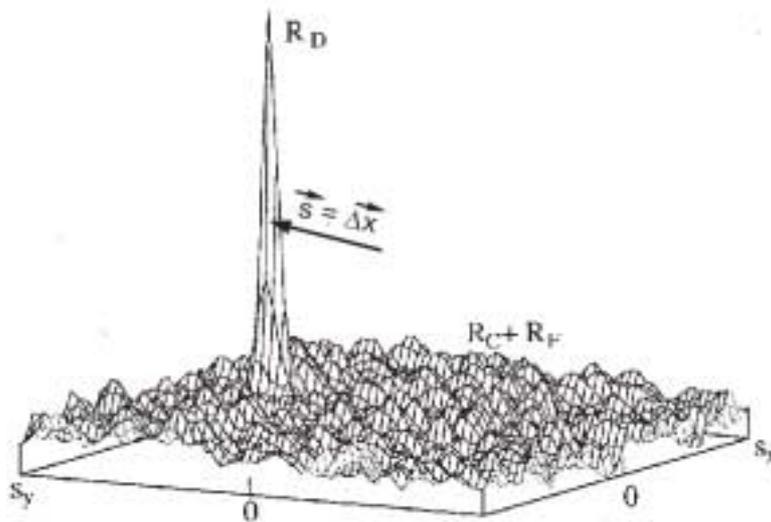


Abb. 4.16: Typisches Auswertergebnis einer Kreuzkorrelation aus einer Interrogationszelle, wobei  $R_C$  und  $R_F$  Peaks aufgrund zufälliger weiterer Überlappungen bzw. von Hintergrundrauschen sind [102]

Nun gilt es, für die digitalen Meßbilder eine geeignete Form der Auswertkorrelationen zu finden. Es ist möglich, durch Diskretisierung der Gleichung 4.13 die Kreuzkorrelation direkt zu berechnen, welches aber eine sehr hohe Anzahl an Rechenschritten erfordert. Besser ist es, das Korrelationstheorem auszunützen, welches postuliert, daß die Kreuzkorrelation zweier Funktionen gleich der konjugiert komplexen Multiplikation ihrer Fouriertransformationen ist, in diesem Fall die Intensitätsverteilung der Graustufen  $I$  und  $I^*$ .

$$R_{II} \Leftrightarrow \hat{I} \cdot \hat{I}^*, \quad (4.13)$$

wobei  $\hat{I}, \hat{I}^*$  die Fouriertransformationen der Intensitätsverteilungen von  $I$  und  $I^*$  sind. Die Koeffizienten beider Fouriertransformationen werden konjugiert-komplex miteinander multipliziert. Die auf diese Weise neu entstandenen Koeffizienten werden mit der inversen Fouriertransformation rücktransformiert. Die so gebildete tatsächliche Korrelationsebene hat die gleiche Größe wie die Ausgangsbilder. Dieser Vorgang ist in Abbildung 4.17 nochmals dargestellt.

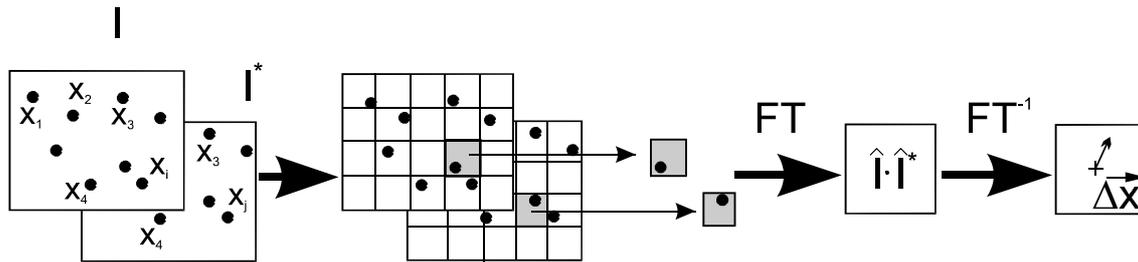


Abb. 4.17: Prinzip der PIV Technik mit zwei getrennten Aufnahmen

Für die Auswertung von diskreten Daten hat sich die schnelle Fouriertransformation als besonders effektiv herausgestellt. Sie gilt bei der computergestützten Auswertung der PIV Daten als übliche Methode zur Vereinfachung und Beschleunigung der Korrelationsanalyse [126].

Bei der folgenden Peak-Detektion gilt es herauszufinden, welches Korrelationsmaximum dem tatsächlichen repräsentativen Verschiebungsvektor entspricht und an welchem Ort sich dieser Peak befindet. Theoretisch ist dieser Peak ja eindeutig, weil am intensivsten. Aber bei der realen Anwendung kann es aufgrund von Partikelverlusten zu falschen Pärchen-Zuordnungen kommen. Solche Fehler treten auf, weil Partikel in das Meßvolumen hinein- oder herausströmen (sog. out-of-plane- oder in-plane-motion). Aber auch starke Hintergrund-Streustrahlung kann zu einem Verlust im Kontrast des Bildes führen. Daraus folgt dann eine geringe Differenz des an Partikeln gestreuten Lichts zu der Hintergrundstrahlung und so kann die Korrelation des Hintergrundrauschens lokal stärker ausfallen als die der Partikelbewegung.

Daher hat es sich als sinnvoll erwiesen, nicht nur den stärksten Korrelations-Peak als den einzig richtigen Bewegungsvektor abzuspeichern, sondern auch einige der nächsthöheren Nebenpeaks. Auf die Vorteile dieser Art der Korrelationspeakspeicherung wird später ausführlich eingegangen.

### 4.2.3 Versuchsaufbau zur zweidimensionalen Messung von Geschwindigkeitsfeldern

Der prinzipielle Aufbau der Meßanordnung ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten folgt im Abschnitt 4.2.4. Das Kernstück des PIV-Systems ist der gepulste Nd/YAG-Laser, der einen kreisförmigen Laserstrahl mit einer Wellenlänge von  $532\text{ nm}$  emittiert. Der Strahl wird über verschiedene Spiegel zur Lichtschnittoptik geführt. Diese Optik weitet den Strahl zu einem Laser-Lichtschnitt mit rechteckigem Querschnitt auf. Die nachfolgende Blende ermöglicht das exakte Einstellen der Abmessungen des Lichtschnittes, durch den das Meßvolumen aufgespannt wird. Mit der Einstellung der Blende wird auch verhindert, daß das Laserlicht auf Metallteile der Brennkammer trifft, damit keine störende Reflexionen erzeugt werden.

Die vorgeheizte Luft strömt durch das Plenum in die Brennkammer. Es können bis zu 5 Partikelzufuhrleitungen vom Partikelgenerator zu den Swagelok-Verschraubungen an der Unterseite des Plenums geführt werden. An diese können dann von innen verschiedene Partikelrechen oder einfache Leitungen angebracht werden.

Im optisch zugänglichen Teil der Brennkammer wird die mit Partikeln dotierte Strömung vom Laser-Lichtschnitt beleuchtet. Mit der CCD-Kamera wird dieser Bereich abgebildet und die Bilder werden in dem PIV-Erfassungsrechner gespeichert. Vor der Kamera ist ein Bandpaßfilter angebracht, der nur für Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 532\text{ nm} \pm 3\text{ nm}$  durchlässig ist und damit verhindert, daß das Eigenleuchten der Flamme oder Tageslicht die Aufnahmen beeinträchtigt.

Sowohl die Kamera als auch der Laser werden vom Rechner gesteuert.

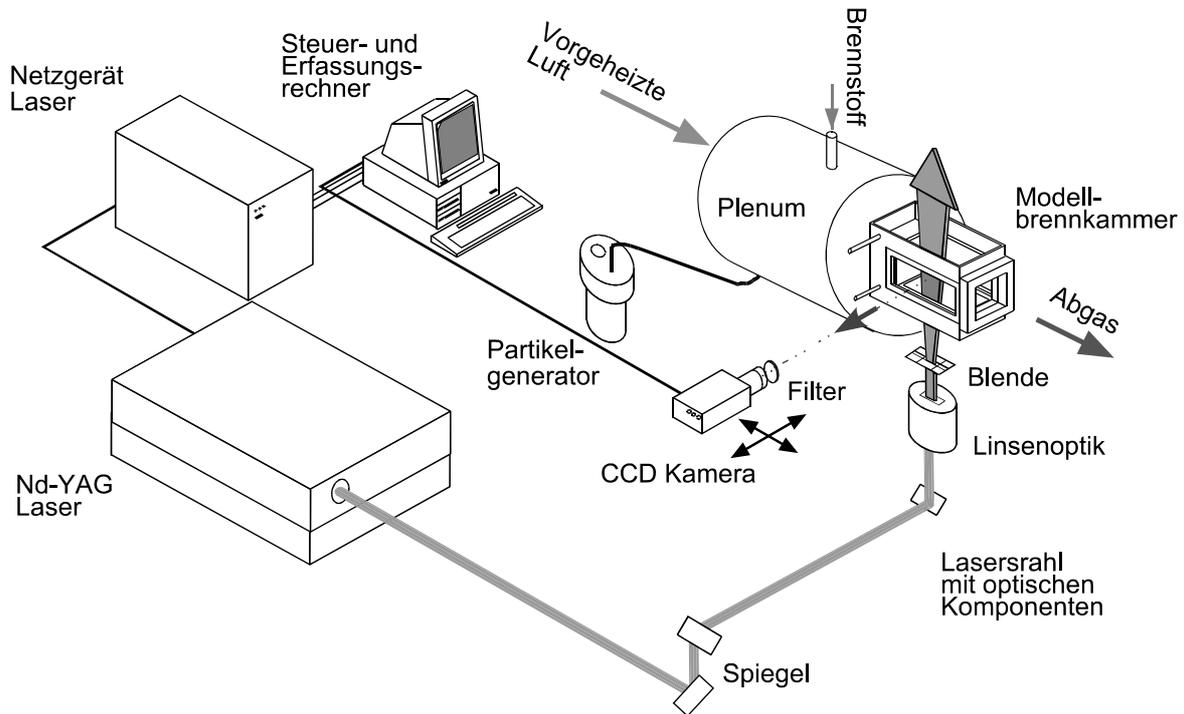


Abb. 4.18: Versuchsaufbau für PIV Messungen, Brennkammer ohne Druckbehälter dargestellt

### 4.2.4 Komponenten des PIV-Systems

#### Nd/YAG Laser

Wegen der benötigten hohen Beleuchtungsenergien kommen für die PIV Anwendung nur gepulste Laser in Frage. Der für die Versuche verwendete Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (Nd/YAG), PIV 200 von Spectra Physics, ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Er besteht aus zwei getrennten Oszillatoren, die jeweils einen kreisförmigen  $200\text{ mJ}$  Lichtpuls mit einer Dauer von ca.  $6\text{ ns}$  erzeugen. Dabei wird das Laserlicht von den in Aluminium Garnet Kristallen eingebetteten  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen erzeugt, welche zuvor von Blitzlampen beleuchtet wurden. Das emittierte Licht hat eine Wellenlänge von  $1064\text{ nm}$  und wird in einem frequenzverdoppelnden Kristall auf  $532\text{ nm}$  halbiert. Der am Ausgang des Lasers angebrachte Bandpaßfilter verhindert das Ausströmen von noch vorhandenem infraroten Licht. Um den Laser in einem gepulsten Modus betreiben zu können, wird in die Laserröhre ein Q-Switch eingebaut. Dieser besteht aus einer Pockelszelle und ein Polarisator. Der Q-Switch wird so angesteuert, daß er exakt dann durchlässig und somit die Laserröhre resonant wird, wenn die Blitzlampenenergie den höchsten Wert erreicht. Somit kann ein Laserlichtpuls mit einer Energie von ca.  $200\text{ mJ}$  pro Puls emittiert werden. Da die Wiederholrate dieses

Vorganges nur bei ca.  $10\text{ Hz}$  liegt, die Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen zwei Aufnahmen aber üblicherweise  $0,1\mu\text{s}$  bis  $50\mu\text{s}$  beträgt, muß für die beiden aufeinanderfolgenden Aufnahmen jeweils ein separater Laser verwendet werden.

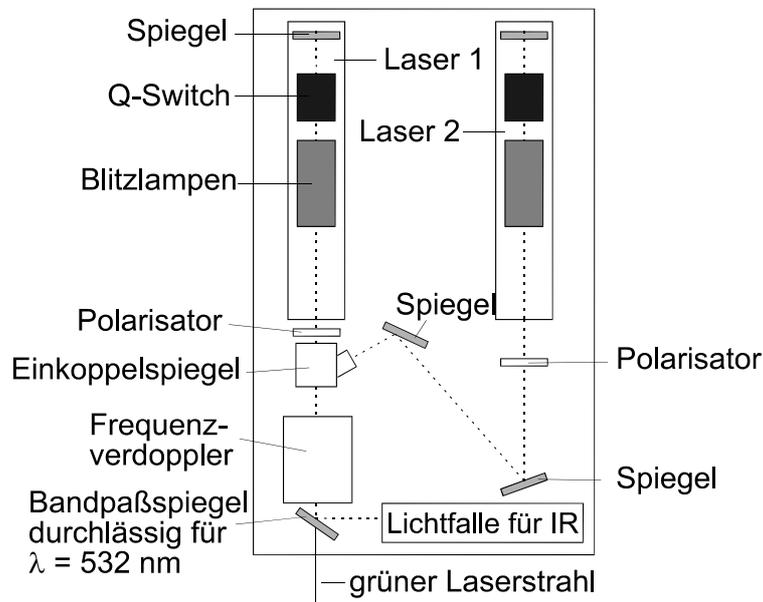


Abb. 4.19: Nd/YAG Doppellasersystem PIV 200

### Die CCD-Kamera

Die für die PIV Versuche verwendete CCD-Kamera ist der in Abschnitt 4.1.7 beschriebenen ICCD-Kamera ähnlich. Nur ist das von den Partikeln gestreute Licht so intensiv, daß kein Verstärker notwendig ist. Der CCD-Chip hat eine Auflösung von  $1280 \times 1024\text{ Pixel}$ . Um einen Datenverlust an der endlichen Grenzfläche zwischen zwei Pixeln zu vermeiden, wird über jede Bilderzelle eine Mikrolinse gelegt, welche eine vollständige Ausnützung des ankommenden Signals sicherstellt. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde ein lichtstarkes (1:1,2) 50 mm-Objektiv verwendet, auf das ein optischer Filter montiert worden ist.

Eine Zusammenfassung der wichtigsten Leistungsdaten der Kamera ist in Tabelle 4.5 enthalten.

PIV-CCD-Kamera	
Sensor	CCD Interline mit „lens-on-chip“
Sensorgroße	1280 x 1024 Pixel
Pixelgröße	6,7µm x 6,7 µm
Chipgröße	8,6 mm x 6,9 mm
Nichtlinearität	< 1%
Ausleserate	12,5 MHz
A/D Wandler	12 Bit @ 12,5 MHz
CCD Temperatur	-12 °C

Tab. 4.5: Spezifikation der PIV-CCD-Kamera

Die CCD-Kamera kann in zwei unterschiedlichen Modi betrieben werden: im Autokorrelations- oder Kreuzkorrelations-Modus. Im erstgenannten Modus wird der CCD-Chip zweimal belichtet. Der Vorteil dieser Art der Aufnahme ist, daß einzig durch die Belichtungszeit das Zeitintervall zwischen zwei Aufnahmen begrenzt wird. Ein gravierender Nachteil ist, daß die Richtungseindeutigkeit durch die zweimalige Belichtung der CCD Fläche verloren geht. Eine Methode, diesen Nachteil zu umgehen, beschreiben Raffel [105] und Vogt [106]. Sie verwenden einen Hochgeschwindigkeits-Drehspiegel, um die Richtungszweideutigkeit aufzuheben. Dabei wird das zweite Bild um einen bekannten Betrag im Vergleich zum ersten verschoben. Diese Verschiebung läßt sich bei der Auswertung wieder heraussubtrahieren, aber die Vorzeichen der Geschwindigkeitsvektoren sind nun eindeutig.

Um diesen doch erheblich komplexeren Aufbau zu umgehen, wird in [102, 125, 126] eine weitere Aufnahmestrategie beschrieben: die Belichtung von zwei getrennten Bildern im Kreuzkorrelations-Modus. Dabei wird das Signal auf dem Chip nach der ersten Belichtung (10 µs) in einen Zwischenspeicher geschoben (200 ns). Erst nach diesem Verschiebevorgang ist der CCD-Chip wieder lichtsensitiv. Die zweite Aufnahme kann erst dann beendet werden, wenn der Auslesevorgang des Zwischenspeichers (33 ms) abgeschlossen ist. Dadurch bestimmt der Auslesevorgang des Zwischenspeichers die Belichtungszeit der zweiten Aufnahme, was zur Folge hat, daß die zweite Aufnahme immer lichtstärker als die erste ist.

Am Ende eines Aufnahmetakts werden die analogen Signale über die integrierte 12 Bit-A/D-Wandlerkarte an die Schnittstellen-Karte im Rechner übertragen. Um Verfälschungen bei der Datenübertragung in langen Leitungen zu vermeiden, werden Glasfaserleitungen eingesetzt.

### Tracerpartikel und deren Einbringung in die Strömung

Beschreibungen der Seeding-Partikel und deren Streucharacteristiken sind in zahlreichen Publikationen [102, 105] veröffentlicht. Allerdings gibt es wenige Informationen über die Art der Einbringung der Tracer in die Strömung. Bei Flüssigkeitsströmungen ist dieses Problem von untergeordneter Bedeutung, da entweder genug natürliche Streukörper (Luftblasen, Verunreinigungen) in der Strömung vorhanden sind [113, 114], oder feste Streukörper einfach in den Vorratsbehälter der Strömung gegeben werden [102, 109]. Wesentlich aufwendiger ist dagegen das Einbringen von Tracersubstanzen in eine Luftströmung. In Windkanälen werden oft (Wasser-) Dampf oder Rauch [123, 124] als Streukörper hergenommen. Aber auch Öltröpfchen [104, 106] werden als Partikel für PIV-Messungen verwendet. Stevens et al. [118] schlagen vor, sogar in reagierenden Strömungen Öltröpfchen als Tracer einzusetzen, um somit auch die Flammenfront, in der keine Öltröpfchen mehr vorhanden sind, eindeutig zu charakterisieren. Diese Möglichkeit ist jedoch für Verbrennungssysteme unter annähernd realistischen Bedingungen nicht anwendbar und kommt daher nicht in Betracht. Es können nur Partikel eingesetzt werden, die nicht sofort in der Flamme verbrennen und idealerweise erst in eine Flüssigphase übergehen, bevor sie verdampfen. Als für Verbrennungsversuche am besten geeigneter Tracer hat sich Titandioxid ( $\text{TiO}_2$ ) herausgestellt [119]. Die Tracerpartikel weisen üblicherweise einen Durchmesser von ca.  $1,5 \mu\text{m}$  auf und besitzen eine Dichte von  $3,9 \text{ bis } 4,2 \text{ g/cm}^3$ . Für deren Einbringung in die Strömung gibt es kommerziell erhältliche Partikelgeneratoren, deren Funktionstüchtigkeit in Vorversuchen aber nicht immer zufriedenstellend war. Aus diesem Grund wurde für die Zufuhr der Partikel ein eigens dafür konstruierter Partikelgenerator eingesetzt. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.20 wiedergegeben.

Der transportierende Luftstrom gelangt durch die axiale Zuleitung in die Rohrwendel. Die kreisförmig angeordneten Düsen induzieren einen Wirbel, der die am Boden befindlichen Partikel zerstäubt und mitreißt. Durch die 12 Öffnungen im Deckel kann der so erzeugte Luft-Partikel-Strom mit verschiedenen Leitungen zum Meßobjekt geführt und an unterschiedlichen Stellen eingebracht werden. Je nach Abstand der Abzapfstelle zum Mittelpunkt können, bedingt durch die Zentrifugalkraft, unterschiedlich große Partikelagglomerate erzeugt werden.

Der Partikelgenerator wird mit einem maximalen Vordruck von  $10 \text{ bar}$  betrieben und erzeugt dabei einen Partikel-Luft-Massenstrom von ca.  $20 \text{ g/s}$ . Für die Verbrennungsversuche kann auch auf ca.  $600 \text{ K}$  vorgeheizte Luft zum Betrieb des Generators verwendet werden. Ein weiterer Vorteil der heißen Luft ist, daß sie das Verklumpen der Partikel verhindert.

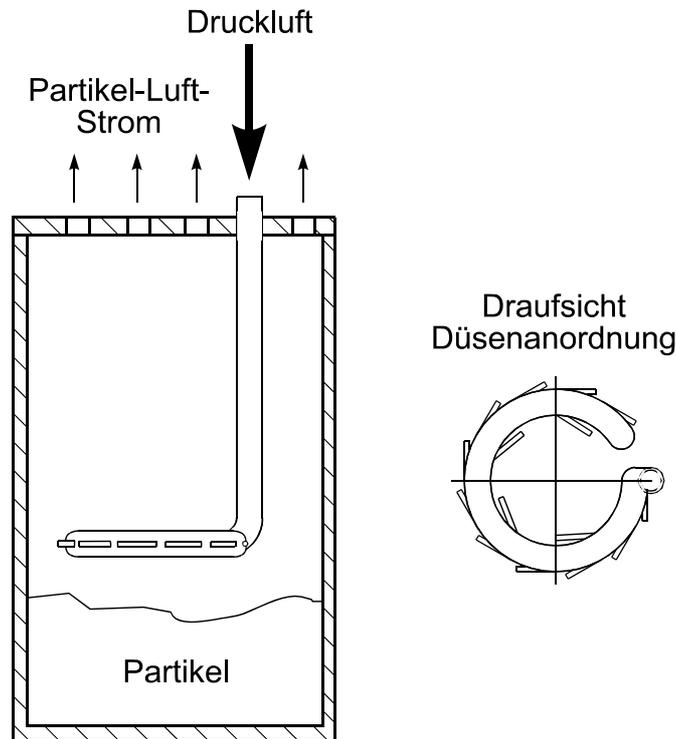


Abb. 4.20: Schematischer Aufbau des Partikelgenerators

### Die Lichtschnittoptik

Mit der Lichtschnittoptik wird der kreisförmige Laserstrahl mit einer Energieverteilung, die annähernd einer Gauß'schen Glockenkurve gleicht, zu einem divergenten Strahl mit rechteckigem Querschnitt aufgeweitet. Abbildung 4.21 zeigt den schematischen Aufbau der Optik, mit der durch Verstellen des Abstands der Zylinder- und der Konvexlinse in axialer Richtung die Abmessungen des aufgeweiteten Laserstrahls eingestellt werden. In der Abbildung ist der Unterschied in der Dicke zwischen der Mitte und dem Rand des Meßbereichs aus Anschaulichkeitsgründen extrem vergrößert dargestellt.

Es ist zu beachten, daß durch den unterschiedlichen Querschnitt  $\Delta z$  des Strahls im Meßbereich die Anzahl der darin beleuchteten Partikel variiert, und somit eine unterschiedliche Partikeldichte innerhalb eines Bildes zustande kommt.

Um eine möglichst genaue Aussage über die Position eines Geschwindigkeitsvektors zu erhalten, wird der Laserstrahl möglichst dünn (ca.  $0,2 \text{ mm}$ ) eingestellt. Dabei kann es vorkommen, besonders bei drallbehafteten Strömungen mit einer großen Geschwindigkeit senkrecht zur Abbildungsebene, daß die Partikel beim zweiten Bild den

Laserstrahl bereits verlassen haben. In diesem Fall muß der Laser-Lichtschnitt dicker (ca.  $0,7\text{ mm}$ ) eingestellt werden.

Laut Keane und Adrian [127] sollte die Dicke  $\Delta z$  des Lichtschnittes so festgelegt werden, daß sie mindestens das Dreifache des in z-Richtung zurückgelegten Weges beträgt. Dieser errechnet sich aus der erwarteten Geschwindigkeit  $w$  in z-Richtung und der Zeit  $\Delta t$ .

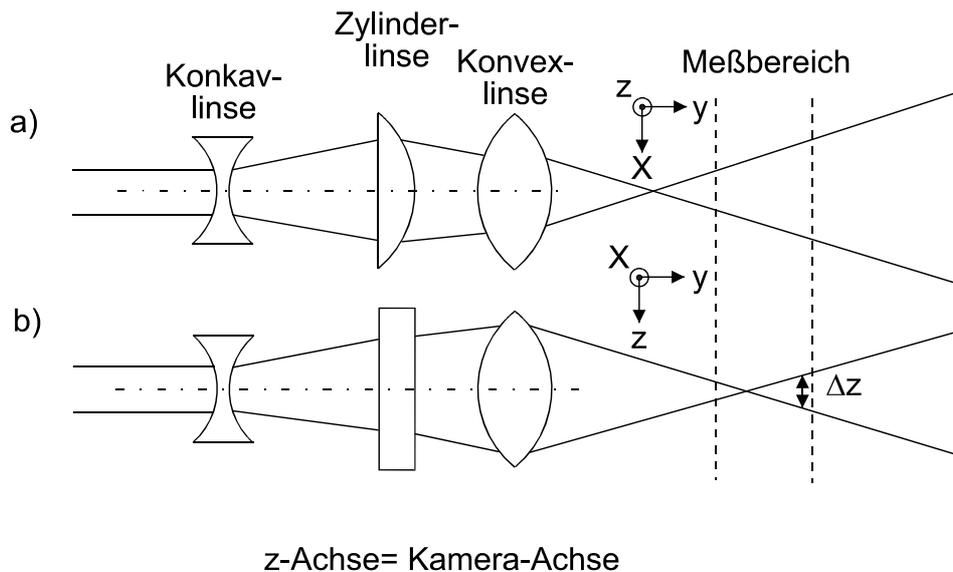


Abb. 4.21: Lichtschnittoptik, a) Draufsicht, b) Seitenansicht

#### 4.2.5 Grundlagenversuche zur Abschätzung der Genauigkeit des Verfahrens

Ziel dieser Grundlagenversuche war, erste Erfahrungen mit dem neu beschafften PIV-System zu gewinnen, die nicht aus der allgemein beschreibenden Literatur [102, 126] ersichtlich sind. Es mußten außerdem zahlreiche Ergänzungen an der Aufnahme-Steuerung sowie an dem Auswerte-Algorithmus vorgenommen werden, um sie an die Versuchsbedingungen anzupassen. Zudem ist es bei einem System mit einfach reproduzierbaren Strömungsverhältnissen vorteilhaft, Variationen an Aufnahme- und Auswerteparametern sowie der Seedingdichte und -art vorzunehmen und deren Auswirkung auf das Ergebnis zu beobachten. Zu wenige Partikel führen zu einem starken Rauschen in der Korrelationsfunktion und damit zu Schwierigkeiten bei der Auswertung. Aber auch zu viele Partikel führen wegen der daraus resultierenden Überlappung zu Fehlern bei der Auswertung. Weitere mögliche Fehlerquellen sind das Herauswandern von Partikeln aus dem Meßvolumen oder falsche Korrelationen, zum Beispiel aufgrund einer zu starken Streuung vom Laserlicht im Randbereich.

Die in Abbildung 4.22 gezeigte Kalibriermeßstrecke kann anstelle der Brennkammer an das Plenum montiert werden. Ihr Kernstück besteht aus einem durch 4 Glasscheiben begrenzten Strömungskanal mit einer quadratischen Querschnittsfläche von  $36 \text{ cm}^2$ . Darin können mit den zur Verfügung stehenden Massenströmen Strömungsgeschwindigkeiten bis zu  $100 \text{ m/s}$  eingestellt werden. Somit kann der gesamte Geschwindigkeitsbereich, der in der Brennkammer zu erwarten ist, abgedeckt werden.

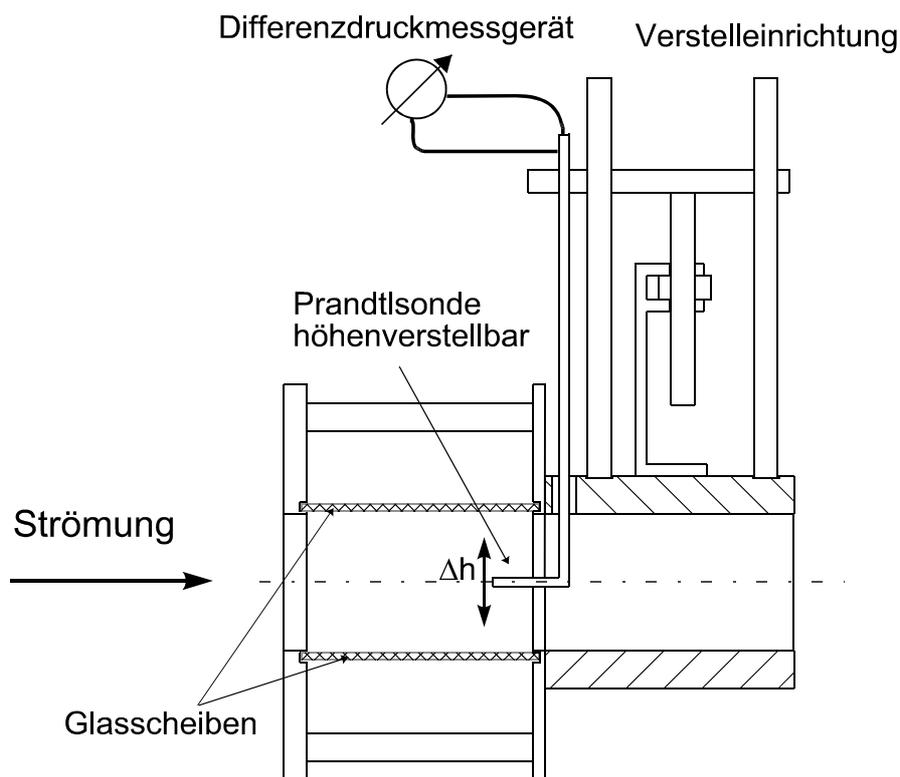


Abb. 4.22: Für die Vorversuche gebaute Kalibriermeßstrecke

Im optisch zugänglichen Bereich der Meßstrecke können PIV-Messungen durchgeführt werden, um diese anschließend mit den Staudruckmessungen einer Prandtlsonde zu vergleichen. Zu diesem Zweck wird am Ende des optisch zugänglichen Strömungskanals in die Mittelebene eine Prandtlsonde angebracht, die über eine Traversiereinrichtung in der Höhe verstellbar ist. Somit ist es möglich, das Geschwindigkeitsprofil der Strömung in der Mittelebene zu erfassen und mit den PIV-Ergebnissen an dieser Stelle zu vergleichen.

Zusätzlich kann für diesen einfachen Strömungsquerschnitt ein theoretisches Geschwindigkeitsprofil nach dem sogenannten 1/7-Potenzgesetz nach Prandtl [112] berechnet werden.

Wie in Abschnitt 4.2.2 geschildert, ist bei der realen PIV Messung der „richtige“ Korrelations-Peak und damit der Verschiebevektor nicht immer eindeutig. Bei mehreren errechneten Korrelations-Peaks stellt das Programmpaket Davis der Firma LAVision [107] die daraus resultierenden Vektoren anhand verschiedener Farben dar. Werden die Vektoren in rot dargestellt, so hat die Korrelation einen eindeutig stärksten Peak ergeben. Weicht die Farbe hingegen von rot ab, so sind die Vektoren nur zweite oder dritte Wahl und die Messung darf angezweifelt werden, vorausgesetzt, es treffen keine der oben geschilderten Ursachen für mögliche falsche Korrelationen zu. Somit hängt das Ergebnis wesentlich von der Güte der Partikelverteilung ab. Die Vorversuche haben gezeigt: wenn mehr als 80 % der Vektoren in den Einzelbildern als erste Wahl bei der Auswertung erkannt worden sind, weicht die PIV-Messung ca. 4% von der Staudruckmessung ab. Die Abweichung hat immer ein negatives Vorzeichen. Um das Ergebnis zu verbessern, kann die Auswerteprozedur vom Anwender verändert werden. So ist es möglich, eine definierte Überlappung der Interrogationszellen zuzulassen. Dies hat den Vorteil, daß diejenigen Partikel, die bei einer Aneinanderreihung der Zellen über die Grenzen hinausgewandert sind, trotzdem noch erfaßt werden. Als Optimum hat sich ein sogenannter „Shift“ um 7 Pixel herausgestellt. Vorsicht muß man bei solchen Funktionen walten lassen, die das Ergebnis ohne genaue Definition „verbessern“, wie z. B. das Glätten (smooth-funktion) des Rohbildes, und das unkontrollierte Auffüllen von nicht erkannten Geschwindigkeitsvektoren.

Wie von Kronewetter [115] vorgeschlagen, wurde auch bei diesen Versuchen der Zeitabstand zwischen zwei Laserimpulsen so festgelegt, daß der zu erwartende Partikelversatz ca. 25% der Interrogationszellengröße beträgt.

Die Festlegung der Dicke des Lasersheets ist nur im begrenzten Umfang in Formeln zu fassen. Zwar schlägt Westerweel [120] vor, daß die Querbewegung eines Partikels nur ein Viertel der Lasersheetdicke ausmachen soll, jedoch hat sich herausgestellt, daß dies nur bei schwach turbulenten Strömungen sinnvoll ist. Auf diesen Sachverhalt wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

Weitere Optimierungskriterien, die von Keane und Adrian [127] vorgeschlagen werden, konnten nicht ohne weiteres bestätigt werden. Sie sind lediglich der Vollständigkeit wegen aufgeführt:

- Bei der Kreuzkorrelation sollen sich mindestens 20 Partikel im Auswertebereich befinden, da sich erst bei einer geeignet hohen Anzahl an Partikeln eine sinnvolle Statistik durchführen läßt.
- Die Variation der Partikelgeschwindigkeit  $\Delta v$  / aufgrund hoher lokaler Gradienten im Auswertebereich, bezogen auf den Betrag der Geschwindigkeit  $v$ , soll einen Maximalwert von 0,2 nicht überschreiten.

Die Ergebnisse der eigenen Kalibriermessung sind für einen Massenstrom von 120 g/s durch die Kalibrierstrecke im Vergleich zu den Prandtl-Sonden-Werten und dem theoretischen Ansatz in Abbildung 4.23 dargestellt. Dazu ist noch anzumerken,

daß sich die Abweichungen zum 1/7-Potenzgesetz wohl aus der noch nicht vollständig entwickelten Strömungsverteilung im Rechteck-Meßkanal erklären.

Für die PIV-Messungen wurden folgende Aufnahmeparameter verwendet:

Zeitabstand $\Delta t$	13 $\mu s$
Skalierungsfaktor	0,0565 mm/Pixel
Laser-Lichtschnitt-Dicke	4 mm
Größe der Interrogationszellen	32 x 32 Pixel
Pixel-Shift	7 Pixel

Tab. 4.6: Verwendete Aufnahmeparameter für die PIV-Messungen an der Kalibrierstrecke

Die hier erkannten Abweichungen der Ergebnisse der beiden Meßtechniken von ca. 4% sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Ronneberger [104], der zur Abschätzung der Genauigkeit seines PIV-Meßverfahrens eine Monte-Carlo-Simulation durchführte.

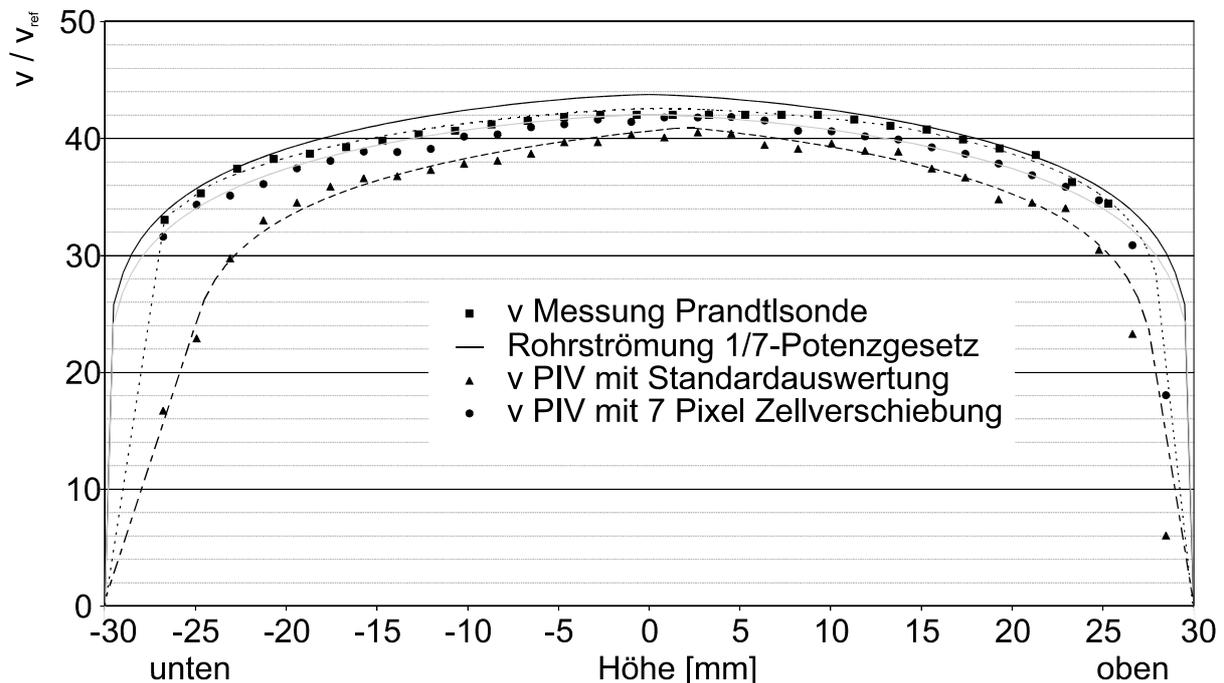


Abb. 4.23: Vergleich der mit verschiedenen Methoden gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten und der mit dem 1/7-Potenzgesetz berechneten Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene des Rechteckkanals

## 5 Ergebnisse der Versuche unter variierenden Druckbedingungen

Experimentelle Untersuchungen an optisch zugänglichen Modellbrennkammern am Lehrstuhl für Flugantriebe [43, 48, 52, 85-89] haben gezeigt, daß man durch zeitliche Mittelung von zweidimensionalen Fluoreszenzaufnahmen reproduzierbare Verteilungen verschiedener Moleküle in Flammen erhält. Die Ergebnisse verschaffen einen prinzipiellen Einblick in die in der Reaktionszone ablaufenden Prozesse und Reaktionen. Um eine Übertragbarkeit auf reale Anwendungsfälle zu ermöglichen, sind aber außer der Eintrittstemperatur der Luft in die Brennkammer auch die Druckbedingungen von entscheidender Bedeutung. Diese Randbedingungen konnten in den bisherigen Untersuchungen nicht erfüllt werden, da sie unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt wurden.

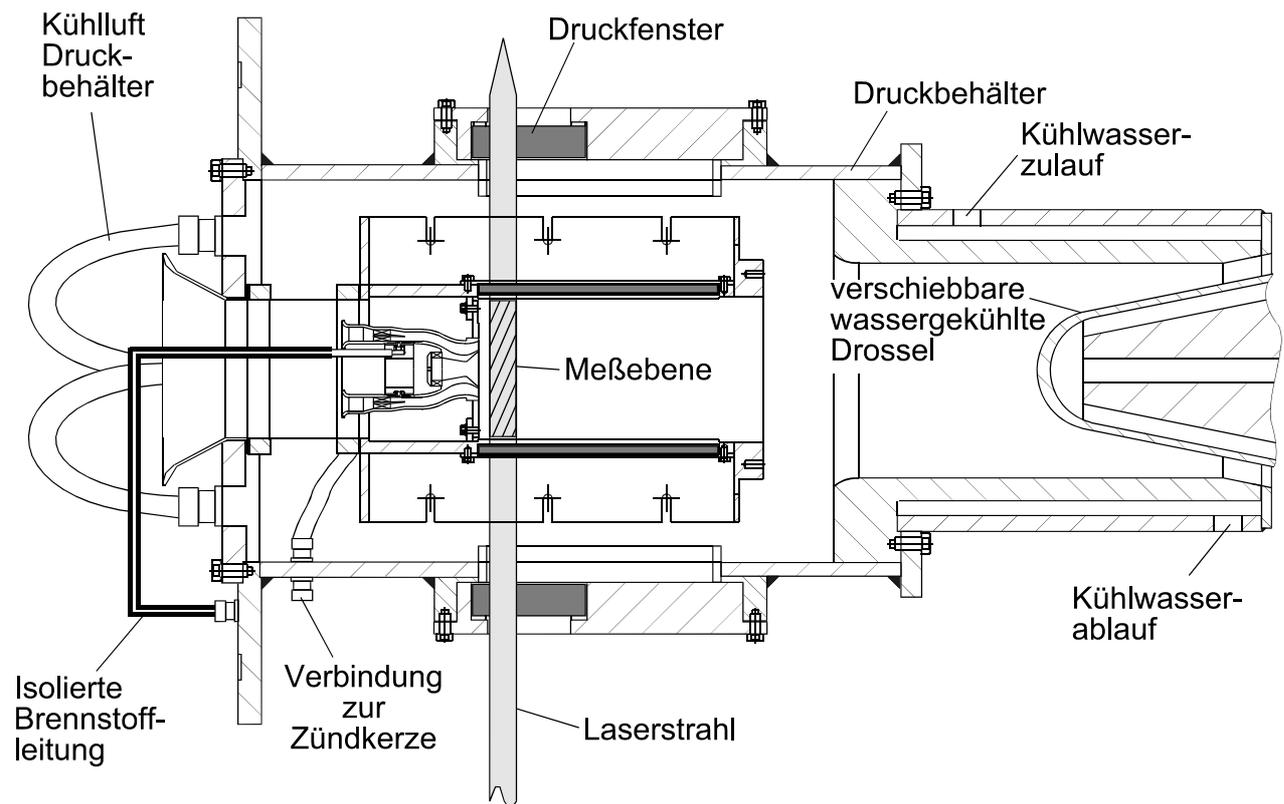


Abb. 5.1: Integration des BRR LPP-Brennerkopfs in die Modellbrennkammer für Versuche unter erhöhten Druckbedingungen

In den hier vorgestellten Untersuchungen wurde der Systemdruck erhöht und somit annähernd reale Bedingungen geschaffen. Um Kosten zu sparen, wurde die Modellbrennkammer aus der ersten atmosphärischen Versuchsreihe umgestaltet, so daß sie in den im Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Druckbehälter, wie in Abbildung 5.1 zu sehen, integriert werden konnte. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag bei der vollständigen Charakterisierung des BRR LPP-Brennerkopfs. In manchen Teilaspekten wird der Turboméca-Brennerkopf zum Vergleich herangezogen, weil sich damit die Druckeffekte deutlicher darstellen lassen.

Für alle Versuchsreihen betrug die Eintrittstemperatur  $T_{t3} = 650 \text{ K}$  und für beide Brennerköpfe wurde jeweils ein konstanter Druckabfall von 4 % über dem Brennerkopf eingestellt. In Tabelle 5.1 sind die untersuchten Betriebspunkte für den BRR LPP-Brennerkopf bei verschiedenen Drücken wiedergegeben.

	<b>Atmosph.</b>	<b>2,0 bar</b>	<b>4,0 bar</b>
$\dot{m}_{\text{Luft, Brenner}}$ [g/s]	31,6	65,6	141,0
$\dot{m}_{\text{Brennstoff}}$ [g/s]	2,4	3,8	7,6
$\Phi$ [-]	1,15	0,87	0,81
$P_{\text{thermisch}}$ [kW]	107	169	339

Tab. 5.1: Betriebspunkte des BRR LPP-Brennerkopfs mit ca. 10 % Abstand zur Magerverlöschgrenze

Beim Einsatz des Turboméca-Brennerkopfs konnte, wie in Tabelle 5.2 dargestellt, ein höherer Betriebsdruck verwirklicht werden. Gründe dafür waren zum einen die kleinere Dimension des Brennerkopfs und zum anderen das Hitzeschild, welches, wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, einen geringeren Luftdurchlaß im Vergleich zu dem des BRR LPP-Brennerkopfs hatte. In beiden Fällen war die Kapazität des elektrischen Lufterhitzers limitierend für die zur Verfügung stehende erhitzte Luftmenge.

	<b>Atmosph.</b>	<b>2,0 bar</b>	<b>4,0 bar</b>	<b>6,0 bar</b>
$\dot{m}_{\text{Luft, Brenner}}$ [g/s]	10,6	29,5	61,0	87,7
$\dot{m}_{\text{Brennstoff}}$ [g/s]	1,0	1,3	2,3	3,3
$\Phi$ [-]	1,42	0,67	0,57	0,56
$P_{\text{thermisch}}$ [kW]	45	58	103	147

Tab. 5.2: Betriebspunkte des Turboméca-Brennerkopfs mit ca. 10 % Abstand zur Magerverlöschgrenze

Die Betriebspunkte für beide LPP-Brennerköpfe wurden so gewählt, daß sie einen ausreichend großen Abstand zur Magerverlöschgrenze aufweisen. Wie von Kuo [130] beschrieben, verschiebt sich die Magerverlöschgrenze mit steigendem Druck in den mageren Bereich, bevor sie sich asymptotisch einem Wert  $\Phi$  annähert. In Abbildung 5.2 ist dieser Verlauf für beide Brennerköpfe wiedergegeben, wobei ein stabiler Betrieb nur oberhalb der jeweiligen Linien möglich ist. Zur Vervollständigung des Diagramms ist noch eine Kurve mit Literaturwerten [130] eingezeichnet. Dieser Teilaspekt wurde aber bei den hier vorgestellten Experimenten nicht weiter untersucht.

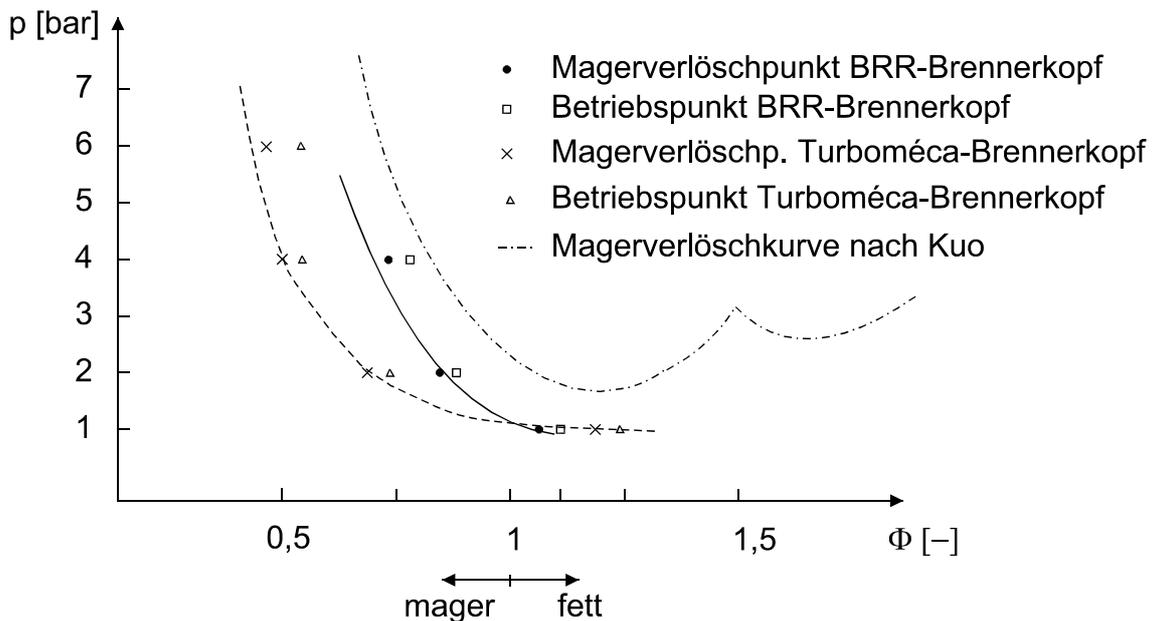


Abb. 5.2: Abhängigkeit der Magerverlöschgrenze (Äquivalenzverhältnis) vom Druck für den BRR- und Turboméca LPP-Brennerkopf

## 5.1 Flammenstruktur

Bei der Eigenfluoreszenz handelt es sich, wie in Abschnitt 4.1.3 erläutert, um spontane Emissionen von Molekülen, die, durch thermische und chemische Prozesse bedingt, einen angeregten Quantenzustand besetzen. Mit dem Eigenleuchten der Flamme kann die Struktur der Reaktionszone sowie die Ausbreitung im Brennraum sichtbar gemacht werden. Durch Verwendung eines UG-11 Glasfilters sowie sehr kurzer Belichtungszeiten von  $300 \text{ ns}$  werden die Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich unterdrückt, während der Filter für Frequenzen im UV-Bereich durchlässig ist. Damit werden hauptsächlich die Emissionen der OH-Radikale bei etwa  $310 \text{ nm}$ , ihrer stärksten Bande ( $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$ ), detektiert.

Die Belichtungszeit betrug  $300\text{ ns}$ , wobei der CCD-Sensor bei den gemittelten Aufnahmen  $10\text{ mal}$  in Folge belichtet und erst anschließend ausgelesen wurde. Zur Vergleichbarkeit sämtlicher Bilder wurde die Aussteuerung des Bildverstärkers bei allen Drücken auf den gleichen Wert eingestellt.

Da bei dieser Meßmethode die Fluoreszenz aus der Verbrennungszone integral nachgewiesen wird, lassen sich keine Rückschlüsse auf die örtliche Verteilung der Radikale in Beobachtungsrichtung ziehen.

Die Strömungsrichtung bei allen Aufnahmen ist von links nach rechts. Bei den Versuchen unter erhöhten Druckbedingungen wurden nur die ersten  $50\text{ mm}$  der Modellbrennkammer untersucht. Das abrupte Ende am rechten Bildrand stellt nicht das Ende der Flamme, sondern das Ende des Sichtfensters dar.

### 5.1.1 Eigenleuchten der Flamme beim BRR LPP-Brennerkopf

In Abbildung 5.3 ist das Eigenleuchten der Flamme des BRR-Modellbrenners dargestellt. Die  $1\text{ bar}$ -Aufnahme ist zur Verdeutlichung der Flammenform in einem größeren Bereich als bei den beiden anderen dargestellt. Sehr deutlich ist der Hohlkegelcharakter der Flamme zu erkennen, der sich durch die Anordnung der Drallerzeuger im inneren und äußeren Strömungskanal des Brennerkopfs ergibt. Auf den ersten Blick wird der Anschein erweckt, daß die Flamme unten und oben stärker brennt als in der Mitte; die Täuschung ist aber bedingt durch die integralen Charakter der Aufnahme. Des weiteren läßt sich feststellen, daß die Verbrennung ungleichmäßig über die Höhe der Brennkammer verteilt abläuft. In der oberen Hälfte der Brennkammer scheint die Verbrennung intensiver zu sein. Die Ursache für dieses Verhalten konnte nicht eindeutig bestimmt werden. In Frage kommen eine einseitige Brennstoffverteilung oder eine ungleichmäßige Verteilung der Brennkammerkühlluft. Um dies genauer untersuchen zu können, müßten Messungen ohne Zufuhr von Fensterkühlluft durchgeführt werden, was aber für die Fenster eine zu große Wärmebelastung bedeuten würde. Andererseits ist auch in [135] beschrieben, daß es bei einer ungenauen Fertigung zur ungleichmäßigen Verteilung des Brennstoffs kommen kann. Die einzelnen Brennstoffdüsen sind im zusammengebauten Zustand nicht mehr zugänglich, so daß eine detaillierte Kontrolle des jeweiligen Brennstoffmassenstroms nicht möglich ist. Auffällig ist auch die Tatsache, daß die Intensitäten der detektierten Signale mit zunehmendem Brennkammerdruck ansteigen. Ein höherer Brennkammerdruck hat aufgrund des erhöhten Brennstoffverbrauchs, wie in Tabelle 5.1 dargestellt, einen größeren Energieumsatz in der Brennkammer zur Folge, was die höheren Intensitäten einerseits erklärt. Ein weiterer Grund für die verstärkten Intensitätssignale bei steigendem Druck ist die Tatsache, daß die Verbrennung verstärkt in der Primärzone der Brennkammer abläuft. Die Flamme wird unter erhöhtem Druck „gestaucht“, was auch mit einem steileren Kegelwinkel unterstrichen wird. Diese Veränderung der Reaktionszone mit steigendem Druck wurde auch von Behrendt et al. [140] beobach-

tet. Die Größe  $\Delta x$  kennzeichnet den Abstand der Flamme vom Hitzeschild. Er ergibt sich aus dem Intensitätsverlauf, in dem ein Intensitätsniveau von 250 counts als Flammenbeginn festgelegt wurde. In diesem Fall ist es nicht so deutlich zu erkennen wie beim Turboméca-Brennerkopf, daß die Reaktionszone mit steigendem Druck näher am Hitzeschild beginnt. Im folgenden Abschnitt wird näher auf diesen Sachverhalt eingegangen.

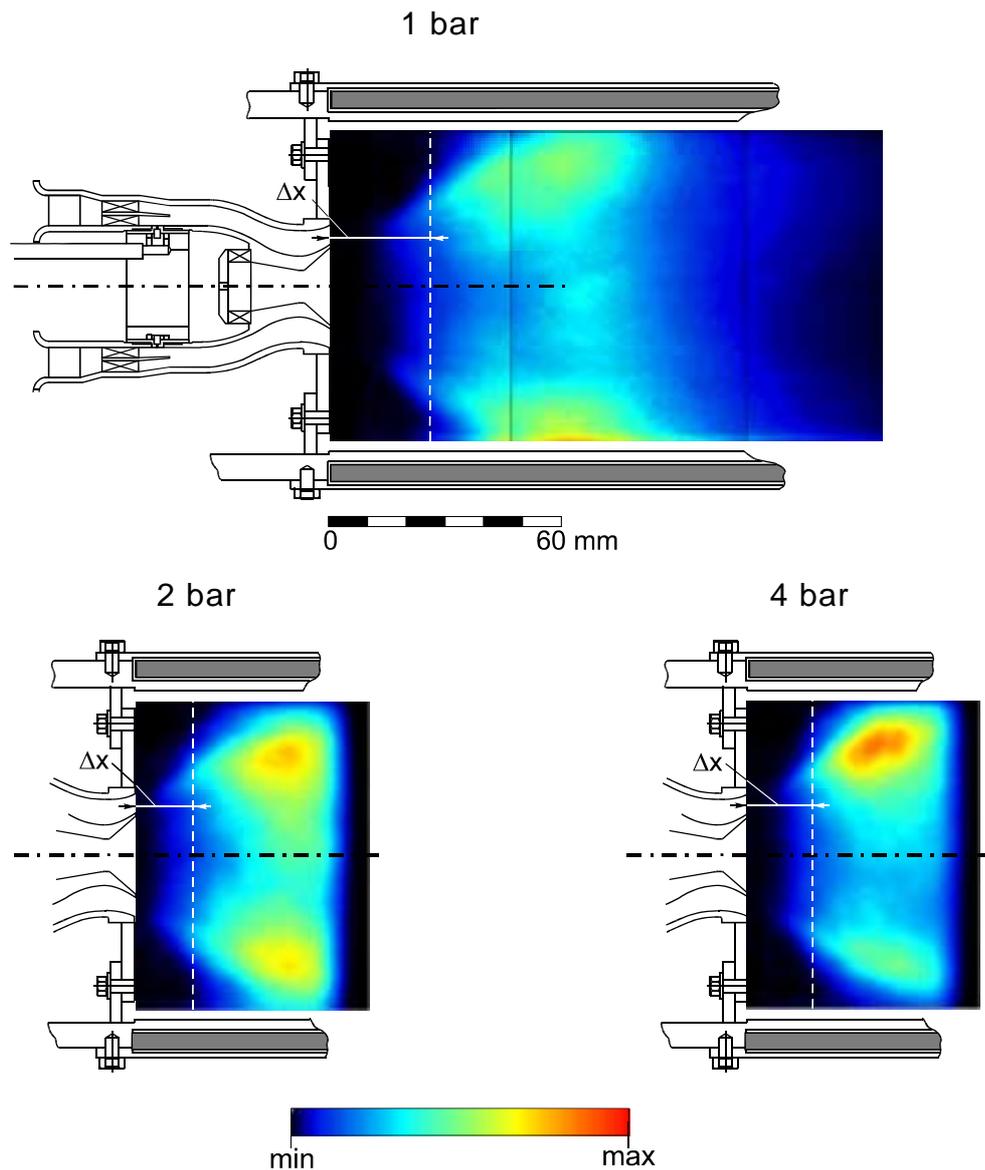


Abb. 5.3: Integrales Eigenleuchten der Flamme des BRR LPP-Brennerkopfs bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck

### 5.1.2 Eigenleuchten der Flamme beim Turboméca LPP-Brennerkopf

Bei Betrachten der Ergebnisse der Eigenleuchtaufnahmen des Turboméca-Brennerkopfs in Abbildung 5.5 fällt sofort die andersartige Organisation der Verbrennung auf. Die Flamme wird hauptsächlich über außen liegende Eckwirbel stabilisiert. Damit ist auch die Flammencharakteristik ein andere als die beim BRR-Brennerkopf. Die Hauptreaktionszone ist in der Mitte angesiedelt und endet bei 6 bar auch noch im Sichtbereich des Fensters. Somit wird auch die deutliche Verkürzung der Flamme unter Druck sichtbar. Auch bei diesem Brennerkopf ist mit steigendem Druck eine Zunahme der Reaktionsintensität im Primärbereich der Flamme zu sehen. Zudem ist die Ausbreitung der Flamme auch hier unsymmetrisch. Im Gegensatz zum BRR-Brennerkopf kann dies nicht auf eine ungleichmäßige Brennstoffeinbringung zurückzuführen sein, da nur eine einzige Brennstoffdüse vorhanden ist. Ursache der ungleichmäßigen Verteilung ist die Befestigung der Einspritzdüse mit dem ersten Verdampferrohr an der Brennstoffleitung (vgl. Abb. 3.10). Da die beiden Verdampferrohre sonst nicht miteinander verbunden sind, verschiebt sich während des Versuchs und der damit verbundenen unterschiedlichen Ausdehnung der beiden Rohre deren konzentrische Ausrichtung. Abhilfe kann geschaffen werden, indem die Befestigung der Einspritzdüse von der Brennstoffleitung entkoppelt wird. Bei einer genauen Betrachtung der Bilder, am deutlichsten bei 6 bar, ist bereits direkt am Ende des Brennerkopfs ein Signal detektierbar. Dies deutet darauf hin, daß der Brennerkopf bei diesen Eintrittsbedingungen am Rande ihrer Stabilität ist und es zu einer Selbstzündung im Vorverdampferrohr kommen kann [131]. Viel deutlicher als beim BRR-Brennerkopf ist hier die mit steigendem Druck entstehende Verringerung des Abstandes  $\Delta x$  der Flammenwurzel vom Hitzeschild zu sehen. Der Abstand  $\Delta x$  ergibt

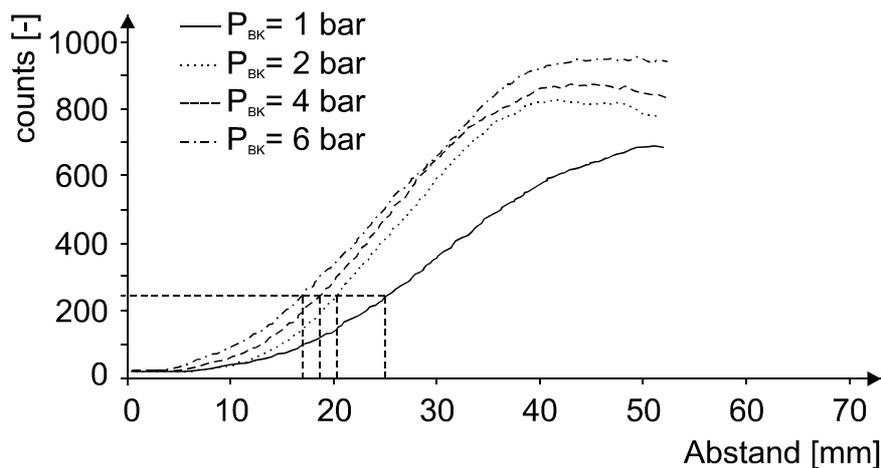


Abb. 5.4: Ermittlung des Abstands  $\Delta x$  der Flammenwurzel vom Hitzeschild in der Brennkammer mit integriertem Turboméca LPP-Brennerkopf

sich aus dem in Abbildung 5.4 dargestellten Intensitätsverlauf, indem ein Intensitätsniveau von  $250 \text{ counts}$  als Flammenbeginn festgelegt wurde. Ursache ist die wie beim BRR-Brennerkopf schon erwähnte „Stauchung“ der Flamme als Funktion des Brennkammerdrucks.

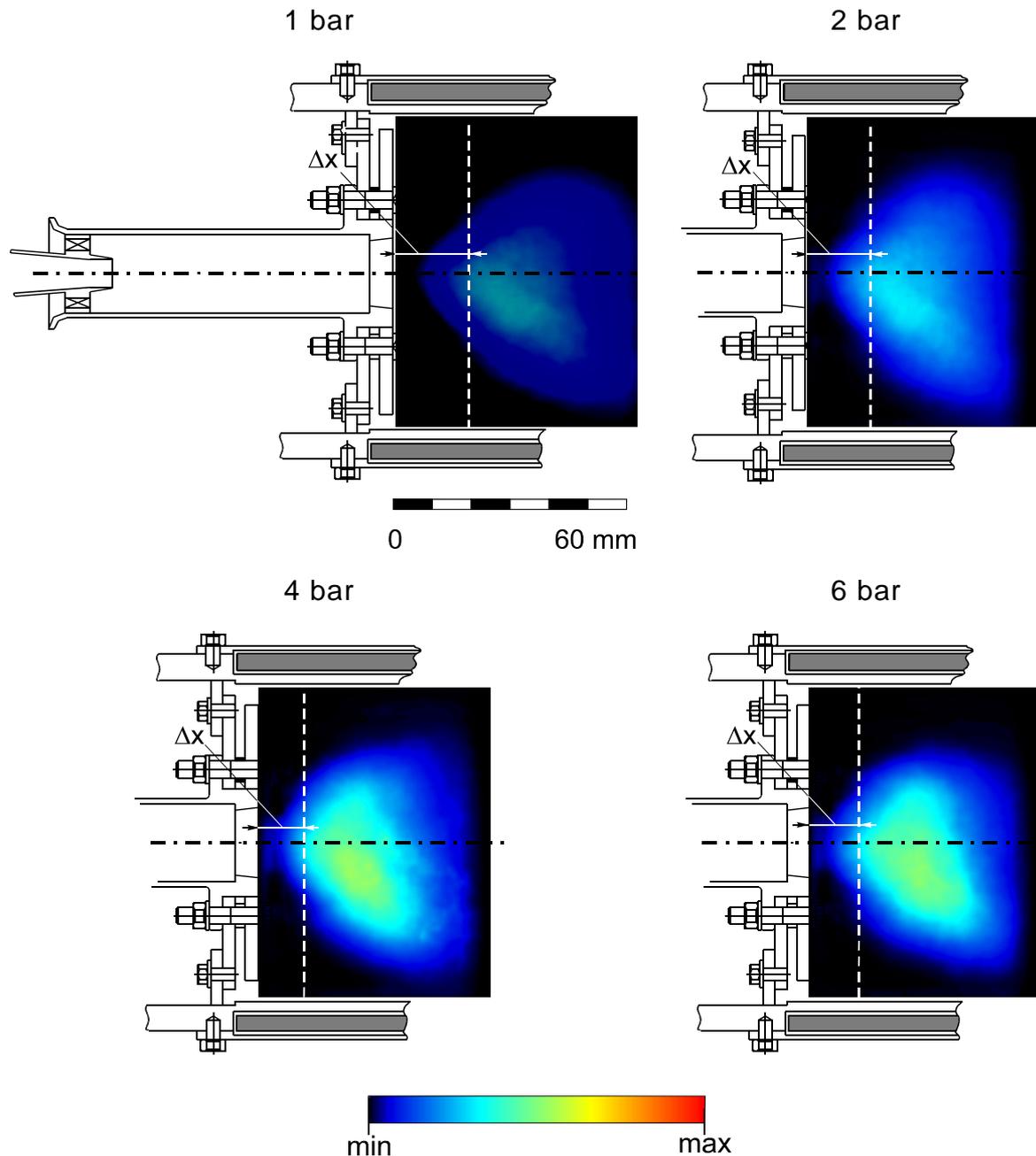


Abb. 5.5: Integrales Eigenleuchten der Flamme beim Turboméca LPP-Brennerkopf bei 1, 2, 4 und 6 bar Brennkammerdruck

### 5.2 Verteilung des flüssigen Brennstoffs

Für die Sichtbarmachung der Tröpfchenverteilung und des Brennstoffeinspritzkegels ist die Mie-Streuung, bei der elastisch gestreutes Licht detektiert wird, das dieselbe Wellenlänge wie das Anregungslicht aufweist, aufgezeichnet worden.

Für diese Messungen wurde der Laser auf eine Wellenlänge von  $248\text{ nm}$  (KrF) eingestellt. Die Laserstrahldimensionen betragen ca.  $0,7 \times 21\text{ mm}^2$  bei einer Belichtungszeit von  $200\text{ ns}$ . An jedem Ort sind 20 Einzelschulsaufnahmen durchgeführt und anschließend aus diesen die gemittelten Bilder berechnet worden.

Durch die Meßmethode bedingt, werden keine Filter eingesetzt und somit ist die Detektion von Streulicht und Reflexionen von festen Oberflächen im Beobachtungsfeld unvermeidbar. Dieses Streulicht wäre in den Aufnahmen u. a. als eine gleichmäßige Hintergrundfärbung zu sehen. Da Brennstofffluoreszenz wegen des verwendeten n-Heptans, das in flüssiger Phase nicht leuchtet, ausgeschlossen werden kann, kommt als Ursache neben Hintergrundstreulicht durch Reflexionen das ursprüngliche Laserlicht in Frage. Obwohl die Wellenlänge des Lasers so abgestimmt wurde, daß keine Moleküle angeregt werden, ist die Schmalbandigkeit und Locking-Effizienz des Lasers nicht ausreichend, um eine Anregung verschiedener Moleküle im Meßvolumen auszuschließen. Bei der Auswertung der Bilder wurde dieser relativ konstante Hintergrundwert auf null gesetzt, welches in den Bildern als schwarz dargestellt wird. Dies ist nicht immer ganz zufriedenstellend gelungen, vor allen Dingen bei hohen Streulichtintensitäten, wie in der Mittelschnittsebene bei  $1\text{ bar}$  beim BRR-Brennerkopf zu sehen ist. Teilweise sind auch Reflexionen an Metallflächen so intensiv, daß diese als rote Flecken zu sehen sind.

Die Tröpfchengröße kann mit dieser Methode nur sehr ungenau angegeben werden, da Abbildungsfehler und -verzerrungen in der Aufnahmeoptik, die zu einer Vergrößerung der gemessenen Tropfendurchmesser führen, nicht auszuschließen sind.

#### 5.2.1 Brennstofftropfenverteilung beim BRR-Brennerkopf

In Abbildung 5.6 ist die über 20 Aufnahmen gemittelte Verteilung des in die Brennkammer eingespritzten, aber noch flüssigen n-Heptans zu sehen. Dabei sind für die verschiedenen Drücke jeweils die Mittelebene sowie die Ebenen  $8\text{ mm}$  und  $16\text{ mm}$  außerhalb der Mitte dargestellt. Ist bei  $1\text{ bar}$  Brennkammerdruck kaum eine Verdampfung des eingebrachten Brennstoffs zu sehen, so ist mit steigendem Druck eine deutliche Abnahme der detektierten Brennstofftropfen zu erkennen. Deutlich zu erkennen ist die Form des Hohlkegels mit einem leichten Brennstoffüberschuß im oberen Bereich des Kegelschnitts. Der Winkel des Einspritzstrahls beträgt nach Auswertung der Aufnahmen bei  $1\text{ bar}$  ca.  $25^\circ$  (halber Kegelöffnungswinkel), wobei sich der Winkel mit steigendem Druck auf ca.  $32^\circ$  vergrößert, was die vorher gemachten Be-

obachtungen unterstreicht. Dieser Effekt wird von Zheng et al. [142] auf den bei höheren Drücken gestiegenen Brennstoffmassenstrom zurückgeführt. Das Gebiet der Brennstoffzerstäubung ist ein vielbearbeitetes Forschungsthema [133, 137, 139], da Brennstoffzerfall und –aufbereitung einen entscheidenden Einfluß auf den Erfolg von LPP-Brennern haben. Die sehr schlechte Brennstoffverdampfung bei atmosphärischen Bedingungen zeigt, daß dieser Brennerkopf in diesem Fall deutlich außerhalb seines Auslegungsbereichs betrieben wurde. Aus einem proportionalen Anstieg des Brennstoffdrucks mit dem Brennkammerdruck folgt, daß die verbesserte Zerstäubung im wesentlichen auf den gestiegenen Umgebungsdruck sowie die Geschwindigkeit des Brennstoffstrahls zurückzuführen ist. In einer ausführlichen Studie im DLR [136] wurde festgestellt, daß sich der Strahlzerfallsmechanismus mit steigendem Umgebungsdruck und mit steigender Brennstoffstrahl-Geschwindigkeit hin zum sog. „surface breakup“ ändert, welcher für einen schnelleren Strahlzerfall sorgt. Zudem wird in [134] anhand von Messungen sowie numerischen Modellrechnungen nachgewiesen, daß der Systemdruck in dem vorliegenden Fall einen deutlichen Einfluß auf die Tropfengröße des zerfallenen Brennstoffstrahls hat. Eine Verbesserung des Strahlzerfalls aufgrund gesteigerter Luftgeschwindigkeiten, wie von Berthoumieu und Carentz [132] untersucht, kann aufgrund des in etwa konstanten Geschwindigkeitsniveaus (vgl. Abschnitt 5.5.2) am Austritt des Brennerkopfes ausgeschlossen werden.

### 5.2.2 Brennstofftropfenverteilung beim Turboméca-Brennerkopf

Noch deutlicher als beim BRR-Brennerkopf ist beim Turboméca-Brennerkopf, wie in Abbildung 5.7 dargestellt, der Einfluß des Drucks auf die Zerstäubung und Verdampfung des Brennstoffs zu sehen. Bei einer konstanten Aussteuerung des Bildverstärkers über die Versuchsreihen sind bei einem Brennkammerdruck von 6 bar nahezu keine Tropfen mehr zu detektieren. Der Großteil des unverdampften Brennstoffs befindet sich auf der Mittelachse, welcher gerade bei niedrigen Drücken sicherlich von großen Brennstofftropfen herrührt, die unbeeinflusst vom Drall durch den Brennerkopf gelangt sind. Bei der Brennstoffeinbringung handelt es sich um eine Druckzerstäubung. Im Gegensatz zum BRR-Brennerkopf steigt mit höheren Brennkammerdrücken der Brennstoffdruck überproportional. So stieg der Einspritzdruck von 2 auf 15 bar bei einer Erhöhung des Brennkammerdrucks von 1 auf 6 bar. Und weil bei druckzerstäubenden Düsen die Differenz zwischen Brennstoff- und Umgebungsdruck entscheidend für die Güte des Strahlzerfalls ist, entstehen bei höheren Drücken Tropfenspektren mit kleineren mittleren Durchmesser. Damit verdampft der Großteil dieser Tropfen bis zum Eintritt in die Brennkammer. Zusätzlich ist in die Bilder der Winkel des Sprühkegels eingezeichnet. Es ist eine Vergrößerung des Winkels bei einem Druckanstieg von 1 auf 2 bar Brennkammerdruck zu sehen. Eine Veränderung bei weiter steigenden Drücken ist kaum festzustellen.

## 5 Ergebnisse der Versuche unter variierenden Druckbedingungen

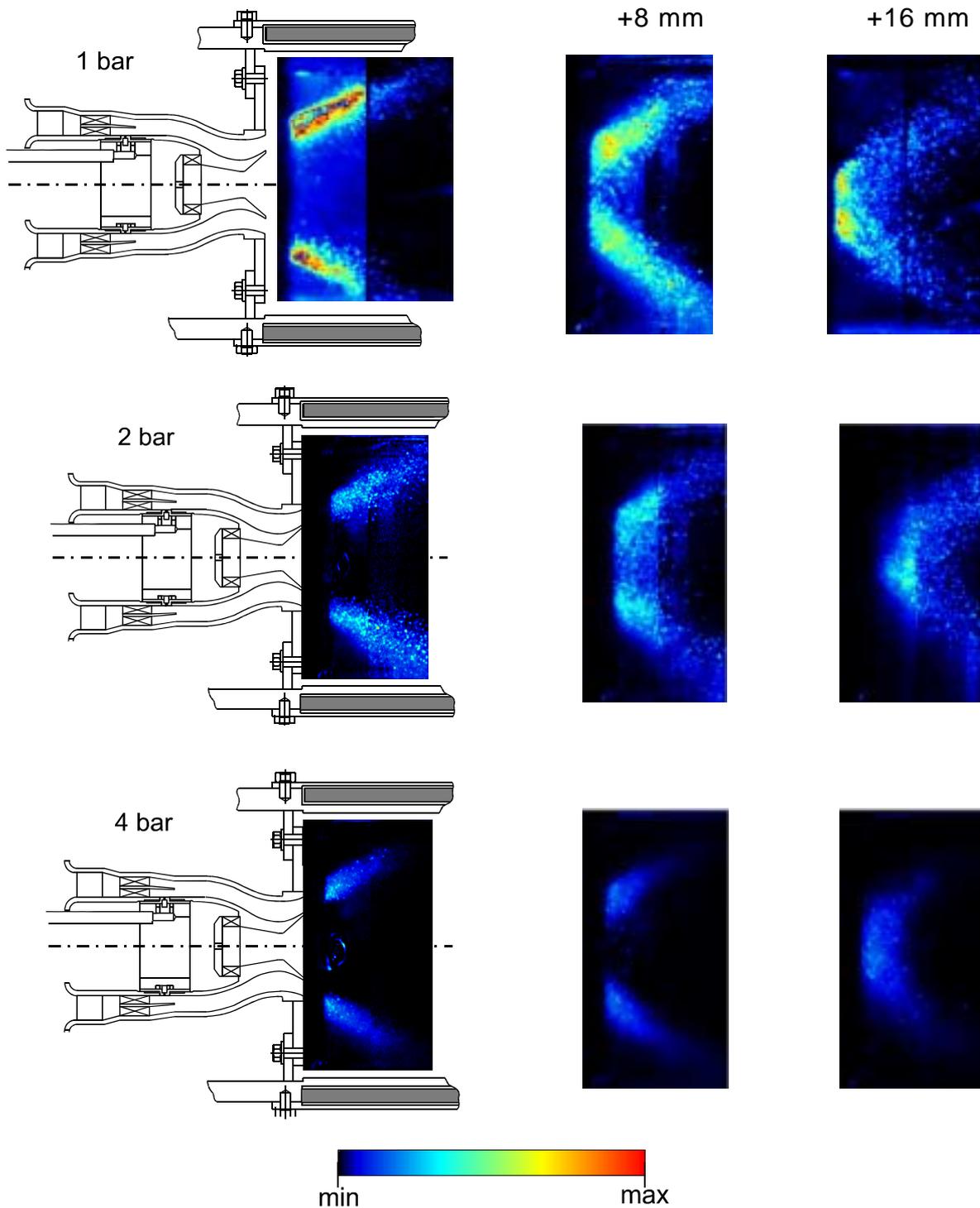


Abb. 5.6: Brennstofftropfenverteilung beim BRR LPP-Brennerkopf für 1, 2 und 4 bar, jeweils in der Mittellebene und 8 bzw. 16 mm daneben

5 Ergebnisse der Versuche unter variierenden Druckbedingungen

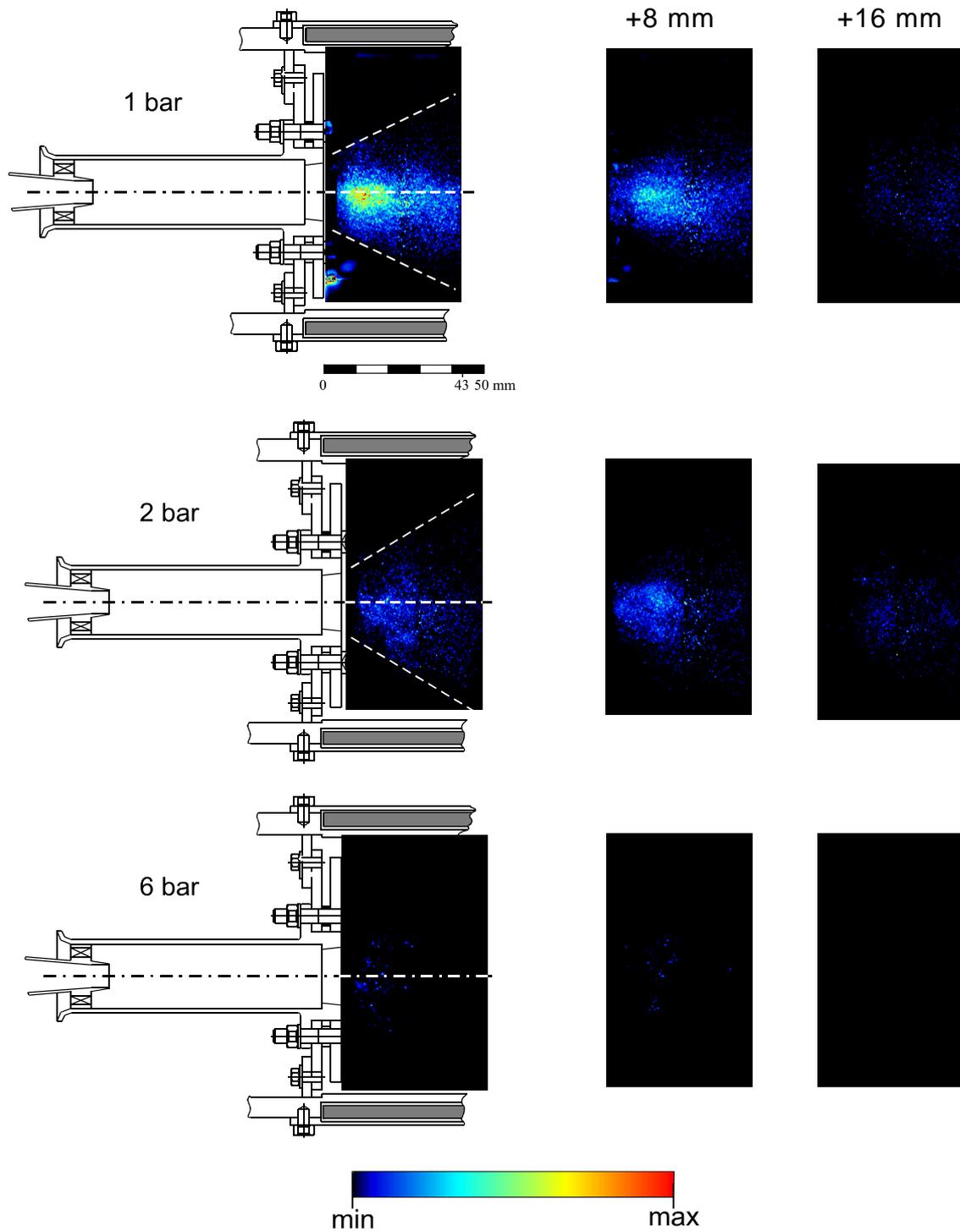


Abb. 5.7: Brennstofftropfenverteilung beim Turboméca LPP-Brennerkopf bei 1, 2 und 6 bar, jeweils in der Mittelebene und 8 bzw. 16 mm daneben

### 5.3 Nachweis des dampfförmigen Brennstoffs

In Abbildung 5.8 ist die gemessene Fluoreszenzverteilung des verdampften Brennstoffs des BRR LPP-Brennerkopfs wiedergegeben. Im Gegensatz zu den in [43, 48, 87] beschriebenen Untersuchungen wurde für diesen Nachweis dem n-Heptan 10 vol. % Aceton als Tracer beigemischt. Diese Menge stellte sich als ausreichend für eine gute Fluoreszenzausbeute dar und war auch gering genug, um keinen erheblichen Einfluß auf die Verbrennung zu haben. Die Anregung erfolgte im KrF Modus des Excimerlaser mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 248 \text{ nm}$ . Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurden vor die ICCD Kamera 2 Filter montiert. Mit der Kombination aus je einem UG 5 und WG 345 Farbglassfilter konnte nur der Emissionsspeak von Aceton um  $500 \text{ nm}$  aufgezeichnet werden und gleichzeitig ungewolltes Streulicht sowie Fluoreszenzsignale versehentlich angeregter Spezies unterdrückt werden. Wie effektiv diese Filterkombination ist, erkennt man an den nicht detektierten Brennstofftropfen. Die Intensität von dessen Mie-gestreutem Licht ist, wie von Hönig [48] beschrieben, um einiges höher als das Fluoreszenzsignal und daher ohne effektive Unterdrückung für die Aufnahmen sehr störend.

Verdampfter, aber noch nicht oxidiertes Brennstoff ist hauptsächlich entlang der Kegelmantelfläche nachweisbar. Erwartungsgemäß sind im Rezirkulationsgebiet der drallstabilisierten Flamme nur geringe Mengen an Brennstoff detektiert worden. Aufgrund der hohen Oxidationsraten am Ende der Mantelzone wird der Großteil des Brennstoffs bereits verbrannt, ehe das Gemisch in die innere Rezirkulationszone strömt. Deutlich zu sehen ist der Anstieg des Signals mit steigendem Druck. Einerseits bestätigt dies das bessere Verdampfungsverhalten und damit die vorhandene geringe Menge an Tropfen, zudem ist damit auch die größere Menge an eingebrachtem Brennstoff, wie in Tabelle 5.1 aufgeführt, sichtbar.

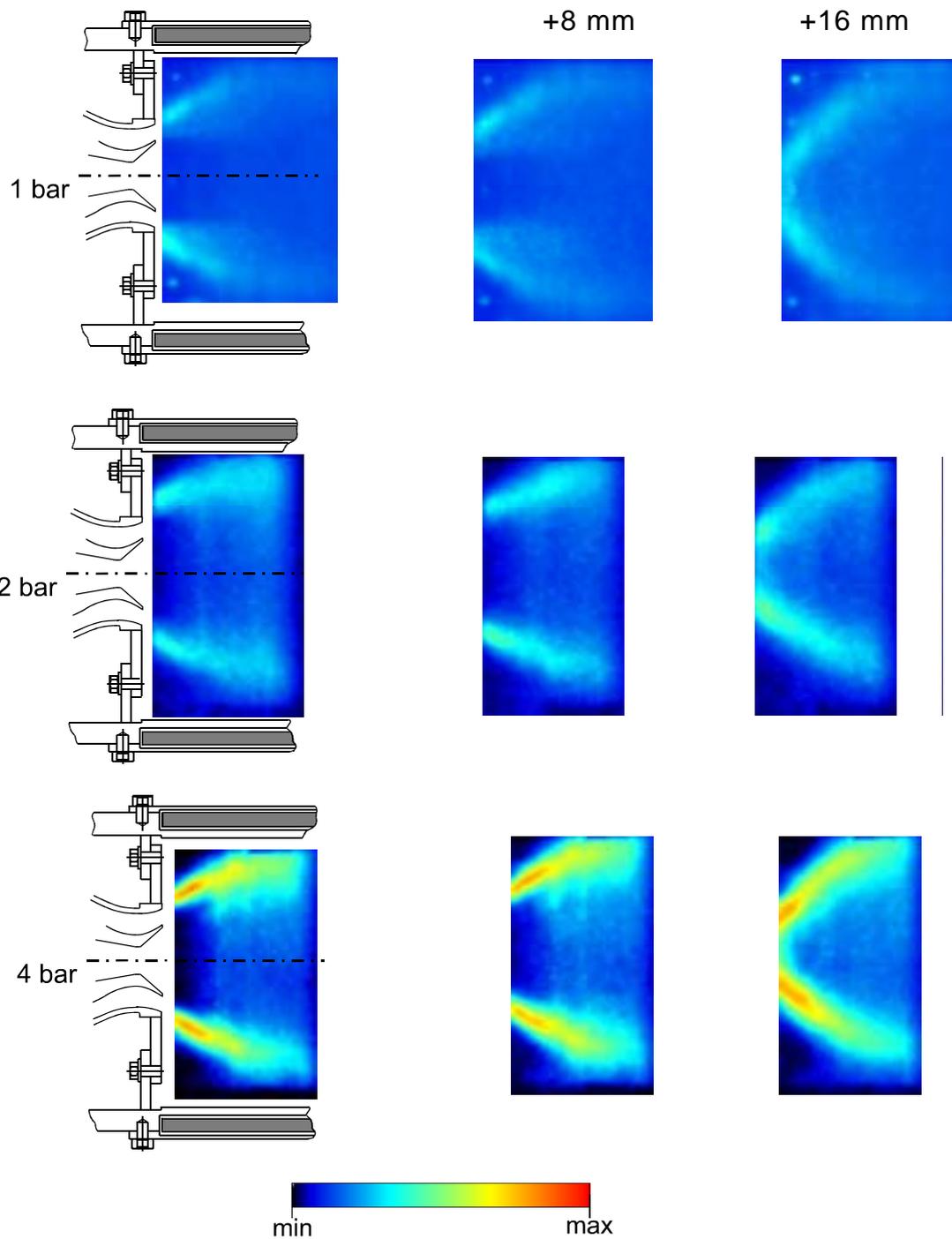


Abb. 5.8: Gemessenes Fluoreszenzsignal des verdampften Brennstoffs mit Hilfe des als Brennstofftracer verwendeten Acetons beim BRR LPP-Brennerkopf, jeweils in der Mittelebene und 8 bzw. 16 mm daneben.

## 5.4 Verteilung ausgewählter Molekülspezies

### 5.4.1 Hydroxidradikal

Das Hydroxidradikal entsteht in Kohlenwasserstoffflammen als Zwischenprodukt bei der Oxidation des Brennstoffs und eignet sich daher für den Nachweis von Ort und Intensität der Flammenfront und der Reaktionszonen. Für die gezeigten Ergebnisse wurde der Rotationsübergang  $P_2(8)$  angeregt und die Emissionen der 3→2 Bande bei einer Wellenlänge von ca. 294 nm bis ca. 304 nm detektiert.

Die Aufnahmen erfolgten über 100 Laserschüsse, wobei jeweils 10 Laserpulse „on-chip“ als ein Bild abgespeichert und anschließend 10 dieser Bilder mit dem Meßwert-erfassungsprogramm aufaddiert wurden.

Für diese Meßbilder wurde eine nachträgliche Bildkorrektur durchgeführt, die aufgrund besonderer Gegebenheiten notwendig und sinnvoll ist. Ein Grund dafür ist die Cassegrain-Optik des Excimerlasers, die eine geringere Divergenz und eine höhere Leistungsdichte des Laserstrahls bewirkt, zugleich aber ein sog. „Cassegrain-Loch“ (Laserloch) im Strahlprofil zur Folge hat. Bedingt durch die austauschbaren Optikkomponenten des Excimerlasers ist dieser Nachteil nur bei Betrieb mit KrF bei einer Anregungswellenlänge von  $\lambda = 248 \text{ nm}$  in Kauf zu nehmen. Ein weiterer Grund für die Nachbearbeitung der Aufnahmen ist die inhomogene Energieverteilung im Laserstrahlprofil, welche teilweise einen nicht vorhandenen Konzentrationsgradienten in Strömungsrichtung vortäuscht. Die einzelnen Schritte für die Nachbearbeitung der Meßbilder werden nachfolgend kurz erläutert.

Prinzipiell bieten sich zwei Möglichkeiten für eine Bildnachbearbeitung:

- Eine unabhängige Messung der Laserenergieverteilung wird durchgeführt. Dazu wird der Laserstrahl über einen Strahlteiler vor dem Eintritt in das Meßobjekt auf einen Phosphorschirm gelenkt und von einer separaten Kamera, die ohne Bildverstärker auskommt, aufgezeichnet. Verzichtet man auf einen Phosphorschirm, kann eine Messung der Rayleigh-Streuung in Luft mit einer zusätzlichen intensivierten Kamera durchgeführt werden. Nachträglich wird jedes Meßbild mit dem zugehörigen Korrekturbild ausgewertet.
- Die für eine Korrektur notwendigen Informationen werden aus dem Meßbild selbst gewonnen. Dabei ist ein Bereich innerhalb des Rohbildes mit möglichst homogener Konzentrationsverteilung auszuwählen. Alternativ dazu kann, falls die Laserstrahleigenschaften und die Meßkonfiguration es erlauben, ein einziges Referenzbild an einem Ort im Meßobjekt mit geringen Konzentrationsänderungen als Basis für die Korrektur sämtlicher Aufnahmen dienen.

Beide Methoden weisen spezifische Vor- und Nachteile auf. Die erste erfordert eine weitere Kamera, der Meßaufbau ist dadurch komplizierter und die anfallenden Datenmengen erhöhen sich, was eine aufwendigere Auswertung nach sich zieht. Vorteilhaft ist dabei die Qualität der Referenzbilder, die nicht durch ein Konzentrations-

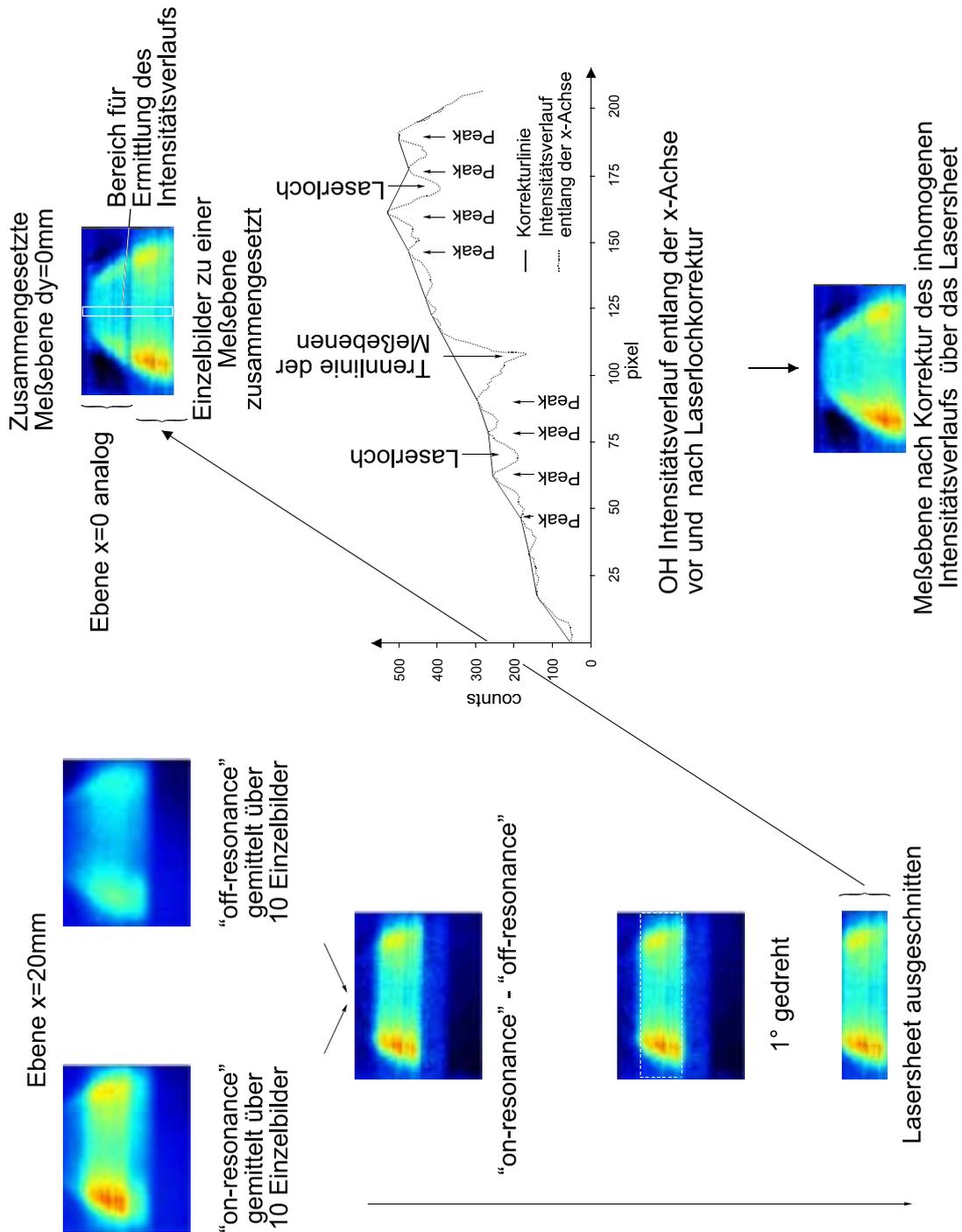


Abb. 5.9: Schematischer Ablauf der Nachbearbeitung der „Roh-Bilder“ anhand der OH Detektion beim BRR Brennerkopf, Ebenenbezeichnung analog Abbildung 4.15

gefälle beeinflusst werden. Das zweite Verfahren, das im Rahmen dieser Messungen zur Korrektur der Aufnahmen herangezogen wurde und in Abbildung 5.9 dargestellt ist, benötigt keine zusätzlichen Komponenten, ist aber nur sinnvoll bei gemittelten Aufnahmen. Aus zwei einzelnen Rohbildern wird nach Abzug des „off-resonance“ ein zusammengesetztes Bild erstellt. Für die anschließende Korrektur der gemessenen OH-Radikalverteilung wird ein passender Bereich ausgewählt, der sich über die gesamte Bildhöhe und über eine festgelegte Breite erstreckt. Als Grundlage für die Nachbearbeitung dient das gemittelte Profil entlang der x-Achse, welches für das definierte Rechteck berechnet wird. Die pixelabhängigen counts des Meßbildes werden zeilenweise mit diesem Profil dividiert und anschließend mit dem interpolierten und damit „geglätteten“ Laserprofil multipliziert. Dieses Verfahren stellt sicher, daß nur die lokalen Laserstrahl-Profilchwankungen korrigiert werden. Alle in dieser Arbeit vorgestellten LIF-, LIPF-Ergebnisse sind anhand dieses Schemas nachbearbeitet worden.

Die OH LIF-Bilder sind in Abbildung 5.10 wiedergegeben. Im Gegensatz zu den in Abschnitt 5.1 vorgestellten Eigenleuchten-Bildern erkennt man hier deutlich, daß die Verbrennung hauptsächlich auf der Mantelfläche des Hohlkegels stattfindet. Aus den Lichtschnitten durch die Flamme  $8$  und  $16\text{ mm}$  außerhalb der Mitte ist ersichtlich, daß die Verbrennung gleichmäßig auf den Umfang des Kegels verteilt ist. Im Mittelschnitt ist zudem sichtbar, daß nur eine geringe Menge an OH im ausgeprägten inneren Rezirkulationsgebiet vorhanden ist und somit die Flamme dort nicht brennt. D.h. es werden nur heiße Abgase an den Flammenfuß transportiert, die u. a. zu einer stabilen Verbrennung beitragen. Interessant ist die Verbreiterung der Reaktionszone ab ca.  $30\text{ mm}$  nach dem Hitzeschild. Betrachtet man die detektierte Tropfenverteilung aus Abbildung 5.6 nochmals, so ist diese Zone ungefähr dem Ende der nachgewiesenen Tropfen zuzuordnen. Somit ist an diesem Ort ausreichend reaktionsfähiger Brennstoff, um das Reaktionsgebiet auszudehnen. Zudem fällt dieser Ort, wie später dargestellt, mit dem „Umkehrpunkt“ der Strömung zusammen, was eine weitere Erklärung der Intensitätszunahme liefert. Diese Zone der intensiven Reaktion nimmt mit steigendem Druck immer mehr zu und verlagert sich in Richtung Hitzeschild. Gut zu erkennen ist aber auch hier die Zunahme des Kegelwinkels.

Eine Abnahme des detektierten Signals aufgrund des Druckeinflusses ist nicht festzustellen und bestätigt die von Behrendt et al. [143] gemachten Feststellungen.

Kritisch ist hier zu erwähnen, daß die Abnahme der Hydroxidradikalkonzentration zum Rande der Brennkammer auf die Verdünnung durch die eingebrachte Fensterkühlluft zurückzuführen ist. Damit wird die in Abschnitt 3.2.1 gemachte Aussage bestätigt, daß nur Untersuchungen im ausreichend großem Abstand zur Brennkammerwand ein realistisches Bild der ablaufenden Verbrennungsvorgänge wiedergeben.

5 Ergebnisse der Versuche unter variierenden Druckbedingungen

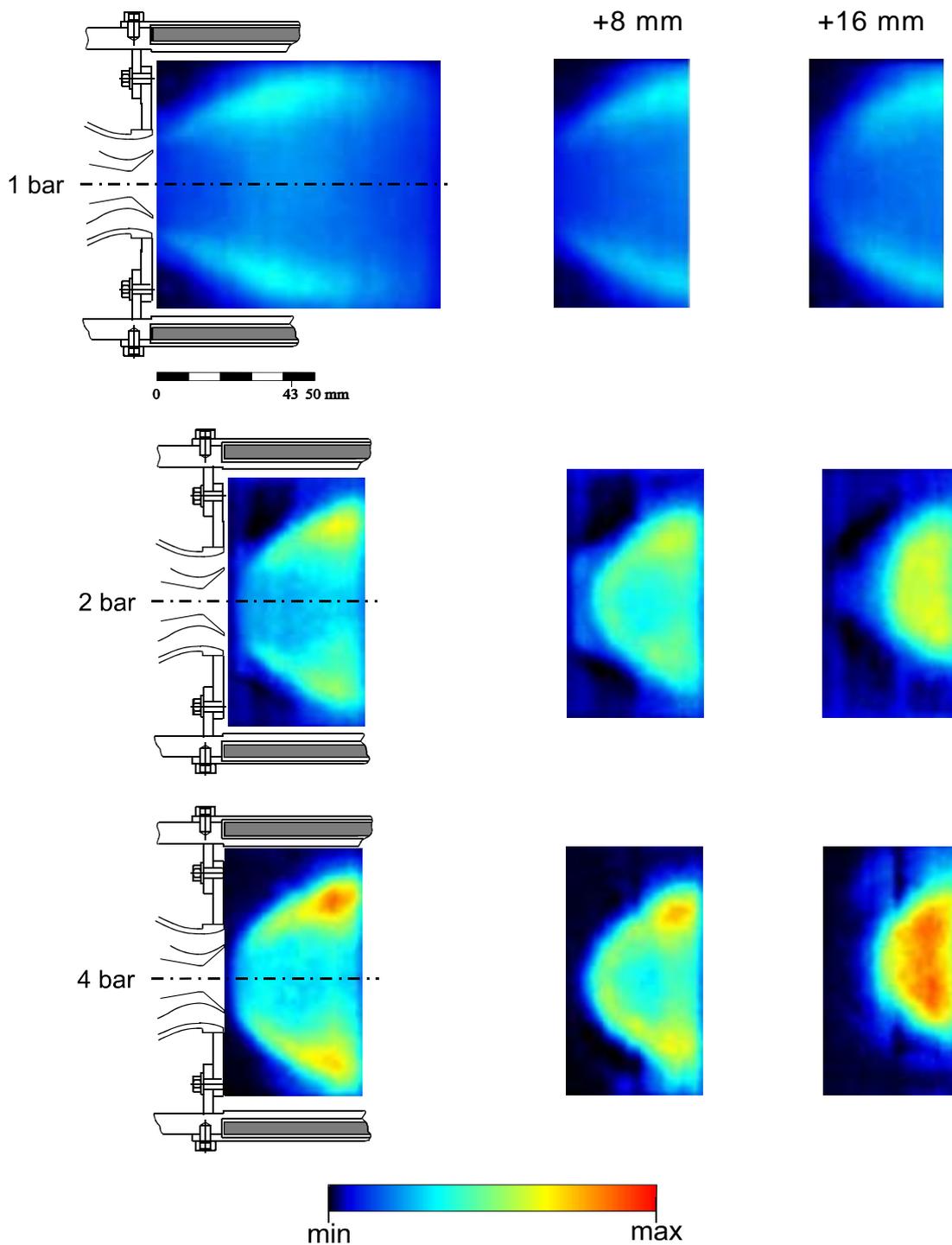


Abb. 5.10: Über 100 Laserschüsse gemittelte Verteilung der Hydroxidradikale beim BRR LPP-Brennerkopf, jeweils in der Mittelschnittsebene und 8 bzw. 16 mm daneben, Basis- und Variationsparameter laut Tabelle 5.1

### 5.4.2 Stickstoffmonoxid

Stickstoffmonoxid wird in der Verbrennungszone gebildet, indem atomarer Sauerstoff mit dem Luftstickstoff reagiert. Der verwendete Brennstoff (n-Heptan) ist stickstofffrei und leistet damit keinen Beitrag zur Stickoxidproduktion. In den hier vorgestellten Untersuchungen wurde die NO-Verteilung in der Brennkammer flächig nachgewiesen. Als Anregungslinie wurde die  $R_1(26.5)$ -Linie ( $\nu=51713.0 \text{ cm}^{-1}$ ) gewählt, die einen Übergang vom Grundzustand X in den elektronisch angeregten Zustand D darstellt. Dazu muß der Excimerlaser mit ArF ( $193 \text{ nm}$ ) betrieben werden. Für die Detektion der Fluoreszenzemissionen sind zwei  $208/45^\circ$ -Reflexionsfilter in Parallelogrammanordnung eingesetzt worden. Die Meßparameter wurden analog zum OH-Radikalnachweis eingestellt, nämlich  $500 \text{ ns}$  Belichtungszeit,  $100$  Laserschüsse und  $8 \text{ mm}$  Gitterabstand in y-Richtung zwischen den einzelnen Meßebenen. Lediglich die Laserstrahldicke wurde auf ca.  $0,5 \text{ mm}$  reduziert, um die Ortsauflösung zu erhöhen. Abbildung 5.11 zeigt die gemessenen NO LIF-Intensitäten in der Mittelschnittsebene und den Ebenen  $8$  und  $16 \text{ mm}$  daneben. Sehr auffällig ist dabei die Veränderung der NO-Entstehungszone bei einer Druckveränderung von  $1$  auf  $2 \text{ bar}$  zu erkennen. Bei atmosphärischen Druckbedingungen entsteht fast das gesamte NO in der Rezirkulationszone der kegelförmigen Flamme. Eigentlich ist dieses Verhalten typisch für eine drallstabilisierte Diffusionsflamme und nicht für eine magere, vorgemischte Flamme. Der Betriebspunkt im fetten Bereich und die bereits in Abschnitt 5.2.1 dargestellte Brennstoffverteilung führen zu der Vermutung, daß unter atmosphärischen Druckbedingungen die Verbrennung im Primärbereich als eine Diffusionsflamme erfolgt. Dieses Verhalten einer drallstabilisierten Diffusionsflamme wurde auch von Hönig [48] festgestellt. Ein „Zwischenstadium“ stellt das Gebiet der NO-Entstehung bei  $2 \text{ bar}$  Brennkammerdruck dar. Es sind zwar noch Reste der Gebiete der hohen NO-Entstehung wie bei  $1 \text{ bar}$  vorhanden, vergleicht man diese Stellen aber mit den später folgenden Geschwindigkeitsfeldern, so erkennt man, daß es sich hier um Gebiete mit extrem niedrigen Geschwindigkeitskomponenten und damit langen Aufenthaltszeiten handelt. Im weiteren Verlauf nimmt das detektierte NO-Signal entlang des Kegels ab und es zeichnet sich langsam das erwartete NO-Entstehungsverhalten einer mageren, vorgemischten Flamme ab. Noch besser ist dies bei einem Druck von  $4 \text{ bar}$  zu sehen. Das bisher beobachtete Gebiet der hohen Entstehungsraten hat weiter abgenommen und es ist fast nur noch NO entlang der Mantelfläche zu detektieren. Wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, zeigt sich hier auch deutlich die starke Druckabhängigkeit dieser Nachweisstrategie. Entgegen den Erwartungen nimmt das Signalniveau bei einer Erhöhung des Brennkammerdrucks von  $2$  auf  $4 \text{ bar}$  ab. Damit sind die Grenzen der Anwendbarkeit bei einer Anregung entlang der  $D \leftarrow X$  Bande mit  $\lambda = 193 \text{ nm}$  aufgezeigt. Auffällig bei der Detektion der Signale in der Mittelebene bei  $2$  und  $4 \text{ bar}$  ist, daß „frische“ Fensterkühlluft vom rezirkulierenden Wirbel mitge-

rissen wird und somit das Entstehungsrate entlang der Mittelachse mindert. Dieser Teilaspekt wird im Abschnitt 5.6 näher erläutert.

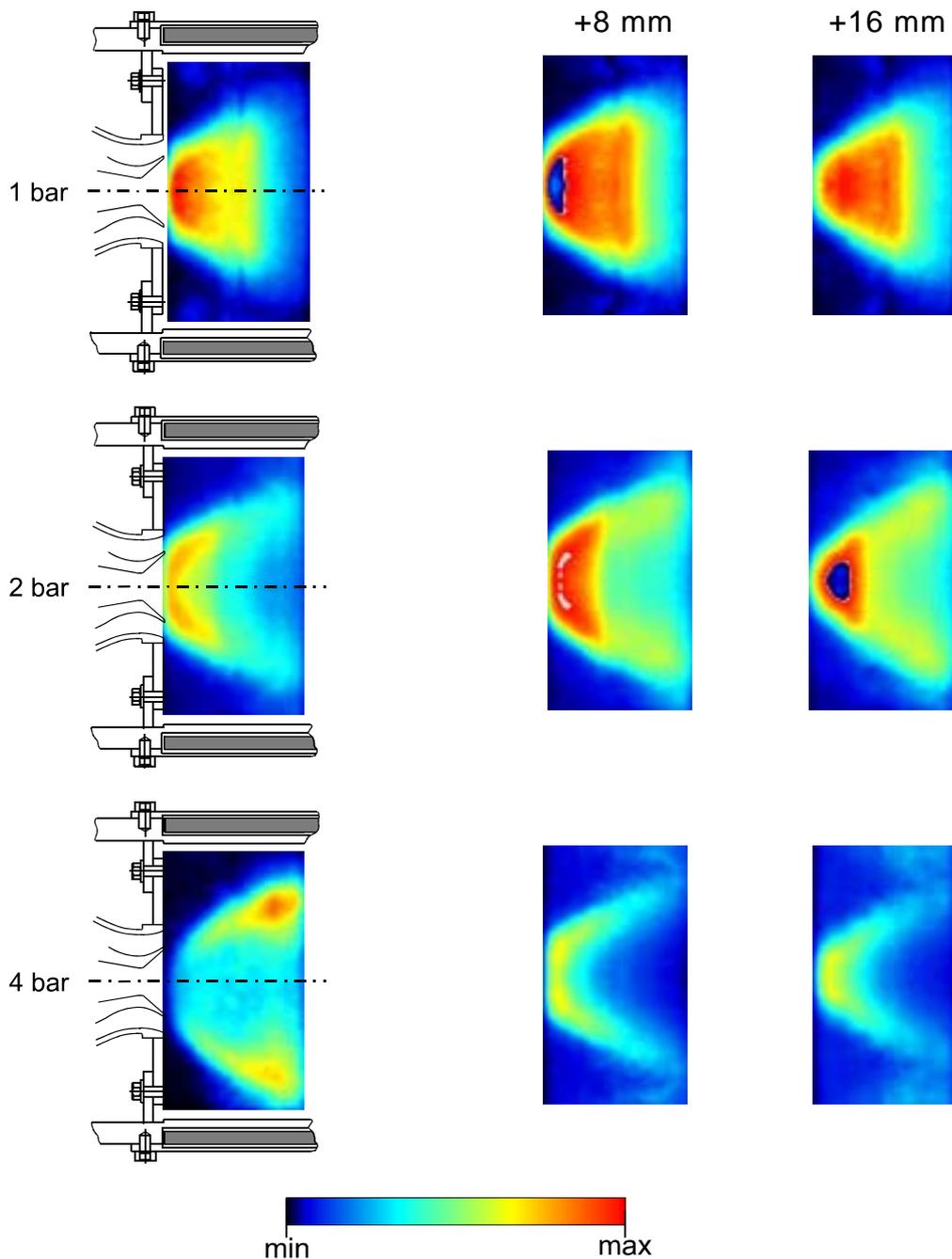


Abb. 5.11: Über 100 Laserschüsse gemittelte Verteilung von NO beim BRR LPP-Brennerkopf, jeweils in der Mittelschnittsebene und 8 bzw. 16 mm daneben, Basis- und Variationsparameter laut Tabelle 5.1

### 5.5 Das Strömungsfeld

Die Verteilungen der Axial- und Radialgeschwindigkeit in der Brennkammer sind für die Entwicklung des Strömungs- und Turbulenzfeldes und damit auch für wesentliche Flammeneigenschaften von großer Bedeutung. Um Aussagen über die Strömungsstruktur in hochturbulenten Flammen machen zu können, sind alle hier dargestellten Ergebnisse zeitlich gemittelt.

Zuerst werden Untersuchungen im kalten Strömungsfeld vorgestellt. Diese Kenntnis ist wichtig, um die Wechselwirkung von der Energiefreisetzung auf das Strömungsfeld und umgekehrt treffend beurteilen zu können. Anschließend werden dann die Ergebnisse von Messungen im reagierenden Strömungsfeld präsentiert. Für beide Fälle wurde ein Druckabfall von 4 % über den Brennerkopf eingestellt.

#### 5.5.1 Nicht reagierendes (kaltes) Strömungsfeld

Eine sehr entscheidende Rolle bei der PIV-Messung spielt die Güte der Verteilung der eingebrachten Partikel. Im Gegensatz zur LDA Messung muß in diesem Fall die komplette Meßebe mit ausreichend vielen Partikeln „geseeded“ werden. Andererseits dürfen sich nicht zu viele Streukörper im Meßvolumen befinden, da es sonst zu einer Überlagerung der Streusignale und somit zu einer Detektierung von Speckesignalen kommt. Weiterhin müssen bei Anwendungen in abgeschlossenen Brennräumen die Seitengläser vor zu schneller Verschmutzung durch Partikel geschützt werden. Bei den hier vorliegenden Versuchsbedingungen konnte wegen der reinigenden Wirkung der Fensterkühlluft eine Meßzeit von entsprechend 50 Aufnahmen erreicht werden, bevor die Gläser gereinigt werden mußten. Vorgegangen war eine ausführliche Studie, um für diesen Anwendungsfall eine optimale Seedingstrategie herauszufinden. Dabei stellte sich heraus, daß im Gegensatz zum relativ unproblematischen „kalten“ Fall die Flamme bei zu vielen eingebrachten Partikeln verlöscht und zudem die Fenster schnell verschmutzen. Unter Berücksichtigung dieser Umstände wurden die Partikel für die Versuche durch ein 6 mm-Rohr, welches ca. 10 mm vor dem äußeren Kanal des Brennerkopfs endete, eingebracht. Der starke Drall in diesem Kanal sorgte für eine ausreichende Verteilung der Partikel über das gesamte Volumen der Brennkammer. Um Meßfehler aufgrund der Seedingart auszuschließen, wurde für beide Fälle, mit und ohne Flamme, dieselbe Art der Partikeleinbringung gewählt. In Abbildung 5.12 sind die Ergebnisse der PIV-Messungen in der Brennkammer mit BRR LPP-Brennerkopf dargestellt. Das kalte Strömungsfeld ändert sich kaum mit steigendem Druck und durchschnittlich gleichem Axialgeschwindigkeitsniveau. Es ist aber zu sehen, daß das Rezirkulationsgebiet eine aerodynamische Ursache hat und schon ohne Flamme deutlich ausgebildet ist. Nicht eindeutig geklärt werden konnte, weshalb sich eine Unsymmetrie des Strömungsfeldes bei er-

höchtem Druck ergibt. Nicht auszuschließen ist, daß eine ungleichmäßige Verteilung der Fensterkühlluft zu einer Störung des Strömungsfeldes führte.

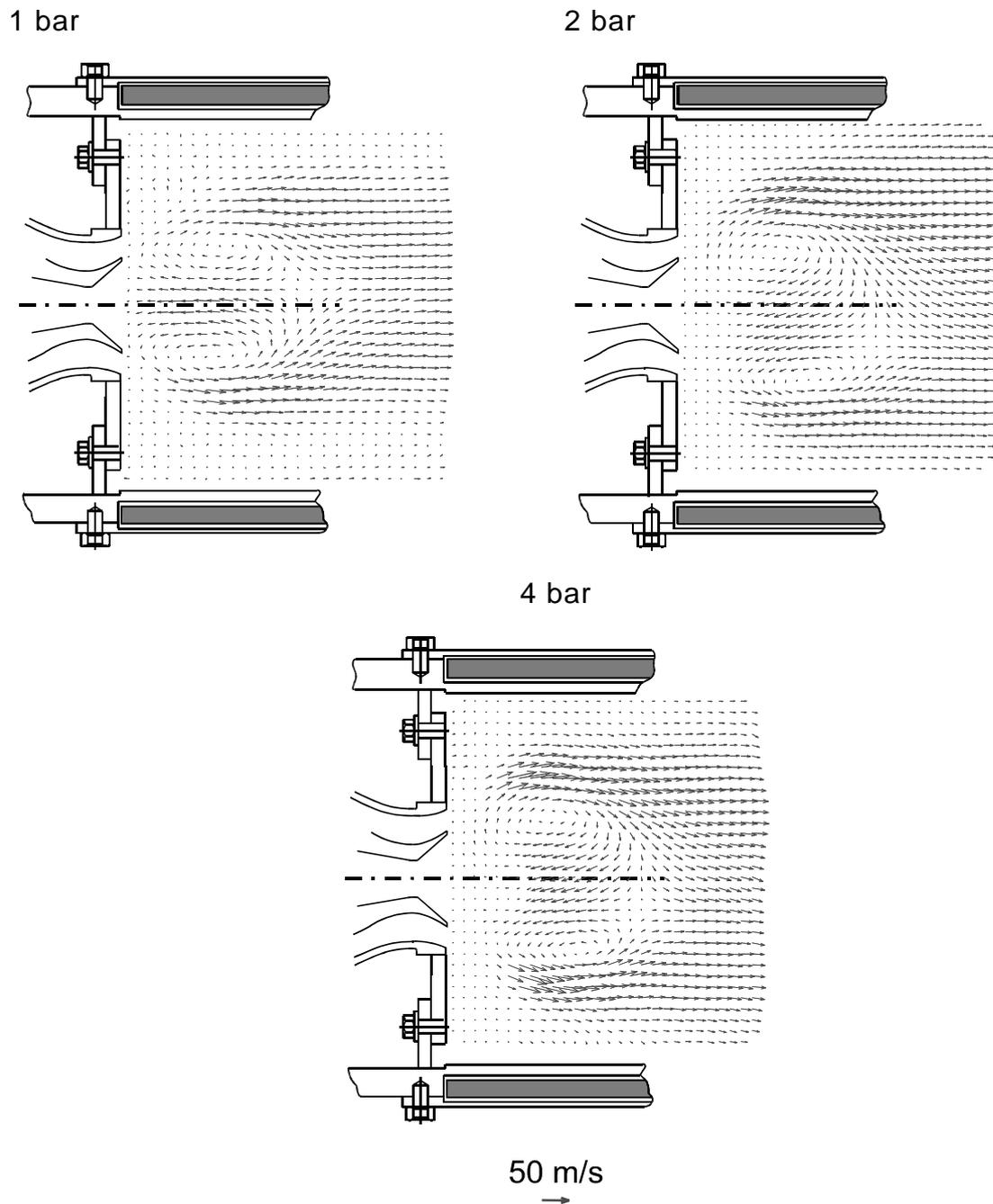


Abb. 5.12: PIV-Messungen des kalten Strömungsfelds in der Mittelebene der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck und etwa konstanter durchschnittlicher Axialgeschwindigkeit

### 5.5.2 Das reagierende Strömungsfeld

Die in Abbildung 5.13 wiedergegebenen Ergebnisse der PIV-Messungen mit Flamme zeigen die deutliche Veränderung des Strömungsbildes des Brennerkopfs im Betriebsfall im Vergleich zur kalten Strömung. Auch bei dieser Versuchsreihe wurde wieder ein Druckabfall von 4 % über den Brennerkopf eingestellt. Die weiteren Versuchsparameter sind der Tabelle 5.1 zu entnehmen. Das Rezirkulationsgebiet ist noch deutlicher ausgeprägt und wesentlich größer. Es bestätigen sich die bereits in den vorigen Abschnitten gemachten Aussagen, daß sich der Kegelwinkel mit steigendem Druck vergrößert. Dieses hat zur Folge, daß sich der Staupunkt (eingekreister Punkt) bei steigenden Drücken stromaufwärts verschiebt. Direkt am Austritt des Brennerkopfs bildet sich ein „Totwassergebiet“ mit sehr niedrigen Geschwindigkeiten aus, auf das später noch näher eingegangen wird. Die eingebrachten Partikel haben bei der Versuchsdurchführung sofort zu glühen angefangen, welches eine Veränderung der Flammenfarbe von hellblau hin zu dunkelorange zur Folge hatte. Dieses Leuchten der Flamme wurde mit steigenden Drücken und Partikelmassenströmen immer intensiver, woraus ein erhöhtes Hintergrundsignal resultierte. Dadurch wurde die Auswertung erschwert, weil die Zuordnung der Partikel nicht immer eindeutig war. Zu sehen sind diese Fehlzuordnungen in den nicht mehr so homogen wirkenden PIV-Bildern. Aber bemerkenswert ist, daß überhaupt noch Partikel im Rezirkulationsgebiet detektiert werden konnten, die nicht vorher auf der relativ langen Flugbahn verglüht sind. Abbildung 5.14 zeigt die aus PIV-Messungen erhaltenen Stromlinienbilder der Flamme und der entsprechenden Strömung ohne Verbrennungsreaktion in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf bei einem Brennkammerdruck von 4 bar. Die Rezirkulationszone wird durch den Einfluß der Verbrennung offensichtlich in axialer Richtung verlängert und in radialer Richtung verbreitert. Das Zentrum des Wirbels, von Hillemans [110] als Wirbelpunkt bezeichnet, verlagert sich als Folge der thermischen Gasexpansion nach außen und axial weiter stromab. Die Gasexpansion ist auch für die Verbreiterung des Rezirkulationsgebietes ursächlich.

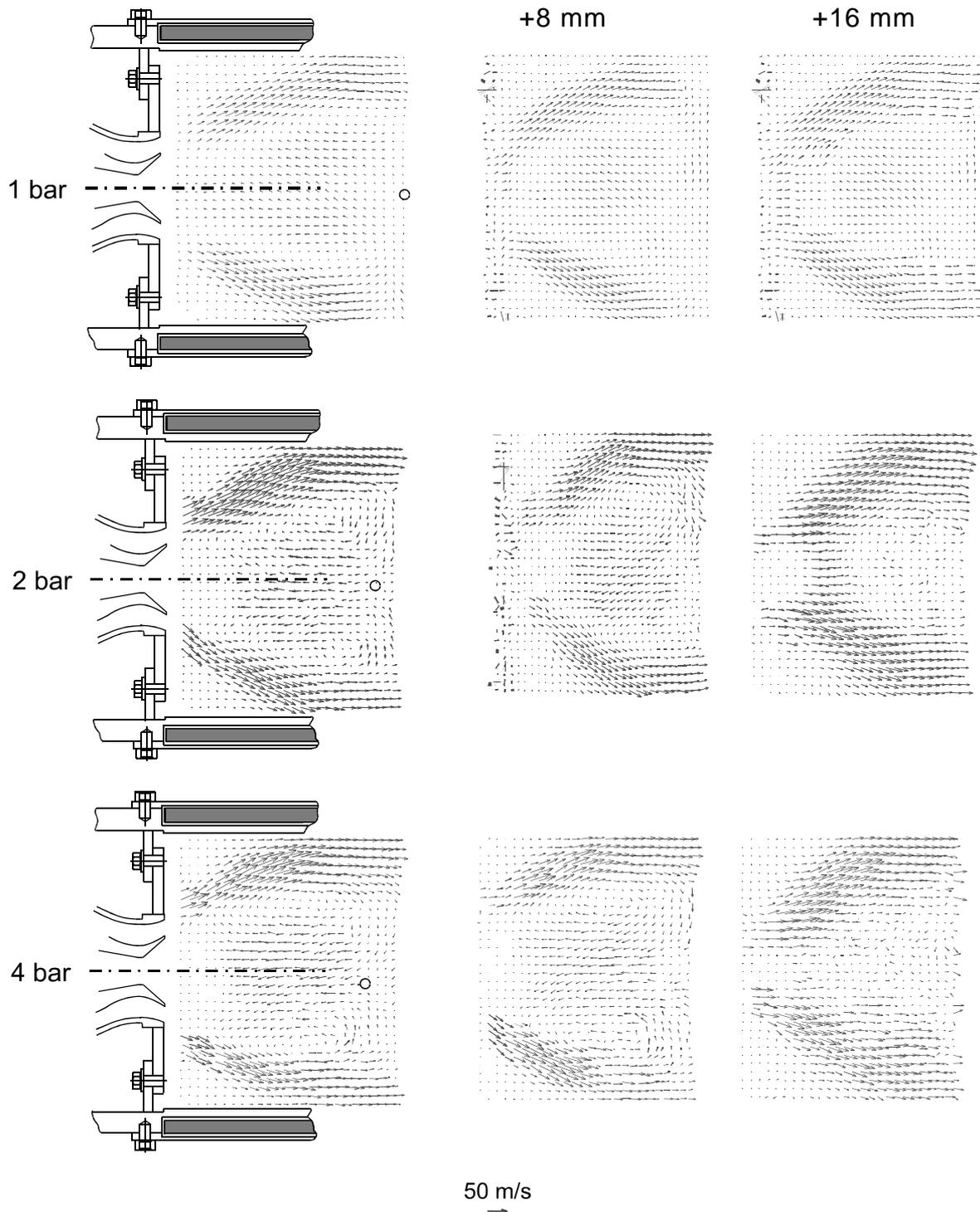


Abb. 5.13: PIV-Messungen des reagierenden Strömungsfelds in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck im Mittelschnitt (mit umkreistem Staupunkt) und 8 bzw. 16 mm daneben

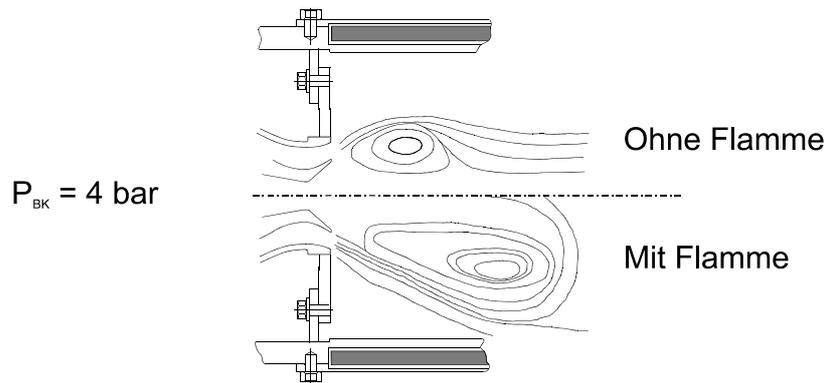


Abb. 5.14: Stromlinienbild der isothermen Strömung und der Flamme in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf

In Abbildung 5.15 sind die Geschwindigkeitsprofile der reagierenden Strömung in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf bei  $x = 25 \text{ mm}$  zu sehen, welche dem Betrachter einen Überblick über die Größenordnung der Geschwindigkeiten ermöglicht. Zu erkennen sind die beiden Gebiete mit Vorwärtsströmung an den Kegelmantelflächen, deren Geschwindigkeiten sich mit steigenden Drücken nur geringfügig ändern. Ein ähnliches Verhalten wurde an einem herkömmlichen Gasturbinen-Brennerkopf von Behrendt et al. [140] auch festgestellt. Die nicht vollkommen symmetrische Ausbildung der beiden Zonen wurde auch schon von Bismes und Trichet [139] ermittelt. Auch das Rückströmgebiet mit negativen Geschwindigkeiten ist nur schwach, aber dennoch deutlich vom Druck abhängig. Deutlich ist das sich von der Mitte nach außen verschiebende Geschwindigkeitsmaximum zu erkennen, welches vom steiler werdenden Kegelwinkel herrührt.

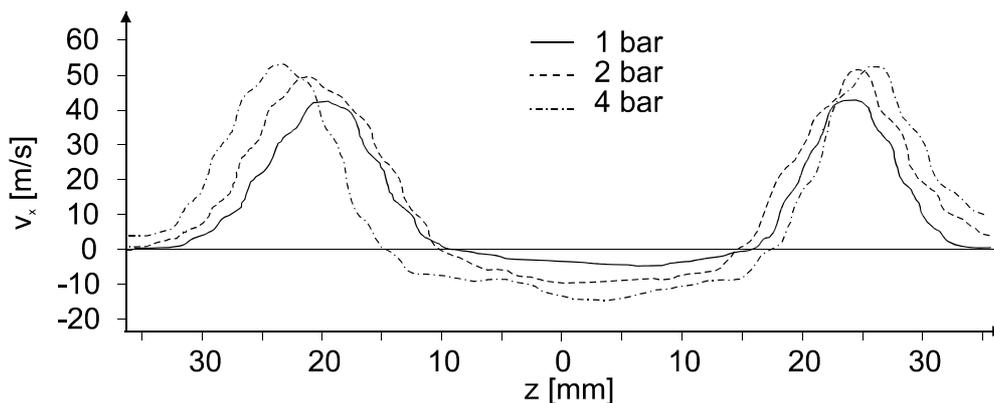


Abb. 5.15: Geschwindigkeitsprofile der reagierenden Strömung in der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf in Strömungshaupttrichtung für 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck bei  $x = 25 \text{ mm}$

## 5.6 Verifizierungsmessungen mit einer Abgassonde

Zur Kontrolle der berührungslosen Lasermessungen wurde eine wassergekühlte Sonde ausgelegt und konstruiert, um kontinuierlich Abgasproben der Brennkammer zu entnehmen und den in Abschnitt 3.1.4 beschriebenen Abgasanalysegeräten zuzuführen. Diese Vorgehensweise wurde auch von Nandula et al. [141] verwendet, um ihre atmosphärischen LIF-Messungen zu kalibrieren. Die in Abbildung 5.16 dargestellte Sonde wurde so ausgelegt, daß mit dem im Prüfraum zur Verfügung stehenden geschlossenen Kühlwasserkreislauf mit  $100\text{ g/s}$  und  $4\text{ bar}$  Wasserdruck eine ausreichende Kühlung sichergestellt ist.

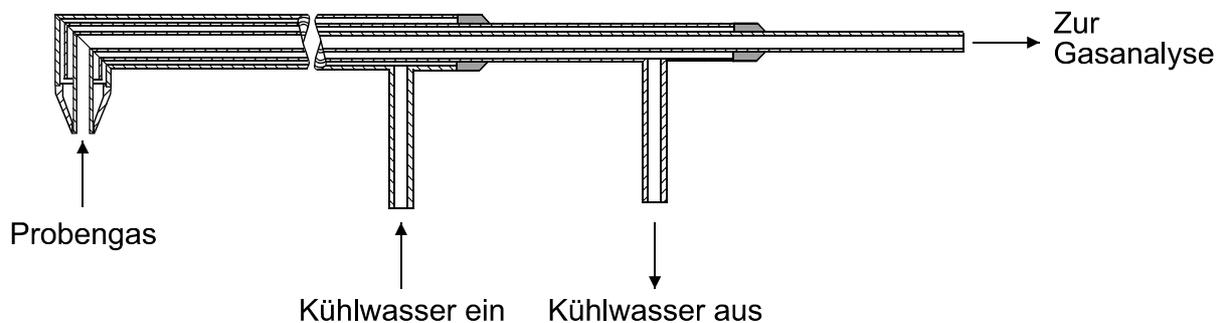


Abb. 5.16: Schnittzeichnung der entwickelten wassergekühlten Probensonde

Eine weitere wichtige Auslegungsgröße für die Sondenkonstruktion war das Temperaturprofil des Probengases innerhalb der Sonde. Um eine Weiterreaktion innerhalb der Sonde zu verhindern, muß das entnommene Gas möglichst schnell auf ca.  $800\text{ K}$  abgekühlt werden. Die Abkühlung darf aber nicht soweit erfolgen, daß die Temperatur unter ca.  $450\text{ K}$  fällt, da sonst das dampfförmige Wasser kondensieren und somit zu einer Verfälschung der Meßwerte beitragen würde. Parameterstudien bei den Auslegungsrechnungen haben gezeigt, daß über einen Betriebsbereich von  $1000\text{ bis }2000\text{ K}$  Umgebungstemperatur einerseits die Außentemperatur der Sonde nicht materialschädigende Werte überschreitet und andererseits das Probengas immer im geforderten Temperaturbereich liegt.

Die Sonde wurde seitlich in die Brennkammer geführt. Eine Quarzglasscheibe wurde dafür durch eine Stahlplatte ersetzt, in welche eine Buchse geschraubt war, um somit die Sonde in axialer Richtung verschieben zu können. Durch Austauschen der

Metallplatten konnte die komplette Brennkammer vermessen werden. Die Meßpunkte wurden so gelegt, daß sie mit denen der Lasermessungen übereinstimmen. Vergleicht man die Profile des unverbrannten Kohlenwasserstoffs bei 1, 2 und 4 bar Brennkammerdruck, welche in Abbildung 5.17 wiedergegeben sind, so ist eine gute Übereinstimmung im prinzipiellen Verlauf zu erkennen. Für eine Validierung der gemessenen Lasersignale ist in diesem Fall jedoch die örtliche Konzentrationsänderung des dampfförmigen Brennstoffs zu groß, um mit der relativ großen Probenfläche einen zuverlässigen Referenzwert zu erhalten. Besser ist wohl die von Richter et al. [135] vorgeschlagene Methode, eine punktförmige Ramanmessung zur Kalibrierung der LIF-Signale heranzuziehen.

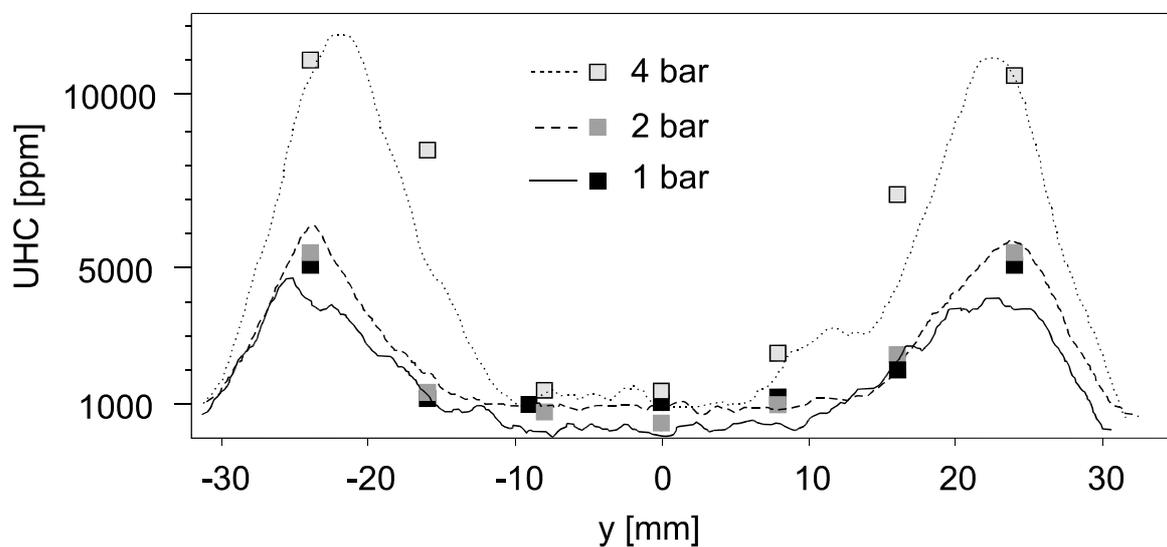


Abb. 5.17: Vergleich des Konzentrationsverlaufs von UHC quer zur Längsachse der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf, gemessen mit der Abgassonde (Quadrate) und mit laserinduzierter Fluoreszenz bei  $x = 11 \text{ mm}$

Bei den Ergebnissen der Messungen von NO werden die Grenzen der Sondenmessungen deutlich und die Interpretation wird deswegen auf 2 separate Fälle aufgeteilt. Angefangen wird mit den Ergebnissen im Randbereich der Flamme. An diesen Positionen ist die Zuströmung in die Sondenspitze gegeben und in Abbildung 5.18 ist eine sehr gute Übereinstimmung der Kurvenverläufe bei 1 und 2 bar zu sehen. Bei diesen Drücken ist das Signal-quenching der LIF-Messung offensichtlich gering. Nimmt man die Position bei  $x = 16 \text{ mm}$  als Referenzpunkt heraus, so ist eine Quantifizierung der Bilder aus Abbildung 5.11 möglich. Im Gegensatz dazu stimmt der NO-Signalverlauf bei 4 bar um einen Faktor 1,8 nicht mit der Sondenmessung überein. Dies liegt aber an den bereits erwähnten Schwierigkeiten des Signal-quenching bei

der NO-LIF Messung mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 193 \text{ nm}$  unter stark erhöhten Druckbedingungen. Geht man aber von einer konstanten Quenchingrate entlang der Brennkammerlängsachse aus, so ist auch hier eine Quantifizierung mit dem errechneten Faktor möglich.

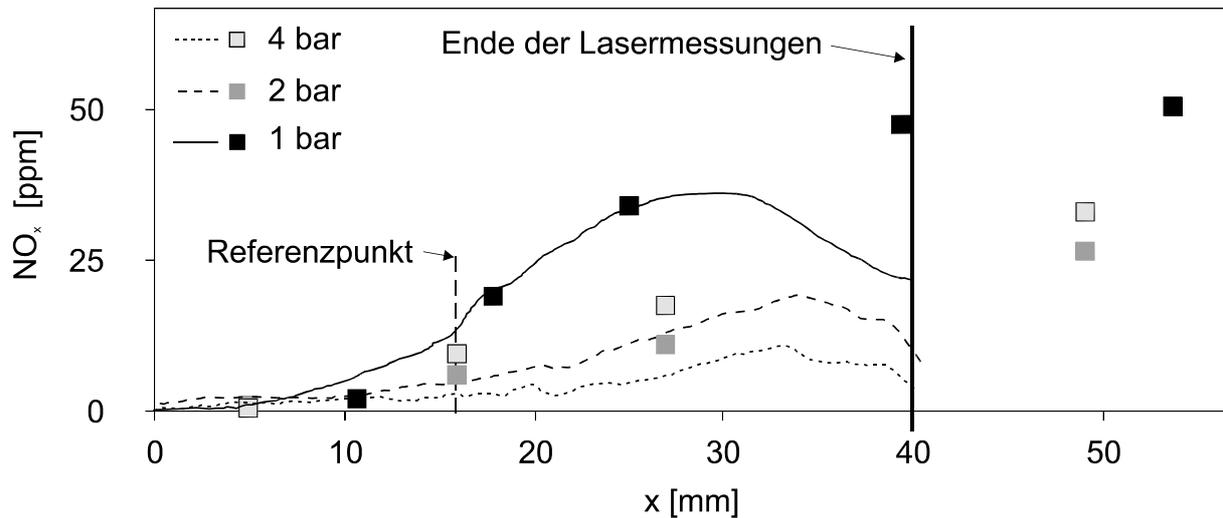


Abb. 5.18: Vergleich des Konzentrationsverlaufs von NO in Richtung der Längsachse der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf, gemessen mit der Abgassonde (Quadrate) und mit laserinduzierter Fluoreszenz am Rand der Flamme

Einen sehr unerwarteten Signalverlauf weist der Vergleich im Kernbereich der Flamme auf. Dort wird die Sonde von hinten angeströmt. Dadurch wird ein erheblicher Teil der Strömung und damit die zu messenden Schadstoffe in den Hauptstrom der Flamme gedrückt und kann somit nicht erfaßt werden und zudem kühlt sich das Verbrennungsgas, welches an der Sonde entlang strömt und doch in die Sonde gelangt, erheblich ab, was einen Abbruch der NO-Bildung zur Folge hat. Daraus resultierend widerspiegeln die Meßwerte nicht den wirklichen Zustand. Somit sind die Grenzen der Sondenmessung sehr deutlich aufgezeigt und die Ergebnisse aus Abbildung 5.19 können in diesem Bereich nicht zur Quantifizierung herangezogen werden.

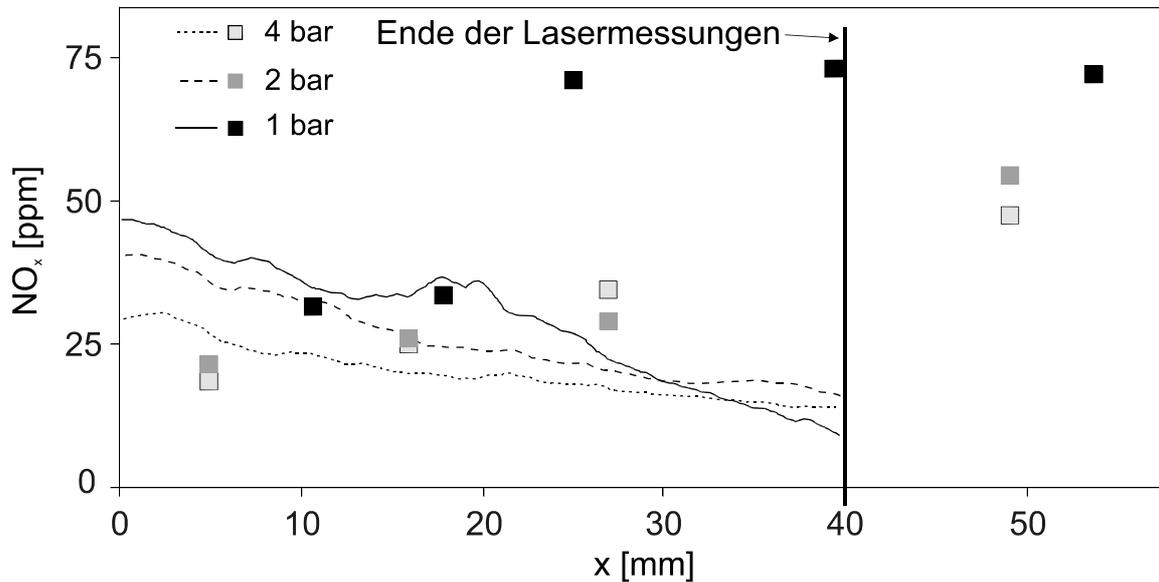


Abb. 5.19: Vergleich des Konzentrationsverlaufs von NO in Richtung der Längsachse der Brennkammer mit integriertem BRR LPP-Brennerkopf, gemessen mit der Abgassonde (Quadrate) und mit laserinduzierter Fluoreszenz in der Mitte der Flamme

## 5.7 Quantifizierung der NO-Messungen

Wie bereits im vorigen Abschnitt detailliert erläutert, ist es nur sinnvoll, die NO LIF-Messungen anhand der Sondenmessungen am Flammenrand zu quantifizieren. Nachdem auch das Strömungsfeld bekannt ist, können die Sondenmessungen also nur im Mantelbereich der Flamme, in dem eine Zuströmung auf die Sondenspitze sichergestellt ist, zur Quantifizierung herangezogen werden. In Abbildung 5.20 ist die Mittelschnittsebene exemplarisch bei den Drücken von 1, 2 und 4 bar mit einer quantitativen Skala dargestellt. Die Ergebnisse der LIF-Messungen bei 4 bar wurden pixelweise mit dem vorher errechneten Faktor 1,8 multipliziert, um so das Signalquenching zu kompensieren. Zusätzlich sind die Bilder mit den PIV-Ergebnissen überlagert. So können zwei Phänomene verdeutlicht werden. Zum einen wird deutlich, daß der Bereich der hohen NO-Produktion nahe am Brennerkopfaustritt mit dem „Totwassergebiet“ zusammenfällt. Das NO, welches hier gebildet wird, ist überwiegend thermisches NO und entsteht aufgrund der langen Aufenthaltszeit dort. Deutlich ist zu erkennen, wie die Fläche des „Totwassergebiets“ mit steigendem Druck abnimmt und somit auch das NO-Signal schwächer wird. Der NO-Bildungsort verlagert sich mit steigendem Druck in den Mantelbereich der Flamme. Auf der anderen Seite ist zu erkennen, daß am äußeren Ende des hohlkegelförmigen Strömungsfeldes, nahe an

den Quarzglasscheiben, kalte Fensterkühlluft mit in die Strömung gerissen wird und es somit zu einer Verdünnung der entstandenen NO-Konzentration kommt.

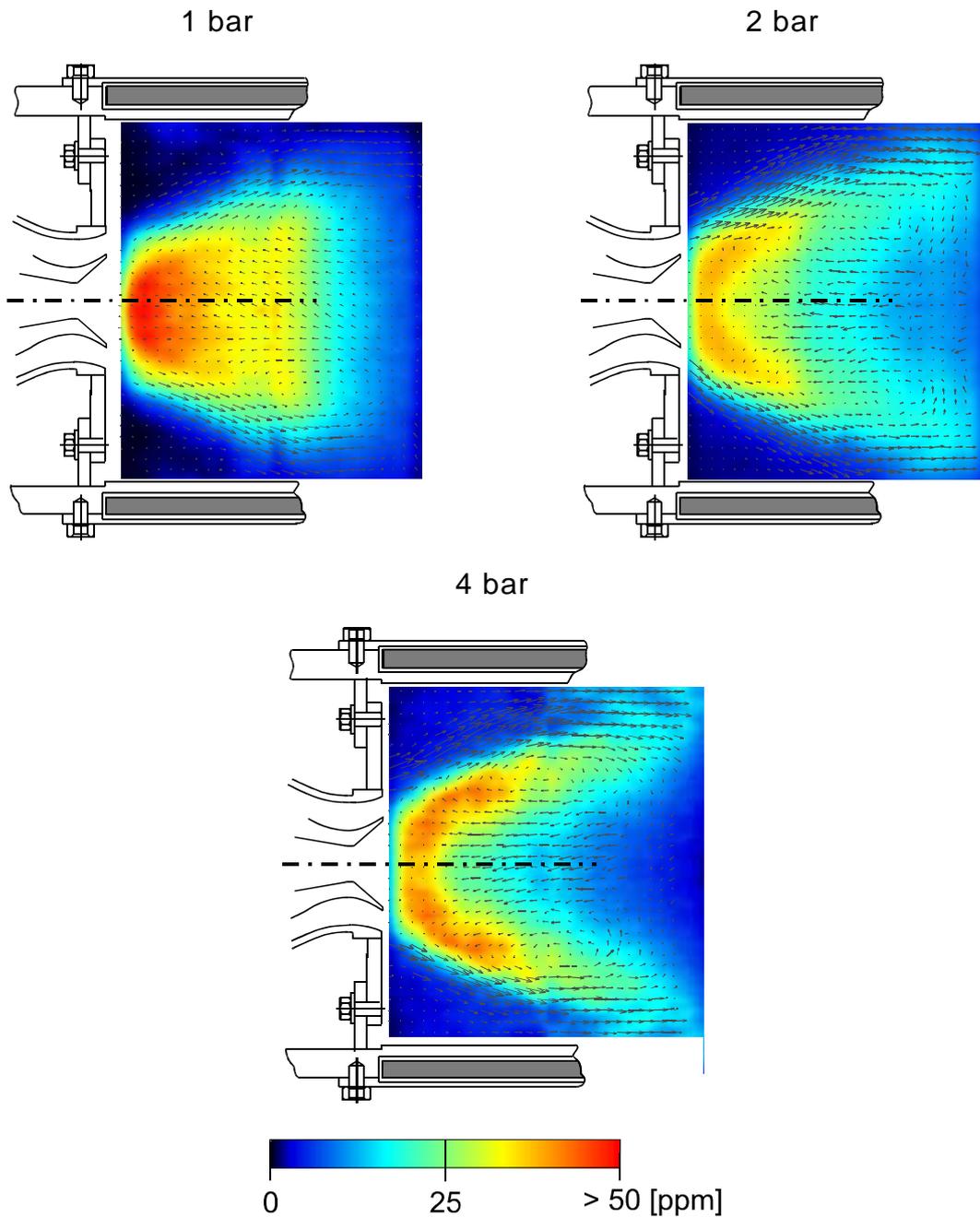


Abb. 5.20: Quantifizierte NO-Konzentrationsverteilung (LIF-Messung) und Geschwindigkeitsfeld (PIV-Messung) in der Brennkammer mit integriertem BRR-Brennerkopf bei 1, 2 und 4 bar, jeweils in der Mittelebene

## 6 Zusammenfassung

Zur Entwicklung schadstoffarmer Brennkammerkonzepte ist neben einer guten theoretischen Vorhersage die Verifizierung der Ergebnisse anhand von Experimenten wichtig. Eine Erlangung detaillierter Kenntnisse des Reaktions- und Strömungsfeldes ist mit herkömmlichen Meßmethoden sehr aufwendig und teilweise ohne Störung oder Beeinflussung der ablaufenden Mechanismen nicht möglich. Nur der Einsatz berührungsloser Meßtechniken erlaubt eine flächige Messung wichtiger Spezies und Geschwindigkeiten mit guter örtlicher und zeitlicher Auflösung.

Ziel dieser Arbeit war, diese berührungslosen Meßtechniken zur Ermittlung der ablaufenden Verbrennungs- und Strömungsvorgänge in einer rechteckigen Modellbrennkammer mit austauschbaren LPP-Brennerköpfen (Lean Premixed Prevaporized) unter annähernd realistischen Eintrittsbedingungen einzusetzen und ihre Grenzen zu bestimmen.

Hierzu wurde ein neuer Brennkammerprüfstand aufgebaut, der es erlaubt, flugfalltypische Eintrittsbedingungen zu simulieren. Aufbauend auf vorangestellten atmosphärischen Versuchen wurde der Prüfstand daran anschließend so erweitert, daß auch erhöhte Druckbedingungen simuliert werden konnten. Die beiden unterschiedlichen LPP-Konzepte der Firmen BMW Rolls-Royce (heute Rolls-Royce Deutschland) und Turboméca wurden in eine optisch zugängliche Modellbrennkammer integriert. Bei diesen Brennerköpfen wird der Brennstoff - für diese Versuche n-Heptan - vor dem Eintritt in die Brennkammer zerstäubt, vollständig verdampft und mit der ca. 650 K heißen Luft vermischt. Die Brennkammer wurde in einen Druckbehälter eingepaßt, der eine stufenlose Regelung des Brennkammerdrucks erlaubte.

Zur Kalibrierung des neu in den Prüfstand integrierten PIV-Systems sowie zur Auswahl und Optimierung molekulspezifischer Anregungs- und Nachweisstrategien wurden zunächst Vorversuche an Referenzobjekten durchgeführt. Beim PIV-System konnte durch Variation der Seedingart und -menge ein Optimum für die zu erwartenden Geschwindigkeiten gefunden werden. Anhand von Vergleichen mit einer Prandtlsonden-Messung sowie einem theoretischen Ansatz konnte der Auswertalgorithmus so angepaßt werden, daß die Abweichungen auf 4% minimiert wurden. Ein bedeutender, wenn auch nachrangig wichtiger Punkt der Aufgabenstellung der LIF-Untersuchungen war, herauszufinden, inwiefern der Brennkammerdruck Einfluß auf das zu detektierende Signal hat. Vorversuche ergaben, daß im angestrebten Druckbereich von 1 bis 6 bar zwar eine Verbreiterung des empfangenen Linienspektrums festzustellen ist, was aber dann nur zu einer unwesentlichen Beeinflussung führt, wenn die richtige Wahl der Anregungsstrategie getroffen wird.

Basierend auf den Ergebnissen der Vorversuche wurden zunächst Messungen bei atmosphärischen Druckbedingungen durchgeführt. Es stellte sich klar heraus, daß

dabei Prozesse und Vorgänge in der Modellbrennkammer ablaufen, die dem realen Triebwerksbetrieb nicht entsprechen. Die LPP-Brennerköpfe befinden sich zu weit außerhalb ihrer Auslegungsbereiche und zerstäuben den Brennstoff nicht in dem gewünschten Maß, daß von einer vollständigen Vorverdampfung des Brennstoffs gesprochen werden kann. Mit steigendem Brennkammerdruck ändert sich dieses Verhalten deutlich. Mit beiden LPP-Brennern ist ein magerer Betrieb möglich. Dieses Verhalten spiegelte sich auch bei der Sichtbarmachung des Brennstoffs in der Flüssig- und Gasphase wider. Mit steigendem Druck ist kaum noch flüssiger Brennstoff detektierbar; das Signal des schon verdampften Brennstoffs nimmt im gleichen Maß zu. Es konnte auch nachgewiesen werden, daß der Sprühkegelwinkel mit steigendem Druck zunimmt. Die globale Flammenstruktur und die mit steigendem Druck erfolgende Verschiebung der Reaktionszone in den Primärbereich konnte sehr gut durch die Eigenfluoreszenz der Hydroxidradikale wiedergegeben werden. Werden die Hydroxidradikale mit Hilfe eines schmalbandigen Lasers zum Fluoreszieren angeregt, so kann die Reaktionsfront in verschiedenen Schnitten durch die Flamme visualisiert werden. Bei der Verteilung der NO-Signale wurde auch eine erhebliche Veränderung mit steigendem Druck festgestellt. Während bei atmosphärischen Bedingungen eine sehr hohe NO-Entstehung im gesamten Primärbereich festzustellen ist, wird dieses Schadstoff-Entstehungsgebiet mit steigendem Druck immer kleiner und der Hauptentstehungsort verlagert sich hin zur Flammenfront. Untermauert werden diese Feststellungen mit dem Ergebnissen der PIV-Messungen. Einerseits läßt sich eine Vergrößerung des Kegelwinkels nachweisen, zum anderen wird ersichtlich, daß durch eine Veränderung im Strömungsfeld eine Verkleinerung des „Totwassergebietes“ am Brenneraustritt auftritt und damit die Aufenthaltszeiten verkleinert werden. Damit hängt eine Verringerung der NO-Entstehungsrate unmittelbar zusammen. Anhand der PIV-Ergebnisse konnte auch der Einfluß der Verbrennung auf die Strömungsstruktur ermittelt werden. Zur Validierung der NO-LIF-Signale wurden Abgasproben mit einer wassergekühlten Sonde genommen und die LIF-Bilder mit diesen Ergebnissen kalibriert.

Bei der Gesamtbewertung der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse ist herauszustellen, daß unter den spezifischen Gegebenheiten der untersuchten LPP-Konzepte ein molekulspezifischer, zweidimensionaler Nachweis mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenzverfahren möglich ist. Eine Quantifizierung der Signale ist dagegen mit Sondenmessungen nicht immer möglich. Zur vollständigen Charakterisierung der in der Brennkammer ablaufenden Verbrennungsvorgänge konnte die Anwendbarkeit der PIV-Meßverfahren nachgewiesen und das flächige Strömungsfeld bestimmt werden. Somit wurde nachgewiesen, daß berührungslose Lasermeßverfahren detaillierte Untersuchungen des reagierenden Strömungsfeldes auch unter realitätsnahen Eintrittsbedingungen erlauben und zu einem verbesserten Verständnis des gekoppelten Strömungs- und Verbrennungsprozesses beitragen. Es wurde deut-

lich gezeigt, daß Untersuchungen unter atmosphärischen Druckbedingungen zwar einen prinzipiellen Einblick in die Verbrennungsvorgänge geben, daß aber damit eine Beurteilung solcher Vorgänge im realen, praktischen Anwendungsfall nicht möglich ist.

Im Zuge der Weiterentwicklung der in dieser Arbeit angewendeten Lasermeßverfahren sollte ein Augenmerk auf die vollständige Quantifizierung der Meßsignale gelegt werden, um somit ein weiter verbessertes Werkzeug für die Entwicklung neuer schadstoffarmer Brennkammerkonzepte zur Verfügung zu haben.

## Literatur

- [1] Rist, D.: *Brennkammer-Entwicklungslinien*, Beitrag im Band 30 der Buchreihe „Die deutsche Luftfahrt“, Bernard & Graefe Verlag, Bonn, 2001
- [2] Brehm, N.; Schilling, Th.: *Emissionsanforderungen an Flugtriebwerke aus heutiger Sicht*, DGLR Jahrestagung, 1998
- [3] Schumann, U.; Weyer, H. B.; Wurzel D.: *Schadstoffe in der Luftfahrt*, DLR Nachrichten 74, 1994
- [4] Brehm, N.; Schilling, Th.; Bauer, H.-J.; Bittlinger, G.; Kappler, G.; Rackwitz, L.; Chatziapostolou, A.; Schmidt, K.-J.: *Development of an Annular Combustor with Axially Staged Burning Zones and Demonstration in a BR 700 Core Engine*, ISABE 99-7163, 1999
- [5] Sattelmayer, T.; Polifke, W.; Winkler, D.; Döbbeling, K.: *NO<sub>x</sub>-Abatement Potential of Lean-Premixed GT-Combustors*, ASME 96-TA-21, 1996
- [6] Polifke, W.; Döbbeling, K.; Sattelmayer, T.; Nicol, D. G.; Malte, P. C.: *A NO<sub>x</sub> Prediction Scheme for Lean-Premixed Gas Turbine Combustion Based on Detailed Chemical Kinetics*, ASME 95-GT-108, 1995
- [7] Penner, J. E.; Lister, D. H.; Griggs, D. J.; Dokken, D. J.; McFarland, M.: *Aviation and the Global Atmosphere, Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC*, 1999
- [8] N.N.: *The Airbus Global Market Forecast 2000*, Airbus Industrie, 2000
- [9] Owen, A.; Low, H.; Lewis, J.: *Fuel Efficiency Versus NO<sub>x</sub> Control*, 3<sup>rd</sup> Aero Days Post-Conference Proceedings, 1998
- [10] International Civil Aviation Organization: *Environmental Protection- Annex 16 to the Convention on International Civil Aviation, Volume II- Aircraft engine Emissions*, 1<sup>st</sup> edition, ICAO, 1981
- [11] Correa, S. M.: *A Review of NO<sub>x</sub>-Formation under Gas-Turbine Combustion Conditions*, Combustion Science and Technology 87, 1992

- [12] Bittlinger, G.; Brehm, N.: *High Pressure Combustion Test of Lean Premixed Prevaporized (LPP) Modules in an Axially Staged Combustor using a Multisector Rig*, ISABE 99-7008, 1999
- [13] Schmidt, K.-J.; Rackwitz, L.; Brehm, N.: *Entwicklung und Test eines Kraftstoff- und Regelsystems für ein BR 700 Triebwerk mit einer schadstoffarmen, axial gestuften Ringbrennkammer*, DGLR Jahrestagung, 1999
- [14] Wulff, A.; Hourmouziadis, J.: *Technology Review of Aeroengine Pollutant Emissions*, Aerospace Science and Technology, 1997
- [15] Hassa, C.; Carl, M.; Frodermann, M.; Behrendt, T.; Heinze, J.; Röhle, I.; Brehm, N.; Schilling, Th.; Doerr, Th.: *Experimental Investigation of an Axially Staged Combustor Sector with Optical Diagnostics at Realistic Operating Conditions*, RTO Applied Vehicle Technology Panel, Symposium on Gas Turbine Engine Combustion, Emissions and Alternative Fuels, 1998
- [16] Lederer, R.; Renkel, M.: *Engine 3E – Technologieprogramm – Bilanz der Phase 1994-1999*, DGLR Jahrestagung, 2000
- [17] Lefebvre, A. H.: *Gas Turbine Combustion*, Hemisphere Publishing Co., Washington, USA, 1983
- [18] Glaesner, B.; Hohmann, S.: *Entwicklung einer Ringbrennkammer für Flugtriebwerke mit reduzierten NO<sub>x</sub> –Emissionen durch Fett-Mager Verbrennung*, DGLR Jahrestagung, 2000
- [19] Blomeyer, M.: *Mixing Zone Optimization of a Rich-Burn/ Quick-Mix/ Lean-Burn Combustor*, Journal of Propulsion and Power, 1999
- [20] Zarzalis, N.: *NO<sub>x</sub>-Emissionsminderung bei Flugtriebwerksbrennkammern nach dem Konzept der Fett-Mager-Verbrennung*, DGLR Jahrestagung, 1997
- [21] Trichet, P.; Bismes, F.: *Spray Characterization in a Premixing Prevaporizing Tube*, ISABE 9-704, 1995
- [22] Ripplinger, Th.; Zarzalis, N.; Meikis, G.; Hassa, C.; Brandt, M.: *NO<sub>x</sub> Reduction by Lean Premixed Prevaporized Combustion*, RTO Applied Vehicle Technology Panel, Symposium on Gas Turbine Engine Combustion, Emissions and Alternative Fuels, 1998

- [23] Brehm, N.; Wegner, M.; Kappler, G.: *Triebwerke: Mobilität und Umwelt*, DGLR-Jahrestagung, 1996
- [24] Hollerbach, U.: *Experimentelle Untersuchungen zum Flammenrückschlag an einer LPP-Versuchsbrennkammer*, DGLR Jahrestagung, 2000
- [25] Sausen, R.; Schumann, U.; Wurzel, D.: *Estimates of Climate Response to Aircraft Emission Scenarios*, AIAA 99-0759, 1999
- [26] Bittlinger, G.: *Persönliche Mitteilung*; Rolls-Royce Deutschland, Dahlewitz, 2000
- [27] Nakakita, T.; Saito, T.; Hosoi, J.; Toh, H.; Hiroki, T.; Tamaki, T.: *Premixing Prevaporizing Fuel Injector for Low NO<sub>x</sub> Combustor*, Yokohama International Gas Turbine Congress, 1995
- [28] Takahashi, S.; Arai, M.; Kuyama, T.; Kawano, M.: *Research and Development of Swirling Flow Combustor for Low NO<sub>x</sub>*, ASME 98-GT-37, 1998
- [29] N.N.: *Betriebsanleitung 32- Kanal Druckmeßsystem*, Walcher Elektronik, München, 2000
- [30] N.N.: *DIAdem Handbuch*, GfS Aachen, 1999
- [31] DIN 1952: *Durchflussmessung mit Blenden, Düsen und Venturirohren in voll durchströmten Rohren mit Kreisquerschnitt*, Deutsches Institut für Normung, 1989
- [32] Environmental Protection, 2<sup>nd</sup> Edition, ICAO Publication, 1993
- [33] Rachner, M.: *Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1*, DLR Mitteilungen 98-01, 1998
- [34] Valk, M.: *Untersuchung der Stickoxidbildung in einer katalytischen Brennkammer für Gasturbinen*, Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen TU München, 1995
- [35] Ziesler, R.: *Erweiterung eines Gasanalyseystems zur Emissionsmessung in Gasturbinenbrennkammern bei hohen Temperaturen*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Flugantriebe TU München, 1995

- [36] N.N.: *Heraeus Application Note*, Quarzglas für Excimer-Laser-Anwendungen, 1999
- [37] Rist, D.: *Dynamik realer Gase*, Springer Verlag, 1996
- [38] Santoro, R. J.: *Applications of laser-based diagnostics to high pressure rocket and gas turbine combustor studies*, AIAA 98-2698, 1998
- [39] Kuo, K. K.; Parr, T. P.: *Non-Intrusive Combustion Diagnostics*, Begell Huose Inc., 1994
- [40] N.N.: *EMG 150 MSC, EMG 160 MSC, Excimer Laser Series*, Lambda Physik, Göttingen, 1987
- [41] N. N.: *Flame Star user guide*, LaVision 2 D-Messtechnik GmbH, Göttingen, 1990
- [42] Koch, A.: *Verbrennungsanalyse in turbulenten und laminaren Flammen mit schmalbandigen Excimerlasern*, Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen, 1992
- [43] Lachner, R.: *Laserspektroskopische Untersuchungen im Primärteil einer Flugtriebwerks-Brennkammer*, Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, Technische Universität München, 1998
- [44] Koch, A.; Chryssostomou, A.; Andresen, P.; Bornscheuer, W.: *Multi Species Detection in Spray Flames with Tuneable Excimer Lasers*, Applied Physics B, Vol. 56, 1993
- [45] Eckbreth, A. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus Press, 1988
- [46] Meier, W.; Kohse-Höinghaus, K.; Stricker, W.: *Lasermessverfahren für technische Flammen*, DLR-Nachrichten, Heft 65, 1991
- [47] Eckbreth, A. C.; Bonczyk, P. A.; Verdieck, J. F.: *Combustion Diagnostics by Laser Raman and Fluorescence Techniques*, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 5, 1979

- [48] Hönig, R.: *Konzentrations- und Temperaturbestimmung in Brennkammern luftatmender Antriebe mit Hilfe laserspektroskopischer Meßverfahren*, Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, Technische Universität München, 1995
- [49] Hönig, R.; Kappler, G.; Andresen, P.; Brehm, N.: *Multi Species Detection in a Liquid Fuelled Model Combustor using Tuneable Excimer Lasers*, Combustion Science and Technology, Vol. 102, 1994
- [50] Andresen, P.; Meijer, G.; Schlüter, H.; Voges, H.; Koch, A.; Hentschel, W.; Oppermann, W.; Rothe, E.: *Fluorescence Imaging Inside an Internal Combustion Engine Using Tuneable Excimer Lasers*, Applied Optics, Vol. 29, No. 16, 1990
- [51] Schlüter, H.: *Grenzen flächiger Laserfluoreszenzverfahren in der motorischen Verbrennung*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Göttingen, 1994
- [52] Hönig, R.; Theisen, D.; Fink, R.; Lachner, R.; Kappler, G.; Rist, D.; Andresen, P.: *Experimental Investigation of a SCRAMJET Model Combustor with Injection Through a Swept Ramp Using Laser-Induced Fluorescence with Tuneable Excimer Lasers*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996
- [53] Massey, G. A.; Lemon, C. J.: *Feasibility of Measuring Temperature and Density Fluctuations in Air Using Laser-Induced O<sub>2</sub> Fluorescence*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-20, No. 5, 1984
- [54] Brockhinke, A.: *Analyse der zeitlichen und örtlichen Struktur turbulenter Verbrennungsprozesse mit Hilfe laserspektroskopischer Verfahren*, Dissertation, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 1995
- [55] Frodermann, M.: *UV-laserspektroskopische Untersuchungen mit einem abstimmbaren Krypton-Fluorid Excimerlaser an laminaren, vorgemischten Kohlenwasserstoff-Flammen*, Dissertation, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 1996
- [56] Chryssostomou, A.: *Ortsaufgelöste Temperaturmessung mit laserinduzierter Prädissoziationsfluoreszenz in turbulenter Verbrennung*, Dissertation, Fakultät für Physik, Universität Bielefeld, 1995

- [57] Bittlinger, G.: *Description and Test Result of LPP Duct Mounted to BRR Tubular Combustor and ONERA Water Cooled Combustor*, Low Emission Technology Programme Phase III, BRR Dahlewitz, 1998
- [58] Seitzman, J. M.; Hanson, R. K.: *Comparison of Excitation Techniques for Quantitative Fluorescence Imaging of Reacting Flows*, AIAA Journal, Vol. 31, No. 3, 1993
- [59] Ketterle, W.; Schäfer, M.; Arnold, A.; Wolfrum, J.: *2D Single-Shot Imaging of OH Radicals Using Tuneable Excimer Lasers*, Appl. Phys. B 54, 1992
- [60] Lee, M. P.; Paul, P. H.; Hanson, R. K.: *Laser-Fluorescence Imaging of O<sub>2</sub> in Combustion Flows Using an ArF Laser*, Optics Letters, Vol. 11, No. 1, 1986
- [61] Brugman, Th. M.; Klein-Douwel, R.; Huigen, G.; van Walwijk, E.; ter Meulen, J. J.: *Laser-Induced-Fluorescence Imaging of NO in an n-Heptane- and Diesel-Fuel-Driven Diesel Engine*, Applied Physics B 57, 1993
- [62] Bräumer, A.; Sick, V.; Wolfrum, J.; Drewes, V.; Zahn, M.; Maly, R.: *Quantitative Two-Dimensional Measurements of Nitric Oxide and Temperature Distributions in a Transparent Square Piston SI Engine*, SAE Technical Paper Series, 1995
- [63] Wodtke, A. M.; Huwel, L.; Schlüter, H.; Meijer, G.; Andresen, P.: *High-Sensitivity Detection of NO in a Flame Using a Tuneable ArF Laser*, Optics Letters, Vol. 13, 1988
- [64] Eigenmann, L.; Meisl, J.; Koch, R.; Wittig, S.; Krämer, H.; Sick, V., Wolfrum, J.: *Validierung von PDF-Modellansätzen mittels Messungen mit Laserinduzierter Fluoreszenz*, VDI Berichte, VDI Berichte, Verbrennung und Feuerungen, 18. Deutscher Flammentag, 1997
- [65] N. N.: *Davis Manual*, LaVision 2 D-Messtechnik GmbH, Göttingen, 1999
- [66] Mc Millin, B. K.; Lee, M. P.; Paul, P. H.; Hanson, R. K.: *Planar Laser-Induced Fluorescence Imaging of Nitric Oxide in a Shock Tube*, AIAA-89-2566, 1989
- [67] Tamura, M.; Luque, J.; Harrington, J. E.; Berg, P. A.; Smith, G. P.; Jeffries, J. B.; Crosley, D. R.: *Laser induced fluorescence of seeded nitric oxide as a flame thermometer*, Applied Physics B 66, 1998

- [68] Brugmann, Th. M.; Stoffels, G. M.; Dam, N.; Meerts, W. L.; ter Meulen, J. J.: *Imaging and post-processing of laser-induced fluorescence from NO in a diesel engine*, Applied Physics B 64, 1997
- [69] Stocker, R.: *Laserspektroskopische Temperatur- und NO Messungen in Erdgasdiffusionsflamen*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Thermische Kraftanlagen mit Heizkraftwerk, TU München, 1997
- [70] Rahmann, U.; Kreuter, W.; Kohse-Höinghaus, K.: *Rate-equation modeling of single- and multiple-quantum vibrational energy transfer of OH ( $A^2\Sigma, v'' = 0$  to 3)*, Applied Physics B 68, 1999
- [71] Daily, J. W.; Rothe, E. W.: *Effect of Laser intensity and lower-state rotational energy transfer upon temperature measurements made with laser-induced fluorescence*, Applied Physics B 68, 1999
- [72] Smyth, C. K.; Tjossem, P. J. H.: *Radical Concentration Measurements in Hydrocarbon Diffusion Flames*, Applied Physics B 50, 1990
- [73] Atakan, B.; Heinze, J.; Meier, U. E.: *OH laser-induced fluorescence at high pressures: spectroscopic and two-dimensional measurements exciting the A-X (1,0) transition*, Applied Physics B 64, 1997
- [74] Orth, A.: *Zweidimensionale Konzentrations- und Temperaturfeldbestimmung in instationären Verbrennungssystemen bei höheren Drücken*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1994
- [75] Carter, C.D.; Salmon, J. T.; King, G. B.; Laurendeau, N. M.: *Feasibility of Hydroxyl Concentration Measurements by Laser-Saturated Fluorescence in High-Pressure Flames*, Applied Optics, Vol. 29, 1987
- [76] Carter, C.D.; King, G. B.; Laurendeau, N. M.: *Saturated fluorescence measurements of the hydroxyl radical in laminar high-pressure  $C_2H_6/O_2/N_2$  flames*, Applied Optics, Vol. 34, 1996
- [77] Partridge Jr, W. P.; Klassen, M. S.; Thomson, D. D.; Laurendeau, N. M.: *Experimental assessment of  $O_2$  interferences on laser-induced fluorescence measurements of NO in high-pressure, lean premixed flames by use of narrow-band and broadband detection*, Applied Optics, Vol. 31, 1992

- [78] Orth, A.; Sick, V.; Wolfrum, J.; Maly, R. R.; Zahn, M.: *Simultaneous 2D Single-Shot Imaging of OH Concentrations and Temperature Fields in an SI Engine Simulator*, 25th Symposium (International) on Combustion, 1994
- [79] Schulz, C.; Sick, V.; Wolfrum, J.; Drewes, V.; Zahn, M.; Maly, R.: *Quantitative 2D Single-Shot Imaging of NO Concentrations and Temperature in a Transparent SI Engine*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996
- [80] Upschulte, B. L.; Allen, M. G.; McManus, K. R.: *Fluorescence Imaging of NO and O<sub>2</sub> in a Spray Flame Combustor at Elevated Pressures*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996
- [81] Luczak, A.; Eisenberg, S.; Kanpp, M.; Schlüter, H.; Breushausen, V.; Andresen P.: *Spatially Selective Chemistry Control in an Oil-Burning Furnace: A New Method to Reduce NO<sub>x</sub> Emissions Developed through Combined Three-Dimensional Laser Diagnostics*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996
- [82] Brummund, U.; Cessou, A.; Vogel, A.: *PLIF Imaging of a Co-Axial Rocket Injector Spray at Elevated Pressure*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996
- [83] Schulz, C.; Sick, V.; Heinze, J.; Stricker, W.: *Laser-induced-fluorescence detection of nitric oxide in high-pressure flames with A-X (0,2) excitation*, Applied Optics, Vol. 36, 1997
- [84] Kohse-Höinghaus, K.: *Laser Techniques for the Quantitative Detection of Reactive Intermediates in Combustion Systems*, Progr. Energy Combust. Sci., Vol. 20, 1994
- [85] Hönig, R.; Theisen, D.; Fink, R.; Kappler, G.; Rist, D.; Andresen, P.: *Diagnostics of non-reacting supersonic flows in a SCRAMJET model combustor using non-intrusive spectroscopic methods*, Fourth International Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion, 1996
- [86] Hönig, R.; Theisen, D.; Fink, R.; Lachner, R.; Kappler, G.; Rist, D.; Andresen, P.: *Experimental investigation of a SCRAMJET model combustor with injection through a swept ramp using laser-induced fluorescence with tunable excimer lasers*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996

- [87] Lachner, R.; Theisen, D.; Kettl, H.; Fink, R.; Rist, D.; Schmid, A.; Hönig, R.; Kappler G.: *Detection of Unburned Hydrocarbons (UHC) in an Atmospheric Pressure Combustor with Premixing and Prevaporization Using a Tuneable Excimer Laser*, ASME 96-TA-059, 1996
- [88] Fink, R.; Lachner, R.; Theisen, D.; Steidle, B.; Rist, D.: *Mischung und Verbrennung in schadstoffarmen Brennkammern - Untersuchungen an Brennkammern mit Stufung sowie mit Vorvermischung / Vorverdampfung*, DGLR-Fachausschußtagung, Dresden, 1997
- [89] Lachner, R.; Theisen, D.; Fink, R.; Rist, D.; Schmid, A.; Bittlinger, G.: *Simultaneous Single-Shot LIF Imaging of OH and UHC in a Prevaporized, Partially Premixed, Swirl-Stabilized n-Heptane Flame*, ASME 98-GT-560, 1998
- [90] Fink, R.; Hupfer, A.; Mazella, R.; Rist, D.; Kau, H.-P.: *Einfluß des Drucks auf die Emissionscharakteristik von LPP-Brennern*, DGLR Jahrestagung, JT2000-182, 2000
- [91] Luque, J.; Crosley, D. R.: *LIFBASE: Data and Spectral Simulation Program (Version 1.0)*, SRI International Report MP 96-001, 1996
- [92] Hupfer, A.: *Messungen der Brennstoff-Luft-Verteilung in einer LPP-Modellbrennkammer*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Flugantriebe, TU München 1998
- [93] Löfström, C.; Kaaling, H.; Aldén, M.: *Visualization of fuel distribution in a premixed duct in a low-emission gas turbine combustion using laser techniques*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996
- [94] Neij, H.; Johansson, B.; Aldén, M.: *Development and Demonstration of 2D-LIF for Studies of Mixtures Preparation in SI Engines*, Combustion and Flame 99, 1994
- [95] Johansson, B.; Neij, H.; Aldén, M.; Juhlin, G.: *Investigations of the Influence of Mixtures Preparation on Cyclic Variations in a SI-Engine, Using Laser Induced Fluorescence*, SAE Technical Paper Series 950108, 1995
- [96] Brandt, M.; Hoeren, A.; Eckert, D.; Krämer, H.; Ridder, M.; Sick, V.: *A laser-based study of kerosine evaporation and mixing in a premix duct for gas turbine at elevated pressure*, Laser Anemometry Advances and Applications, 7th Int. Conference, 1997

- [97] Lozano, A.; Yip, B.; Hanson, R. K.: *Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence*, Experiments in Fluids 13, 1992
- [98] Melton, L. A.: *Spectrally separated fluorescence emission for diesel fuel droplets and vapour*, Applied Optics, Vol. 22, 1983
- [99] Knapp, M.; Luczak, A.; Breushausen, V.; Hentschel, W.; Andresen P.: *Vapor/Liquid Visualization with Laser-Induced Exiplex Fluorescence in an SI-Engine for Differnet Fuel Injection Timings*, SAE Technical Paper Series, 1996
- [100] Schlüter, H.; Wolff, D.: *Möglichkeiten und Grenzen der laserdiagnostischen Verfahren in der motorischen Verbrennung*, Tätigkeitsbericht MPI Göttingen, 1992
- [101] Kelly-Zion, P. L.; Styron, J. P.; Lee, C-F.; Lucht R. P.; Peters, J. E.; White, R. A.: *Multicomponent Liquid and Vapor Fuel Measurements in the Cylinder of a Port Injected, Spark Ignition Engine*, 27th Symposium (International) on Combustion, 1998
- [102] Raffel, M.; Willert, C.; Kompenhans, J.: *Particle Image Velocimetry*, Springer Verlag, 1998
- [103] Röhle, I.: *Laser-Doppler-Velocimetry auf der Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*, DLR Forschungsbericht 40, 1999
- [104] Ronneberger, O.: *Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit Hilfe der „Particle Image Velocimetry“ mittels einer Kamera und zweier paralleler Lichtschnitte*, DLR Forschungsbereich 40, 1998
- [105] Raffel, M.: *PIV-Messungen instationärer Geschwindigkeitsfelder an einem schwingenden Rotorprofil*, DLR Forschungsbericht 50, 1993
- [106] Vogt, A.: *Optische Auswertung von Particle-Image-Velocimetry-Messungen im Nachlauf eines quer angeströmten Kreiszyllinders*, DLR Forschungsbericht 49, 1993
- [107] N. N.: *PIV Manual*, LaVision 2 D-Messtechnik GmbH, Göttingen, 2000

- [108] Stella, A.; Guj, G.; Giammartini, S.; Ingenito, G.: *An Experimental Analysis of the Thermal and Velocity Fields in Premixed Jet Flames*, ISABE 99-7207, 1999
- [109] Saadeh, M.; Strauss, K.; Schneider, T.: *A combined PIV/LIF-system for the measurement of heterogeneous drag reduction effects in a pipe-flow*, Experiments in Fluids 22, 1997
- [110] Hillemanns, R.: *Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluß der inneren Rezirkulationszone*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1988
- [111] Aleker, J.: *Inbetriebnahme und Validierungsversuche eines Particle-Image-Velocimetry Systems mit anschließender Untersuchung einer Lean-Premixed-Prevapourised Modellbrennkammer*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Flugantriebe, TU München, 1998
- [112] Truckenbrodt, E.: *Fluidmechanik Band 1: Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*, Springer Verlag, 1980
- [113] Viotti, P.: *Scaling properties of tracer trajectories in a saturated porous medium*, Transport in Porous Media 27, 1997
- [114] Stephenson, J. L.: *Optical measurement of porosity and fluid motion in packed beds*, Chemical Engineering 41, 1986
- [115] Kronewetter, H.: *Recent Developments in PIV for Fluid Flow Research, Seminar on Flow Measurements*, Tampere, Finland, 1995
- [116] Steidle, B.: *Zur Modellierung von Drallflammen einschließlich der NO<sub>x</sub>-Formation in Flugtriebwerksbrennkammern*, Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, Technische Universität München, 1999
- [117] Lemoine, F.; Wolff, M.; Lebouche, M.: *Simultaneous concentration and velocity measurements using combined laser-induced fluorescence and laser Doppler velocimetry: Application to turbulent transport*, Experiments in Fluids 20, 1996
- [118] Stevens, E. J.; Bray, K. N. C.; Lecordier, B.: *Velocity and Scalar Statistics for Premixed Turbulent Stagnation Flames using PIV*, 27th Symposium (International) on Combustion, 1998

- [119] Hinsch, K.: *Principles of PIV technique, Application of Particle Image Velocimetry- Theory and Practice*, Göttingen, 1997
- [120] Westerweel, J.: *Principles of PIV technique III , Application of Particle Image Velocimetry- Theory and Practice*, Göttingen, 1997
- [121] Krothapalli, A.; Elavarasan, R; Rajkuperan, E.: *Aeronautics of supersonic impinging jets in hover*, AIAA 98-3860, 1998
- [122] Fiechtner, G. J.; Carter, C. D.; Gord, J. R.; Grinstead Jr., K. D.; Roquemore, W. M.; Rolon, J. C.: *Flame-vortex interactions in a non-premixed H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>/air counterflow burner*, AIAA 98-3770, 1998
- [123] Treml, K. M; Lawless, P. B.: *Particle Image Velocimetry of Vane-Rotor Interaction in a Turbine Stage*, AIAA 98-3599, 1998
- [124] Beresh, S. J.; Comninou, M.; Clemens, N. T.; Dolling, D. S.: *The effects of the incoming turbulent boundary layer structure on a shock-induced separated flow*, AIAA 98-0620, 1998
- [125] Mielenz, O.: *Experimentelle Untersuchungen laminarer Triplet- und Tripel-flammen*, Dissertation, Ruhr Universität Bochum, 1999
- [126] Willert, C E.; Gharib, M.: *Digital Particle Image Velocimetry*, Experiments in Fluids 10, 1991
- [127] Keane, R.; Adrian, R. J.: *Optimization of Particle Image Velocimeters, Part 1: Double Pulsed Systems*, Measurement, Science and Technology, 1990
- [128] Westerweel, J.: *Digital Particle Image Velocimetry-Theory and Application*, Dissertation, Delft University Press, 1993
- [129] Stanislas, M.; Kompenhans, J.; Westerweel, J.: *Particle Image Velocimetry, Progress towards Industrial Application*, Kluwer Academic Publishers, 2000
- [130] Kuo, K. K.: *Principles of Combustion*, Wiley-Interscience, 1986
- [131] Schott, G.: *Persönliche Mitteilung*, Turboméca, Pau, 2000
- [132] Berthoumieu, P.; Carentz, H.: *Liquid Sheet Disintegration*, Low Emission Technology Programme Phase III – Subtask 3.1.1, ONERA Toulouse, 1998

- [133] Heitor, M. V.; Fernandez, E. C.; Vaz, N.; Rosa, J.: *Injection System*, Low Emission Technology Programme Phase III, IST Lissabon, 1999
- [134] Rachner, M.; Brandt, M.: *Application of Numerical Spray Simulation to Accompany Experiments in the LPP Premix Duct at DLR*, Low Emission Technology Programme Phase III, DLR Köln, 1998
- [135] Richter, M.; Axelsson, B.; Nyholm, K.; Aldén, M.: *Real-Time Calibration of Planar Laser-Induced Fluorescence Air-Fuel Ratio Measurements in Combustion Environments using In Situ Raman Scattering*, 27th Symposium (International) on Combustion, 1998
- [136] Becker, J.; Hassa, C.: *Dispersion of a plain jet spray of kerosene in an annular swirling air flow at elevated temperature and pressure*, Low Emission Technology Programme Phase III, DLR Köln, 2000
- [137] Sattelmayer, T.; Wittig, S.: *Internal Flow Effects in Prefilming Airblast Atomizers: Mechanisms of Atomization and Droplet Spectra*, ASME 86-GT-150, 1986
- [138] Seifert, G. E.: *Ein Beitrag zur Experimentellen Untersuchung der Verbrennung und der Schadstoffbildung in Gasturbinenbrennkammern*, VDI Reihe 6 Nr. 188, 1986
- [139] Bismes, F.; Trichet, P.: *Detailed Spray Characterization*, Low Emission Technology Programme Phase III, ONERA 1998
- [140] Behrendt, T.; Frodermann, M.; Hassa, C.; Heinze, J.; Lehmann, B.; Stursberg, K.: *Optical Measurements of Spray Combustion in a Single Sector Combustor from a Practical Fuel Injector at High Pressures*, RTO Applied Vehicle Technology Panel, Symposium on Gas Turbine Engine Combustion, Emissions and Alternative Fuels, 1998
- [141] Nandula, S. P.; Pitz, R. W.; Barlow, R. S.; Fiechtner, G. J.: *Rayleigh/Raman/LIF measurements in a turbulent lean premixed combustor*, AIAA 34 th Aerospace Meeting and Exhibit, 1996
- [142] Zheng, Q. P.; Jasuja, A. K.; Lefebvre, A. H.: *Influence of Air and Fuel Flows on Gas Turbine Sprays at High Pressures*, 26th Symposium (International) on Combustion, 1996

- [143] Behrendt, T.; Carl, M.; Fleing, C.; Frodermann, M.; Heinze, J.; Röhle, I.; Has-  
sa, C.; Lückrath, R.; Meier, U.; Schneider-Kühnle, Y.; Wolff-Graßmann, D.;  
Laible, C.; Ziegler M.: *Experimentelle und numerische Untersuchung der  
Verbrennung im ebenen Sektor einer gestuften Brennkammer bei realisti-  
schen Betriebsbedingungen*, DGLR Jahrestagung, 1999