



Klammer Benjamin Franz, BSc

# **Laserinterferometrische Vibrometrie zur Untersuchung thermoakustischer Oszillationen in einer drallstabilisierten Methanflamme**

**MASTERARBEIT**

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

eingereicht an der

**Technischen Universität Graz**

Betreuer:

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik

Zweitbetreuer:

Dipl.-Ing. Felix Greiffenhagen

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik

Graz, September 2018



Der Wissenschaftsfonds. Gefördert durch den FWF, Projekt I-2544 N30

*„Das einzige Mittel, den Irrtum zu vermeiden, ist die Unwissenheit.“*  
Jean-Jacques Rousseau

## **Vorwort**

Diese Arbeit ist im Rahmen des FWF-Projektes I2544-N30 am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der Technischen Universität Graz entstanden, gefördert vom Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (FWF).

Mein besonderer Dank gilt meinen beiden Betreuern Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger und Dipl.-Ing. Felix Greiffenhagen. Ihre permanenten Hilfestellungen und ihr Wissen haben zur Umsetzung dieser Arbeit wesentlich beigetragen. Die wertschätzende, kollegiale Zusammenarbeit, der unermüdliche Einsatz sowie die Geduld beim Lösen von Problemstellungen und viele spannende, intellektuelle Diskussionen, sowohl fachspezifisch als auch zu unterschiedlichsten Themengebieten werden mir in Erinnerung bleiben. Ersterem sei noch für die Bereitstellung des heldenhaften Trinkgefäßes gedankt.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir für die ausgezeichneten Rahmenbedingungen am Institut und bei allen Institutsmitarbeitern für die angenehme Zusammenarbeit bedanken.

Meinen Eltern Josef und Maria Klammer möchte ich für die stetige Unterstützung in jeglicher Hinsicht meinen besonderen Dank aussprechen. Sie haben es ermöglicht, dass nicht nur ich, sondern auch meine beiden Geschwister, ein Hochschulstudium absolvieren konnten. Auch meiner Freundin Christina sei gedankt, die mir durch ständige Rückendeckung und vor allem kulinarische Verpflegungen, das Verfassen dieser Arbeit erleichtert hat.

# Inhaltsverzeichnis

ABBILDUNGSVERZEICHNIS .....	V
TABELLENVERZEICHNIS .....	VIII
FORMELZEICHEN, INDIZES UND ABKÜRZUNGEN .....	IX
EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG .....	XII
ZUSAMMENFASSUNG .....	XIII
ABSTRACT .....	XIV
<b>1 EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
1.1 MOTIVATION UND ZIELSETZUNG .....	1
1.2 PROBLEMATIKEN BEI DER VERBRENNUNG IN GASTURBINEN .....	1
<b>2 GRUNDLAGEN .....</b>	<b>6</b>
2.1 ENERGIEGLEICHUNG ZUR KOPPLUNG VON DICHTEN UND WÄRMEFREISETZUNG .....	6
2.2 LASERINTERFEROMETRISCHE VIBROMETRIE (LIV) .....	8
2.3 BACKGROUND-ORIENTED SCHLIERENMETHODE (GENANNT: BOS, ENGL.) .....	10
2.4 CHEMILUMINESZENZ .....	11
2.5 SPEKTROSKOPIE .....	12
<b>3 VERSUCHSAUFBAU .....</b>	<b>13</b>
3.1 LIV .....	15
3.2 BOS .....	16
3.3 CHEMILUMINESZENZ .....	16
3.4 SPEKTROSKOPIE .....	16
3.5 FLAMMENZUSTÄNDE UND BETRIEBSPUNKTE (BP) .....	16
<b>4 SIGNALVERARBEITUNG .....</b>	<b>17</b>
4.1 LIV .....	18
4.1.1 <i>Fourier-Transformation</i> .....	18
4.1.2 <i>Kreuzkorrelation</i> .....	19
4.1.3 <i>Abel-Transformation</i> .....	20
4.1.4 <i>Tomografie</i> .....	20
4.1.5 <i>Strahlkorrektur</i> .....	22
4.2 BOS .....	23
4.2.1 <i>Spitzenvalidierung</i> .....	25
4.2.2 <i>Bereichsvalidierung</i> .....	26
4.2.3 <i>Mittelwertvalidierung</i> .....	26
4.2.4 <i>Mittelung</i> .....	26
4.2.5 <i>Absolutwerte</i> .....	27
4.3 CHEMILUMINESZENZ .....	29
4.4 SPEKTROSKOPIE .....	31
<b>5 RESULTATE UND DISKUSSIONEN .....</b>	<b>34</b>
5.1 CHARAKTERISTIKEN DER BETRIEBSPUNKTE 1 BIS 3 .....	34
5.2 REAKTIONSZONE .....	36
5.2.1 <i>OH*-Chemilumineszenz</i> .....	36
5.2.2 <i>Dichte- und Temperaturfeld aus BOS</i> .....	38
5.2.3 <i>Spektroskopie - Reaktionskinetik</i> .....	41
5.3 WÄRMEFREISETZUNGSSCHWANKUNGEN .....	48
5.3.1 <i>Globale Wärmefreisetzungsschwankungen</i> .....	50
5.3.2 <i>Lokale Wärmefreisetzungsschwankungen</i> .....	52
5.4 FEHLERDISKUSSION .....	60
5.4.1 <i>Systematische Fehler</i> .....	60
5.4.2 <i>Zufällige Fehler</i> .....	65
<b>6 SCHLUSSFOLGERUNG UND AUSBLICK .....</b>	<b>67</b>
<b>7 LITERATURVERZEICHNIS .....</b>	<b>69</b>
<b>8 ANHANG .....</b>	<b>71</b>

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1-1: Emissionen und Temperatur einer Kohlenwasserstoffverbrennung in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses [3].	1
Abbildung 1-2: Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten drallstabilisierten Flamme. Diese wird mit einem Methan-Luft-Gemisch gefeuert. Deutlich ist die Reaktionszone durch das Leuchten des $\text{CH}^*$ -Radikals (blau) zu sehen, welches sich während der chemischen Reaktion bildet. Die „M-Form“ der Flamme entsteht durch die Rezirkulation der Strömung.	2
Abbildung 1-3: Wirbel der rechten Seite der Flammenströmung (rechte Seite der „M-Form“). Gegen den Uhrzeigersinn drehende Wirbel (blau) und im Uhrzeigersinn drehende (rot) reißen die Flammenfront auf und erhöhen die lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen bzw. drücken die Flammenfront zusammen und verringern die Wärmefreisetzungsschwankungen an der inneren Grenzfläche. Bei bestimmten Strömungszuständen wird der Effekt durch den Wirbel an der äußeren Scherschicht verstärkt, die Wirbel überlagern sich und die Wärmefreisetzungsschwankungen erreichen ein Maximum.	3
Abbildung 1-4: Schaden infolge thermoakustischer Oszillationen [8].	3
Abbildung 1-5: Quellen von Fluglärmemissionen [6]. Im Bereich der Sprachfrequenzen (300Hz bis 3,4kHz) dominieren Brennkammerlärm (genannt: Combustion noise, engl.) und Aerodynamik des Fans (genannt: Fan noise, engl.). Das Geräusch des Jets ist deutlich niederfrequenter (genannt: Jet noise, engl.).	4
Abbildung 2-1: Realteil, Amplitude und Phasenwinkel einer komplexen Größe.	7
Abbildung 2-2: Unterschiedliche, bei der Verbrennung entstehende Zonen mit den zugehörigen analytischen Näherungsbeziehungen zwischen Dichte, Druck und Wärmefreisetzungsschwankungen.	8
Abbildung 2-3: Aufbau eines Mach-Zehnder Interferometers [15].	9
Abbildung 2-4: PIV-Algorithmus zur Bestimmung der Hintergrundverschiebungen [17]	10
Abbildung 2-5: Chemilumineszenzspektrum einer Methanverbrennung mit Luft [18].	11
Abbildung 2-6: Äquivalenzverhältnis als Funktion des $\text{OH}^*/\text{CH}^*$ -Chemilumineszenzintensitätsverhältnisses [11].	12
Abbildung 3-1: Aufbau des Thermoakustikprüfstandes (B Brenner, TBK Transparente Brennkammer, LV Laservibrometer, LAS He-Ne-Laser, S Spiegel, BZ Bragg-Zelle, ST Strahlteiler, D Detektor, L Linse, T Traversierungseinheit, CCD Charge-Coupled Device, ICCD Intensified Charge-Coupled Device, F-OH $\text{OH}^*$ -Bandpassfilter, KL-(UV) (UV-)Kameralinse, PM Photomultiplier, HM Hintergrundmuster, RR Retroreflektor, SPEK Spektograf).	13
Abbildung 3-2: Versuchsbrenner mit abgehobener drallstabilisierter Methan-Vormischflamme [20].	14
Abbildung 3-3: Brenner mit Quarzglasbrennkammer und aufgesetztem Metallzylinder.	15
Abbildung 4-1: Signalverarbeitung	17
Abbildung 4-2: Lokale Brechungsindexschwankungen durch Abel-Inversion von LOS-Daten [15].	20
Abbildung 4-3: Inverse Radon-Transformation [15]	21
Abbildung 4-4: Laserstrahlverlauf mit zylindrischer Quarzglasbrennkammer	23

Abbildung 4-5: Hintergrundmuster ohne (a) und mit (b) Flamme sowie Vektorplot nach der Doppelbild-Kreuzkorrelation (c). Im roten Kreis ist vergrößert ein Ausschnitt dargestellt. ....	25
Abbildung 4-6: Vektorplot nach der Peak-Validation .....	25
Abbildung 4-7: Vektorplot nach der Range-Validation .....	26
Abbildung 4-8: Vektorplot nach der Mittelung.....	27
Abbildung 4-9: Ursprünglich gemessenes Dichtegradientenfeld in y-Richtung (a) und Gradientenfeld nach der Differentiation in y-Richtung des zuvor integrierten Dichtefeldes (b), zur Validierung der Integration. ....	28
Abbildung 4-10: Lokales Temperaturfeld, welches sich aus dem mittels BOS erhaltenen Dichtefeld ergibt.....	29
Abbildung 4-11: Mittleres OH*-Chemilumineszenzleuchten der Flamme. ....	30
Abbildung 4-12: Charakteristisches Emissionsspektrum der Flamme vor (a) und nach (b) Verarbeitung bzw. Kalibrierung.....	32
Abbildung 5-1: Charakteristischer Vergleich der Betriebspunkte 1 (a), 2 ohne Resonanz (b), 2 mit Resonanz bei 220Hz (d) und 3 (c). Zum besseren Vergleich sind die Betriebspunkte 2 ohne (b) und mit Resonanz (d) untereinander dargestellt. ....	35
Abbildung 5-2: Gemittelte OH*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 1 (a), 2 ohne Resonanz (b), 2 mit Resonanz bei 220Hz (d) und 3 (c). Zum besseren Vergleich ist der Betriebspunkt 2 ohne (b) und mit Resonanz (d) untereinander dargestellt.....	37
Abbildung 5-3: Vergleich von LOS-Daten der OH*-Chemilumineszenz (links) und mittlerer Dichte aus BOS (rechts), dargestellt für Betriebspunkt 2 mit Resonanz (a) und Betriebspunkt 3 (b). Die Position der gläsernen Brennkammerinnenwand liegt bei $y = 57\text{mm}$ .....	39
Abbildung 5-4: Mittels BOS bestimmte, lokale Temperaturverteilung des Betriebspunktes 1 (a), 2 ohne Resonanz (b), 2 mit Resonanz bei 220Hz (d) und 3 (c). Zum besseren Vergleich ist der Betriebspunkt 2 ohne (b) und mit Resonanz (d) untereinander dargestellt. ....	40
Abbildung 5-5: Gemittelte OH*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 1 (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe $x$ im Zentrum der Flamme bei $y=0$ (b) und bei $y=15\text{mm}$ (c). ....	44
Abbildung 5-6: Gemittelte OH*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 2 (ohne Resonator) (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe $x$ im Zentrum der Flamme bei $y=0$ (b) und bei $y=15\text{mm}$ (c). ....	45
Abbildung 5-7: Gemittelte OH*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 2 (mit Resonanz bei 220Hz) (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe $x$ im Zentrum der Flamme bei $y=0$ (b) und bei $y=15\text{mm}$ (c). ....	46
Abbildung 5-8: Gemittelte OH*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 3 (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe $x$ im Zentrum der Flamme bei $y=0$ (b) und bei $y=15\text{mm}$ (c). ....	47
Abbildung 5-9: Lokales Amplitudenfeld unkorrigiert (links) und selbiges mit Korrektur der lokalen mittleren Dichte, des lokalen Isentropenexponenten sowie der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten (rechts), dargestellt für den Betriebspunkt 2 ohne Resonanz (a) und Betriebspunkt 3 (b).....	49
Abbildung 5-10: Amplitude und Phase (relativ zum Sirenentrigger) der globalen	

Wärmefreisetzungsschwankungen für den Betriebspunkt 1 (a), 2 ohne Resonator (b), 2 mit Resonator (c) und 3 (d). Dabei werden die Daten der LIV (mit und ohne Korrekturen) mit jenen der OH*-Chemilumineszenz verglichen. ....	51
Abbildung 5-11: Lokale, von LIV detektierte Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 1, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.....	55
Abbildung 5-12: Lokale, von LIV detektierte Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 2 ohne Resonanz, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.....	56
Abbildung 5-13: Lokale, von LIV detektierte Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 2 mit Resonanz bei 220Hz, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.....	57
Abbildung 5-14: Lokale, von LIV detektierte Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 3, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.....	58
Abbildung 5-15: Vergleich lokaler Wärmefreisetzungsschwankungen in vier äquidistanten Phasen, aufgezeichnet mit LIV (a) und OH*-Chemilumineszenz (b). Stellvertretend für alle Betriebspunkte, in denen analoge Beobachtungen getätigt werden können, ist Betriebspunkt 2 ohne Resonanz dargestellt. ....	59
Abbildung 5-16: Abweichung des Terms $\kappa - 1\kappa$ mit dem lokalen Isentropenexponenten in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses.....	61
Abbildung 5-17: Abweichung der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten $G$ in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses.....	62
Abbildung 5-18: Statistischer Messfehler $\sigma_X$ in Abhängigkeit der unabhängigen Samples $n$ aus der Studentischen t-Verteilung für ein 95%-Konfidenzintervall und einen Turbulenzgrad von 2%.....	65
Abbildung 8-1: Detailausschnitt aus Abbildung 4-4 in Abschnitt 4.1.5 zur Herleitung von Gleichung (4-7). ....	74

---

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 3-1: Betriebspunkte des Brenners .....	16
Tabelle 4-1: IDEA-Parameter .....	22
Tabelle 4-2: Shutterrata der FW-Kamera.....	24
Tabelle 4-3: DaVis-Parameter (Chemilumineszenz) .....	31
Tabelle 4-4: Delay.....	31
Tabelle 4-5: DaVis-Parameter (Spektroskopie) .....	32
Tabelle 5-1: Äquivalenzverhältnis der Betriebspunkte, ermittelt aus den Massenströmen der Zuströmung .....	41
Tabelle 5-2: Vergleich der integralen Schwankungswerte bei 220Hz $Q_{220Hz}$ und derer relativen Fehler $\Delta Q_{rel}$ .....	52
Tabelle 5-3: Mit GasEq ermittelte Größen.....	64
Tabelle 5-4: Statistischer Fehler der Messverfahren.....	66

## Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

### Lateinische Formelzeichen

$a_0$	-	Fourier-Koeffizient
$a_n$	-	Fourier-Koeffizient
$b_n$	-	Fourier-Koeffizient
$C_{fh}$	-	Kreuzkorrelationsfunktion
$c$	m/s	lokale Schallgeschwindigkeit
$d$	m	Verschiebung
$e$	J/kg	spezifische innere Energie
$f$	s <sup>-1</sup>	Frequenz
$f_B$	s <sup>-1</sup>	Bragg-Zellen-Frequenz
$f_D$	s <sup>-1</sup>	Dopplerfrequenz
$G$	m <sup>3</sup> /kg	Gladstone-Dale-Konstante
$I_i$	div	Intensität der Größe i
$k_{vib}$	mm/s/V	Kalibrierfaktor des Laservibrometers
$L$	m	geometrische Weglänge
$n_i$	-	Brechungsindex des Mediums i
$n$	-	unabhängige Einzelwerte
$OWL$	m	optische Weglänge
$p$	Pa	Druck
$Q$	W/m <sup>2</sup>	Wärmestromdichte
$\dot{Q}$	W	totale Wärmefreisetzung
$\dot{q}_v$	W/m <sup>3</sup>	volumetrische Wärmefreisetzung
$R$	m	Radius
$r$	m	Radius
$s$	m	Wandstärke
$T$	K, °C	thermodynamische Temperatur
$Tu$	-	Turbulenzgrad
$t_{n-1,\alpha}$	-	t-Quantil
$t$	s	Zeit
$\mathbf{u}$	m/s	Geschwindigkeitsvektor
$u_i$	m/s	Komponenten des Geschwindigkeitsvektors
$U$	V	elektrische Spannung
$v$	m/s	Geschwindigkeit
$x$	m	kartesische Koordinate
$y$	m	kartesische Koordinate
$z$	m	kartesische Koordinate

### Griechische Formelzeichen

$\phi$	-	Äquivalenzverhältnis
$\kappa$	-	Isentropenexponent
$\lambda$	m	Wellenlänge
$v_i$	-	Molanteil der Komponente i
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\sigma_{\bar{X}}$	-	statistischer Fehler des Mittelwertes
$\sigma_X$	-	statistischer Fehler des Einzelwertes
$\tau$	s	Zeit
$\tau_{ij}$	N/m <sup>2</sup>	viskoser Spannungstensor

## Operatoren und Bezeichnungen

$d$	vollständiges Differential
$\partial$	partiell Differential
$\sum$	Summe
$\int$	unbestimmtes Integral
$\int_a^b$	bestimmtes Integral
$\Delta$	Differenz zweier Größen
$\nabla$	Nabla-Operator
$\cdot$	zeitliche Ableitung
*	konjungiert komplex
*	Faltungsoperator
*	Kreuzkorrelationsoperator

## Weitere Indizes und Abkürzungen

a.u.	Arbitrary units
akt	aktuell
ax	axial
AS	Amplitudenspektrum
B	Brenner
BOS	Background-oriented Schlierenmethode
BP	Betriebspunkt
BZ	Bragg-Zelle
$C_2^*$	$C_2^*$ -Radikal
CCD	Charge-coupled device
$CH_4$	Methan
$CH^*$	$CH^*$ -Radikal
CO	Kohlenmonoxid
$CO_2$	Kohlendioxid
D	Detektor
dB	Dezibel
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
engl.	englisch
EPNdB	Effective perceived noise in decibels
FFT	Schnelle Fourier-Transformation
F-OH	$OH^*$ -Bandpassfilter
FTF	Flammentransferfunktion
FWF	Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung
$H_2$	Wasserstoff
He-Ne	Helium-Neon
Hg(Ar)	Quecksilber(Argon)
HM	Hintergrundmuster
IA	Interrogation area
ICAO	International Civil Aviation Organization
ICCD	Intensified charge-coupled device
IDEA	Interferometric Data Evaluation Algorithms
KL	Kameralinse

---

LAS	Laser
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LDS	Leistungsdichtespektrum
LIV	Laserinterferometrische Vibrometrie
LOS	Line-of-sight
LS	Leistungsspektrum
LV	Laservibrometer
NO <sub>x</sub>	Stickoxide
OH*	OH*-Radikal
O <sub>2</sub>	Sauerstoff
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planare laser-induzierte Fluoreszenz
PM	Photomultiplier
px	Pixel
RMS	Effektivwert
RR	Retroreflektor
S	Samples, Spiegel
SL	Samplelänge
SPEK	Spektograf
SR	Samplerate
ST	Strahlteiler
stö	stöchiometrisch
T	Traversierungseinheit
tan	tangential
TBK	Transparente Brennkammer
uHC	unverbrennte Kohlenwasserstoffe
UV	Ultraviolett
vgl.	vergleiche

## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Benjamin Franz Klammer

Graz, 10.09.2018

## Zusammenfassung

Die Entwicklungen im Bereich thermischer Turbomaschinen stehen vor der Herausforderung, dass zukünftige Technologien nicht nur immer effizienter, sondern auch emissionsärmer, sowohl akustisch als auch schadstofftechnisch, werden sollen. In Turbomaschinen eingesetzte, drallstabilisierte, vorgemischte Magerverbrennungen sind anfällig für thermoakustische Oszillationen. Diese entstehen meist aufgrund einer Kopplung zwischen Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen.

Die Laserinterferometrische Vibrometrie (LIV), herkömmlich zumeist zur Detektion von Oberflächenschwingungen eingesetzt, ist in der Lage, Brechungsindexschwankungen präzise zu erfassen. Diese stehen in direktem Zusammenhang mit Dichteschwankungen und in weiterer Folge Wärmefreisetzungsschwankungen.

In dieser Arbeit wird der Einsatz von LIV zur Bestimmung von Wärmefreisetzungsschwankungen und vor allem die Möglichkeit der Verwendung dieser Technologie in transparenten Brennkammern diskutiert. Dazu wird ein Brenner, der auf der Verbrennung von Methan mittels drallstabilisierter Flamme beruht, ganzheitlich mit optischer Messtechnik, mit und ohne Brennkammer in unterschiedlichen, resonanten und nicht resonanten Betriebspunkten, untersucht. Neben LIV wird dabei zusätzlich Spektroskopie, Background-oriented Schlierenmethode und OH\*-Chemilumineszenz eingesetzt.

Des Weiteren werden die mit LIV detektierten, globalen und lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen mit den Ergebnissen der OH\*-Chemilumineszenz verglichen und etwaige Probleme derer aufgezeigt. Abschließend wird auf mögliche Fehler, die bei den getätigten Messungen auftreten können, Bezug genommen.

## Abstract

The developments in the field of thermal turbomachinery are faced with the challenge that future technologies should not only become more efficient, but also lower in emissions, both acoustically and with regard to pollutants. The swirl-stabilized, lean-premixed combustion systems used in turbomachinery, are susceptible to thermoacoustic oscillations, which usually arise due to a coupling between pressure fluctuations and heat release fluctuations.

Laser interferometric vibrometry (LIV), commonly used to detect surface vibrations, is capable of precisely detecting refractive index fluctuations, which are directly related to density fluctuations and subsequently heat release fluctuations.

This thesis discusses the use of LIV to determine heat release fluctuations and in particular the possibility of using this technology in transparent combustion chambers. For this purpose a burner, which is based on the combustion of methane by a swirl-stabilized flame, is examined holistically with optical measuring technology, within and without a confinement in different resonant and non-resonant operating points. In addition to LIV, a spectroscopy, the background-oriented schlieren method and OH\* chemiluminescence measurements are used.

Furthermore, global and local heat release fluctuations detected by LIV are compared to the results of OH\* chemiluminescence, whose problems are also shown. Finally, possible errors, which may occur during the measurements, are discussed.

# 1 Einleitung

Wohlstand und Entwicklung der westlichen Welt beruhen zu einem Großteil auf dem Zugang zu permanent verfügbarer elektrischer Energie. Gasturbinen spielen dabei seit ihren ersten industriellen Anwendungen 1939 eine zentrale Rolle. Heute wird die Gasturbine in den unterschiedlichsten Bereichen eingesetzt, von der Stromerzeugung bis hin zur Luftfahrt [1].

## 1.1 Motivation und Zielsetzung

Die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen in einer Gasturbine wandelt aber nicht nur chemische in thermische Energie um, sondern es entstehen auch unerwünschte Emissionen wie Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ), Stickoxide ( $\text{NO}_x$ ), Kohlenmonoxid (CO), unverbrannte Kohlenwasserstoffe (uHC) und Ruß. In der heutigen Gesellschaft gewinnt der Umweltschutz zunehmend an Bedeutung, weshalb stetig steigende technologische Anforderungen bezüglich Effizienz und Emissionsverhalten die Folge sind. Effiziente, schadstoffarme Verbrennungen sind jedoch anfällig für Instabilitäten [2].

Das Ziel des FWF-Projektes I2544-N30 (Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung) ist die Entwicklung und Anwendung eines Vollbildinterferometers zur Erfassung von solchen Verbrennungsinstabilitäten, basierend auf einer Hochgeschwindigkeitskamera verbunden mit schneller, optischer und elektronischer Datenverarbeitung. Für die Verifizierung der Ergebnisse dieser Entwicklungen sind genau vermessene Flammzustände erforderlich. Diese Referenzmessungen mittels Spektroskopie, Einpunkt-Laservibrometer, Background-oriented Schlierenmethode und Flammeneigenleuchten (Chemilumineszenz) sind Aufgabenstellung dieser Arbeit.

## 1.2 Problematiken bei der Verbrennung in Gasturbinen

Effizienz und Emissionsverhalten stehen in direktem Konflikt zueinander. Mit höheren Verbrennungstemperaturen steigt nicht nur der Wirkungsgrad, sondern auch die Emission von  $\text{NO}_x$ . Bei unvollständiger Verbrennung entstehen CO, uHC und Ruß. Diese Zusammenhänge in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  sind in Abbildung 1-1 dargestellt.

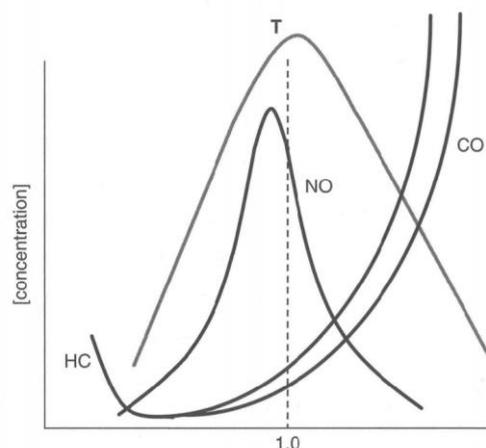


Abbildung 1-1: Emissionen und Temperatur einer Kohlenwasserstoffverbrennung in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses [3].

Das Äquivalenzverhältnis setzt das aktuelle Luft- zu Brennstoffverhältnis zum stöchiometrischen in Relation (Gleichung (1-1)).

$$\phi = \frac{\text{Luft/Brennstoff}_{\text{akt}}}{\text{Luft/Brennstoff}_{\text{stö}}} \quad (1-1)$$

$\phi=1$  entspricht dabei einer stöchiometrischen und  $\phi<1$  einer mageren Verbrennung.

Der Trend geht in Richtung drallstabilisierter, vorgemischter Magerverbrennung. Dabei wird dem Brennstoff Luft zugeführt, bevor er in die Brennkammer eintritt. Zusätzlich wird das Brennstoff-Luft-Gemisch vor Brennkammereintritt verwirbelt, wodurch sich in der Flamme ein Drall ausbildet, welcher die Flammenfront auseinanderzieht. Die sich dadurch formende Rezirkulationszone führt heißes Abgas zurück in Richtung Brenner und zündet den frischen Brennstoff. Diese Art von Flamme ist abgehoben (Abbildung 1-2).

Durch den erhöhten Inertgasanteil wird die Flammentemperatur und damit die Produktion von  $\text{NO}_x$  reduziert [4]. Zudem ist die Verbrennung effizienter, die Flamme neigt jedoch bei einer solchen mageren Verbrennung zu Instabilitäten [2]. Diese können bei bestimmten Betriebszuständen verstärkt werden (Abbildung 1-3).

Infolge der Magerverbrennung und des einhergehenden erhöhten Luftbedarfs des Brenners, steht in der Brennkammer weniger Kühlluft zur Verfügung, was in geringerer akustischer Dämpfung resultiert [5]. Eine Brennkammerkonstellation aus hoch instationärem Verbrennungsprozess, gepaart mit geringer akustischer Dämpfung in der Brennkammer, ist anfällig für thermoakustische Oszillationen [6].

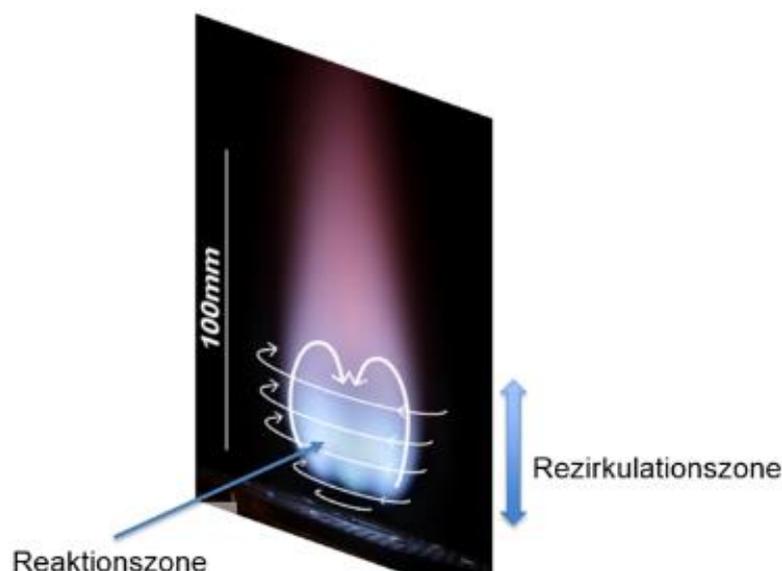


Abbildung 1-2: Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten drallstabilisierten Flamme. Diese wird mit einem Methan-Luft-Gemisch gefeuert. Deutlich ist die Reaktionszone durch das Leuchten des  $\text{CH}^*$ -Radikals (blau) zu sehen, welches sich während der chemischen Reaktion bildet. Die „M-Form“ der Flamme entsteht durch die Rezirkulation der Strömung.

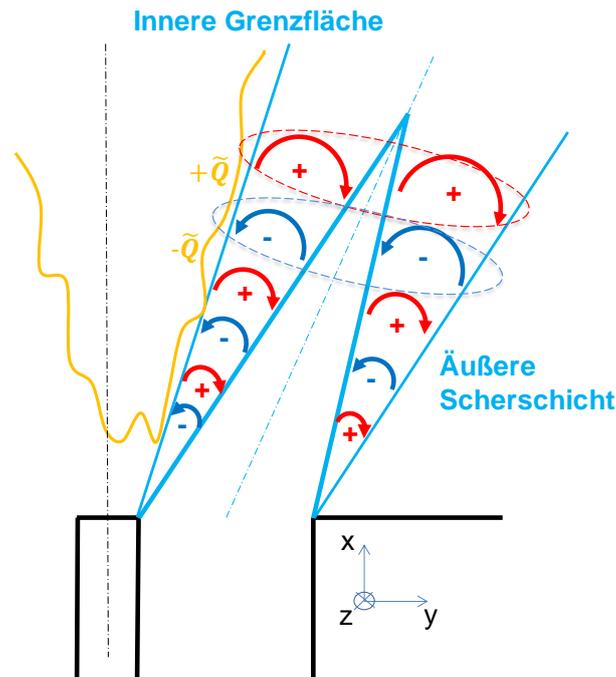


Abbildung 1-3: Wirbel der rechten Seite der Flammenströmung (rechte Seite der „M-Form“). Gegen den Uhrzeigersinn drehende Wirbel (blau) und im Uhrzeigersinn drehende (rot) reißen die Flammenfront auf und erhöhen die lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen bzw. drücken die Flammenfront zusammen und verringern die Wärmefreisetzungsschwankungen an der inneren Grenzfläche. Bei bestimmten Strömungszuständen wird der Effekt durch den Wirbel an der äußeren Scherschicht verstärkt, die Wirbel überlagern sich und die Wärmefreisetzungsschwankungen erreichen ein Maximum.

Bereits 1878 lieferte Rayleigh mit dem nach ihm benannten Rayleigh-Kriterium eine Erklärung für die Entstehung von Brennkammerinstabilitäten. Er stellte fest, dass es zur Anregung akustischer Schwingungen kommt, wenn zeitgleich zu erhöhten Drücken auch erhöhte Wärmefreisetzen auftreten. [7]

Da solche thermoakustischen Oszillationen hohe Amplituden erreichen können, sind sie durchaus in der Lage, Teile thermischer Turbomaschinen zu zerstören (Abbildung 1-4)



Abbildung 1-4: Schaden infolge thermoakustischer Oszillationen [8].

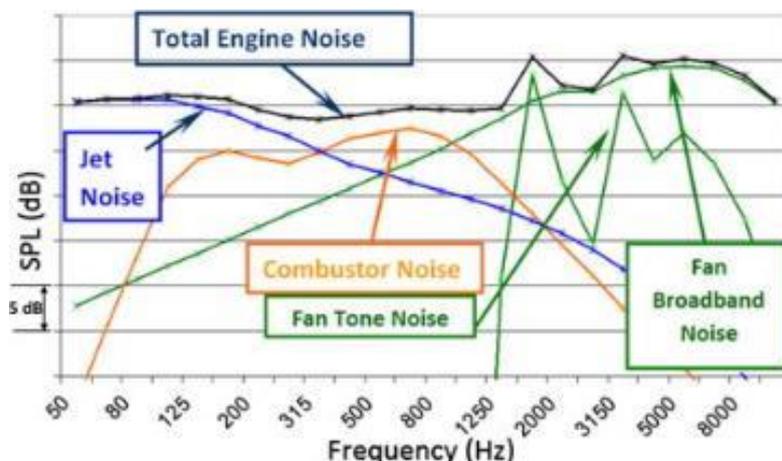


Abbildung 1-5: Quellen von Fluglärmmissionen [6]. Im Bereich der Sprachfrequenzen (300Hz bis 3,4kHz) dominieren Brennkammerlärm (genannt: Combustion noise, engl.) und Aerodynamik des Fans (genannt: Fan noise, engl.). Das Geräusch des Jets ist deutlich niederfrequenter (genannt: Jet noise, engl.).

Des Weiteren führen thermoakustische Oszillationen zu einem erhöhten Lärmpegel, was besonders in der Luftfahrt bedeutsam ist (Abbildung 1-5). Die Internationale Zivilluftfahrtorganisation (ICAO) definiert Grenzwerte für Fluglärmmissionen. Auf seiner neunten Tagung hat der ICAO-Ausschuss für den Umweltschutz in der Luftfahrt einen neuen Standard für Fluglärmzertifizierung, eine Reduktion um weitere 7EPNdB (genannt: Effective perceived noise in decibels, engl.) gegenüber der bisherigen Verordnung als aggressiven Schritt vorwärts bei der Bekämpfung von Lärm, festgesetzt [9].

Um Verbrennungsinstabilitäten und dementsprechende thermoakustische Oszillationen unterdrücken zu können, ist die Kenntnis der zugrundeliegenden Mechanismen notwendig, weshalb dieses Themengebiet Gegenstand intensiver Forschung ist.

Deshalb wird im Zuge des FWF-Projektes I2544-N30, durchgeführt am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der Technischen Universität Graz, ein Brenner untersucht, der auf der Verbrennung von Methan mittels drallstabilisierter Flamme beruht. Man ist an der quantitativen Bestimmung von lokalen ( $\tilde{q}$ ) und globalen ( $\tilde{Q}$ ) Wärmefreisetzungsschwankungen mit optischer Messtechnik, speziell Laserinterferometrischer Vibrometrie (LIV), interessiert.

Um einen Brenner zu charakterisieren, kann dessen Flammentransferfunktion (FTF) bestimmt werden. Diese ist in Gleichung (1-2) definiert.

$$FTF(f) = \frac{\tilde{Q}(f)}{\tilde{v}(f)} \quad (1-2)$$

Die Flammentransferfunktion setzt die in die Flamme eingehenden relativen Schwankungen bei einer Frequenz  $f$  - hier der Geschwindigkeit  $v$  - mit den ausgehenden, relativen Schwankungen der globalen Wärmefreisetzung  $\tilde{Q}$  in Beziehung. Bei einem Wert der FTF > 1 spricht man von Resonanz.

Geschwindigkeitsschwankungen am Brenneraustritt  $\tilde{v}$  und mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  lassen sich mit Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) oder Particle Image Velocimetry (PIV) bestimmen. Die mittlere Wärmefreisetzung  $\bar{Q}$  steht in direktem Zusammenhang mit  $\bar{v}$  bzw. dem Massenstrom.

Die Bestimmung der integralen Wärmefreisetzungsschwankungen  $\tilde{Q}$  erfolgt üblicherweise durch Chemilumineszenz von  $\text{CH}^*$ - bzw.  $\text{OH}^*$ -Radikalen, oder planarer laser-induzierter Fluoreszenz (PLIF). Besonders Chemilumineszenz gilt dabei als probates Mittel zur Ermittlung globaler Werte [10]. Lokal aufgelöste Chemilumineszenzdaten sind mit Vorsicht zu betrachten, da Scherspannungen die lokale Emission der Radikale beeinflussen [11].

LIV hingegen ist eine geeignete Methode zur Bestimmung von integralen und lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen und damit eine ernstzunehmende Alternative zu Chemilumineszenz [12]. Um lokale Daten mittels Laservibrometer zu ermitteln, ist es notwendig, den gesamten Bereich der Flamme zu scannen. Dies führt bei hoher Auflösung zu entsprechend langen Messzeiten in der Größenordnung von einigen Stunden. Um solche zeitaufwändigen Maßnahmen einzusparen, ist das Ziel einer Forschungskooperation mit der Technischen Universität Dresden (DFG CZ 55/33-1), die Entwicklung eines kamerabasierten Vollbild-LIV-Systems, welches in der Lage sein soll, die gesamte Flamme mit einer einzigen Messung lokal aufgelöst zu erfassen. Eine FTF kann damit innerhalb von Sekunden bestimmt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Modellflamme des bestehenden Brenners ganzheitlich mit berührungsloser optischer Messtechnik experimentell zu charakterisieren. Dabei wird der Brenner mit bzw. ohne Brennkammer betrieben und zusätzlich eine gestufte Fett-/Magerverbrennung untersucht. Mit den gewonnenen Daten und der Erstellung entsprechender Auswertemethoden soll es möglich sein, qualitative Aussagen über den Einsatz von LIV bei der Messung in optisch transparenten Brennkammern zu treffen, mögliche Fehlerquellen aufzuzeigen, zu diskutieren und im Idealfall einen Input für den Einsatz derer in der Verbrennungsdiagnostik zu geben.

## 2 Grundlagen

Kapitel 2 beleuchtet den theoretischen Hintergrund zwischen den vom LIV-System gemessenen Dichteschwankungen und den Schwankungen in der Wärmefreisetzung und liefert damit die Begründung für die eingesetzten Messverfahren

### 2.1 Energiegleichung zur Kopplung von Dichte und Wärmefreisetzung

Die Interferometrie detektiert lokale Dichte und deren Schwankungen. Der Zusammenhang zwischen Dichte, Druck und Wärmefreisetzungsschwankungen kann mit Hilfe der Gesetze der Thermodynamik für eine drallstabilisierte, mit einem Methan-Luft-Gemisch gefeuerte Flamme analytisch hergeleitet werden. Bei dieser Herleitung folgt der Autor den Lehrbüchern von Crighton et al. [13] und Williams [14] und beginnt mit der Beziehung für die innere Energie  $e$  (Gleichung (2-1)):

$$\rho \frac{de}{dt} = -\nabla \mathbf{Q} - p \nabla \mathbf{u} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2-1)$$

$\rho$  ist hierbei die Dichte,  $t$  die Zeit,  $\mathbf{Q}$  die Wärmestromdichte,  $\mathbf{u}$  der Geschwindigkeitsvektor mit seinen Komponenten  $u_i$ ,  $p$  der Druck und  $\tau_{ij}$  der viskose Spannungstensor. Die zeitliche Änderung der inneren Energie bezogen auf die Einheitsmasse ist somit gleich dem Wärmeeintrag, dem Eintrag an Arbeit und den Verlusten durch Reibung (Dissipation).

Nach mehreren Umformungen, die im Anhang zu finden sind, ergibt sich Gleichung (2-2).

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} - \frac{\kappa - 1}{c^2} \left\{ \frac{dq_v}{dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \nabla \mathbf{Q} \right\} \quad (2-2)$$

$q_v$  bezeichnet die volumetrische Wärmefreisetzung durch den Brennstoff,  $\frac{dq_v}{dt}$  die Wärmefreisetzungsrates,  $c$  die lokale Schallgeschwindigkeit und  $\kappa$  den Isentropenexponenten. Diese Beziehung ergibt sich unter der Annahme, dass sich die molaren Massen bei der Verbrennung nur gering ändern, was bei Kohlenwasserstoffverbrennungen immer der Fall ist, ausgenommen der Verbrennung mit reinem Sauerstoff (Oxyfuel-Verfahren). Wird weiters angenommen, dass die abgegebene Wärmestrahlung, die Wärmeleitung in die Brennkammerwände und die Reibung zu vernachlässigen sind, ergibt sich mit Gleichung (2-3):

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} - \frac{(\kappa - 1)\rho}{\kappa p} \frac{dq_v}{dt} \quad (2-3)$$

Des Weiteren führt der Autor die Definition der phasengemittelten Größen  $\langle \Psi \rangle_{f,x,y} = \bar{\Psi}_{f,x,y} + \tilde{\Psi}_{f,x,y} \cos(\varphi_{x,y})$  ein, mit der Frequenz  $f$  und der Position in der Bildebene  $(x,y)$ . Der Wert  $\tilde{\Psi}_{f,x,y}$  ist die alternierende Amplitude, die sich aus einer Spektralanalyse (Fourier-Analyse) bei der Frequenz  $f$  ergibt, gemeinsam mit der lokalen Phase  $\varphi_{x,y}$  (z.B. die Phasenlage in Bezug auf eine akustische Anregung mittels Sirene). Zum besseren Verständnis dieser Zusammenhänge dient Abbildung 2-1.

Der mittlere Zustand einer Größe wird mit  $\bar{\Psi}_{f,x,y}$  bezeichnet. Da die Schwankungen des Mittelwertes null und die Gradienten dessen klein gegenüber jenen der Fluktuationen sind, erhält man:

$$\frac{d\tilde{p}}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{d\tilde{p}}{dt} - \frac{(\kappa-1)\rho d\tilde{q}_v}{\kappa p} \frac{d\tilde{q}_v}{dt} \quad (2-4)$$

Aus Gleichung (2-4) ist somit ersichtlich, dass Dichteschwankungen das Resultat von Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen sind. Betrachtet man nun die bei der Verbrennung entstehenden Zonen (Abbildung 2-2), erkennt man, dass dort unterschiedliche physikalische Vorgänge stattfinden und dementsprechende Vereinfachungen getroffen werden können.

Da in der Konvektionszone über der Flamme zwar keine chemische Reaktion mehr stattfindet, jedoch ein Wärmetransport infolge von Konvektion erfolgt, ist dementsprechend der Beitrag der Druckschwankungen zu berücksichtigen und es gilt Gleichung (2-4).

Bei einem dem Verbrennungslärm zugrundeliegenden angenommenen Schalldruckpegel von 100dB in der Flamme, sind Druckschwankungen in der Reaktionszone innerhalb der Flamme gegenüber Wärmefreisetzungsschwankungen um vier Größenordnungen kleiner und können somit, solange keine hohen Druckamplituden infolge thermoakustischer Resonanz in der Brennkammer auftreten, vernachlässigt werden. Gleichung (2-4) reduziert sich auf Gleichung (2-5).

$$\left. \frac{d\tilde{p}}{dt} \right|_{\tilde{p} \ll \tilde{q}_v} = - \frac{(\kappa-1)\rho d\tilde{q}_v}{\kappa p} \frac{d\tilde{q}_v}{dt} \quad (2-5)$$

Im Schallfeld neben der Flamme, wo weder Reaktion noch Konvektion auftritt, sind Dichteschwankungen rein die Folge von Schallwellen. Gleichung (2-4) reduziert sich auf Gleichung (2-6).

$$\left. \frac{d\tilde{p}}{dt} \right|_T = \frac{1}{c^2} \frac{d\tilde{p}}{dt} \quad (2-6)$$

Betrachtet man die Gleichungen (2-3) bis (2-5), so erkennt man, dass neben den lokalen Dichteschwankungen auch die lokale mittlere Dichte und der lokale Isentropenexponent zu bestimmen sind, wobei letzterer neben der Temperatur (Dichte) auch von der molekularen Zusammensetzung des Verbrennungsgases und des Rauchgases abhängt. Diese Größen müssen mit unterschiedlichen Messverfahren bestimmt werden.

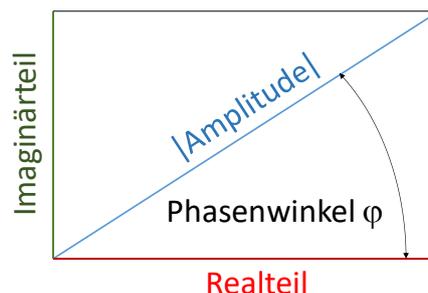


Abbildung 2-1: Realteil, Amplitude und Phasenwinkel einer komplexen Größe.

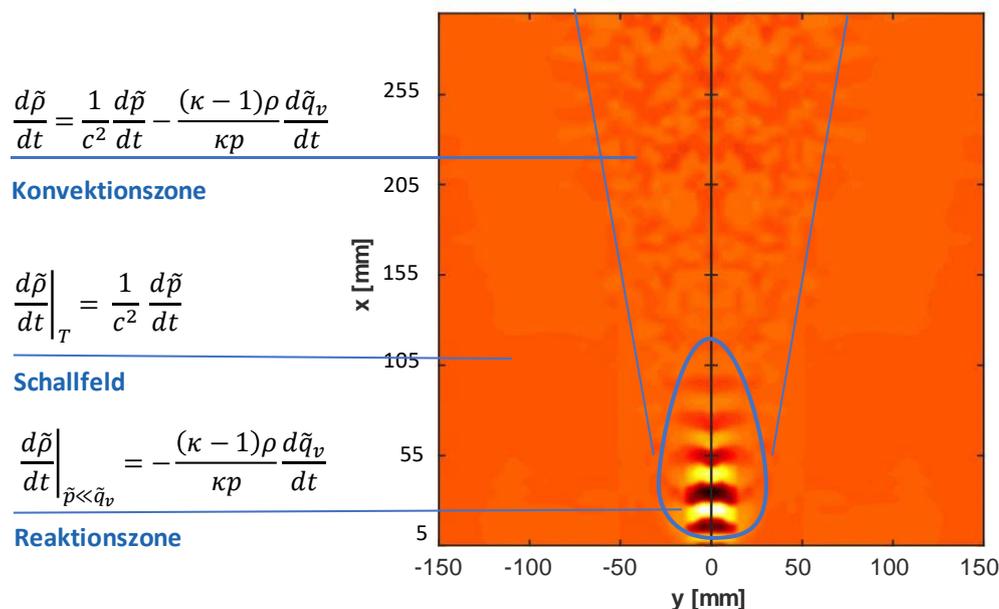


Abbildung 2-2: Unterschiedliche, bei der Verbrennung entstehende Zonen mit den zugehörigen analytischen Näherungsbeziehungen zwischen Dichte, Druck und Wärmefreisetzungsschwankungen.

## 2.2 Laserinterferometrische Vibrometrie (LIV)

In dieser Arbeit werden Laservibrometer zur Bestimmung der vorher beschriebenen Dichteschwankungen eingesetzt. Die gemessenen Werte sind dabei als räumliche Integrale entlang des Laserstrahls zu interpretieren [15]. Diese integralen Daten werden als Line-of-sight-Daten (genannt: LOS, engl.) bezeichnet.

Wie alle interferometrischen Verfahren, bestimmt auch die LIV den Laufzeitunterschied des Lichtes zwischen einem Objekt- und einem geräteinternen Referenzstrahl. Es wird damit der über den Lichtweg gemittelte Brechungsindex bestimmt.

Die optische Weglänge  $OWL$  ist definiert als Produkt aus Brechungsindex  $n$  und geometrischer Weglänge  $L$  (Gleichung(2-7)).

$$OWL = nL \quad (2-7)$$

Ändert sich nun der Brechnungsindex  $n$  aufgrund einer vorliegenden Dichteverteilung, kann für die Betrachtung entlang der Strahlachse in eine Raumrichtung  $z$  in kartesischen Koordinaten Gleichung (2-8) formuliert werden.

$$OWL(t) = \int n(x, y, z, t) dz \quad (2-8)$$

Für die Zeitableitung der optischen Weglänge folgt (Gleichung (2-9)):

$$\frac{dOWL(t)}{dt} = L \frac{dn(x, y, z, t)}{dt} + n(x, y, z, t) \frac{dL}{dt} \quad (2-9)$$

Bleibt der geometrische Weg konstant, reduziert sich obiger Zusammenhang auf Gleichung (2-10).

$$\frac{dOWL(t)}{dt} = L \frac{dn(x, y, z, t)}{dt} \quad (2-10)$$

Die Dichte eines Gases kann über die Gladstone-Dale-Konstante  $G(\lambda, \nu_i)$  in direkten Zusammenhang mit dem Brechungsindex gebracht werden (Gleichung (2-11)).

$$n(x, y, z, t) - 1 = G(\nu, n_{spec})\rho(x, y, z, t) \quad (2-11)$$

Die Gladstone-Dale-Konstante hängt dabei nicht von Druck und Temperatur ab, sondern von den lokalen Molanteilen  $\nu_i$  und aufgrund von Dispersion auch von der Wellenlänge  $\lambda$  des Laserlichtes. Analog dem Isentropenexponenten, wird auch für die Gladstone-Dale-Konstante die Zusammensetzung des Gases benötigt.

Laservibrometer nutzen nun das Prinzip eines Mach-Zehnder-Interferometers und überlagern einen Objektstrahl mit einem mittels akusto-optischem Modulator (Bragg-Zelle) konstant frequenzverschobenen Referenzstrahl (Abbildung 2-3). Diese Überlagerung führt zu einer Schwebungsfrequenz  $f_B$ , welche als Trägerfrequenz dient. Am Ausgang des Laservibrometers schwankt die Intensität  $I(t)$  periodisch mit der Trägerfrequenz, wobei  $I_0$  die Intensität am Laseraustritt bezeichnet (Gleichung (2-12)).

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\pi f_B t)] \quad (2-12)$$

Ändert sich die Dichte im Objektstrahl, kommt es zu einer Modulation dieser Trägerfrequenz. Diese Frequenzmodulation kann durch die Dopplerfrequenz  $f_D$  ausgedrückt werden. Gleichung (2-12) ändert sich zu Gleichung (2-13).

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\pi(f_B \pm f_D)t)] \quad (2-13)$$

Berücksichtigt man, dass der Laserstrahl die Dichtefluktuations zweimal passiert und fasst alle obigen Beziehungen zusammen, beinhaltet die Frequenzmodulation  $\pm f_D$  nun die Information über die Änderung der optischen Weglänge und damit der Dichte (Gleichung (2-14)).

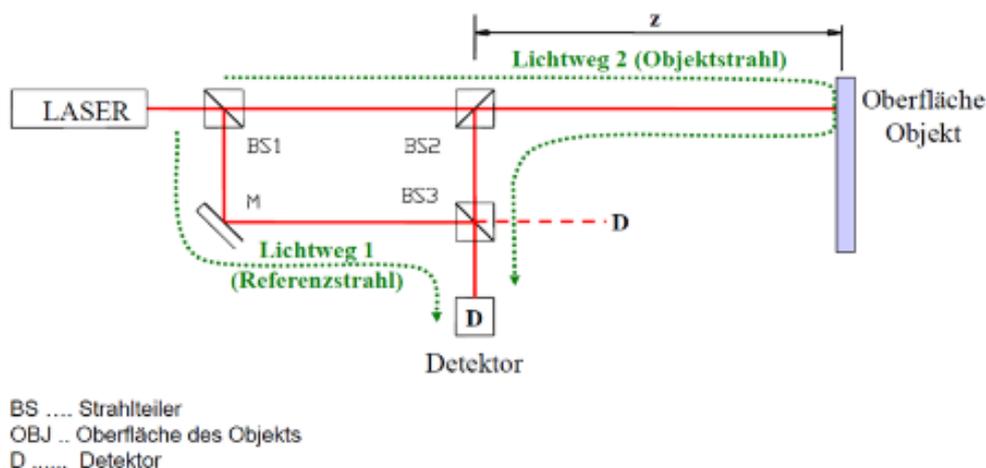


Abbildung 2-3: Aufbau eines Mach-Zehnder Interferometers [15].

$$f_D = \frac{2}{\lambda} \frac{dOWL(t)}{dt} = \frac{2}{\lambda} \int \frac{dn(x, y, z, t)}{dt} dz = \frac{2}{\lambda} G(\lambda, \nu_i) \int \frac{d\rho(x, y, z, t)}{dt} dz \quad (2-14)$$

### 2.3 Background-oriented Schlierenmethode (genannt: BOS, engl.)

Schreibt man nun Gleichung (2-5) für die Reaktionszone in der Flamme sowohl mit Mittel- als auch Schwankungswert der Dichte an und vernachlässigt gegenüber dem Umgebungsdruck bzw. Brennkammerdruck  $\bar{p}$  kleine Druckschwankungen  $p'$ , erhält man:

$$\left. \frac{1}{\bar{\rho} + \tilde{\rho}} \frac{d\tilde{\rho}}{dt} \right|_{\tilde{p} \ll \tilde{q}_v} = - \frac{\kappa - 1}{\kappa \bar{p}} \frac{d\tilde{q}_v}{dt} \quad (2-15)$$

Aus Gleichung (2-15) ist somit ersichtlich, dass zusätzlich zu der mittels Laservibrometer ermittelten Dichteänderung  $\tilde{\rho}$ , auch die lokale mittlere Dichte  $\bar{\rho}$  erfasst werden muss. Des Weiteren ist die Kenntnis der lokalen Temperatur Voraussetzung, um den lokalen Isentropenexponenten  $\kappa$  bestimmen zu können. Zur Quantifizierung dieser Werte wird BOS eingesetzt.

Dabei wird ein Hintergrund mit kleinen, unregelmäßig verteilten Punkten durch die Dichtegradienten hindurch mit einer CCD-Kamera fotografiert. Das Licht wird an diesen Dichtegradienten gebrochen und das Hintergrundmuster verzerrt. Der Zusammenhang zwischen Brechung und Dichte über die Gladstone-Dale-Konstante, ist bereits aus Gleichung (2-11) bekannt.

Äquivalent der PIV kann durch die Kreuzkorrelation (Abschnitt 4.1.2) einer solchen Aufnahme mit einer Referenzaufnahme ohne die zu bestimmenden Dichtegradienten, auf die lokalen Verschiebungsvektoren (Abbildung 2-4) und somit die Größe der Gradienten geschlossen werden. [16]

Durch Kenntnis eines Referenzdruckes und einer -temperatur sowie einer entsprechenden Überlagerung des zweidimensionalen Gradientenfeldes, erhält man quantitative Werte für die lokale Dichte und Temperatur.

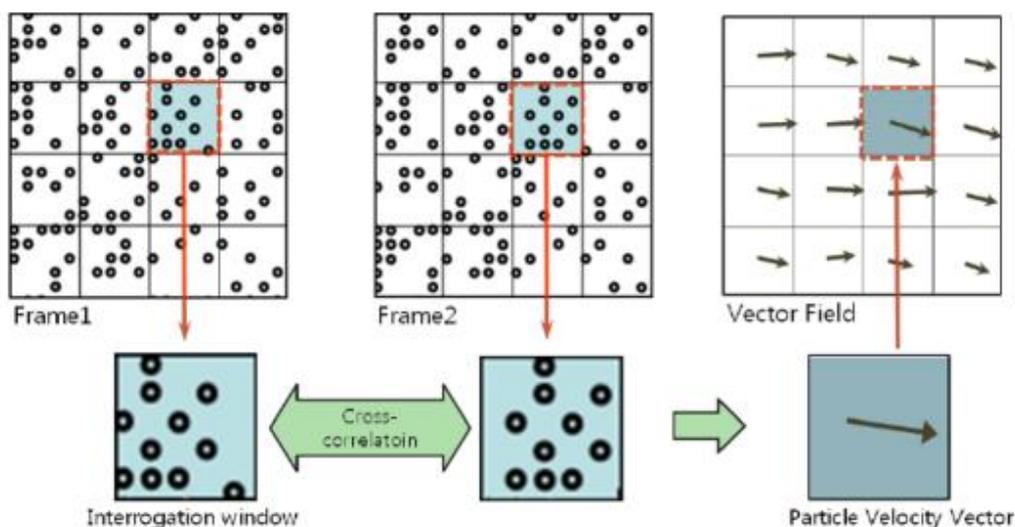


Abbildung 2-4: PIV-Algorithmus zur Bestimmung der Hintergrundverschiebungen [17].

## 2.4 Chemilumineszenz

Die der Verbrennung zugrundeliegende Reaktion von Kohlenwasserstoffen mit Sauerstoff ist in höchstem Maße exotherm. Der Großteil der Energiefreisetzung erfolgt in Form von Wärme und erhöht die Temperatur der Verbrennungsprodukte, ein kleiner Teil wird jedoch in Form von Wärmestrahlung innerhalb eines charakteristischen Spektrums abgegeben. Während  $\text{CO}_2^*$ -Emissionen über den gesamten sichtbaren Spektralbereich abgegeben werden, sind vor allem kurzlebige Zwischenprodukte wie  $\text{OH}^*$ -,  $\text{CH}^*$ - oder  $\text{C}_2^*$ -Radikale durch das Emittieren von Licht bei bestimmten Frequenzen im ultravioletten und sichtbaren Bereich gekennzeichnet (Abbildung 2-5).

Es besteht ein Zusammenhang zwischen der Lichtemission der Radikale (z.B.  $\text{OH}^*$ ) durch Chemilumineszenz und der frei werdenden Energie, welcher in vielen Fällen zur Bestimmung der Wärmefreisetzung in turbulenten Flammen genutzt wird. Globale Wärmefreisetzungen sind dabei direkt proportional zu globalen Intensitäten der Chemilumineszenz, gemittelt über das gesamte Flammenleuchten in dem entsprechenden Frequenzband des  $\text{OH}^*$ -Radikals.

Hohe Scherspannungen beeinflussen durch Änderung der Reaktionskinetik die Produktion von  $\text{OH}^*$  räumlich. Da Turbulenzgrad und Scherspannungen infolge von Geschwindigkeitsgradienten, welche die Flammenfront verzerren, innerhalb der Flamme stark schwanken, gilt dieser Zusammenhang zwischen Chemilumineszenz und Wärmefreisetzungsschwankung zur Bestimmung lokaler Wärmefreisetzungsraten nicht. Ein weiterer Nachteil ist dadurch gegeben, dass bei stöchiometrischen und mageren Verbrennungen der Kohlenstoff vermehrt jenen Reaktionspfad einschlägt, bei dem  $\text{CO}_2^*$  entsteht und die Chemilumineszenzintensität der  $\text{OH}^*$ -,  $\text{CH}^*$ - und  $\text{C}_2^*$ -Radikale abnimmt. [11]

Lauer [11] hält weiters fest, dass für eine Bestimmung globaler Chemilumineszenzwerte und damit globaler Wärmefreisetzungen, ein einfacher Messaufbau mit Photomultiplier oder bildverstärkter Kamera (ICCD-Kamera) inklusive Bandbreitenfilterung um die  $\text{OH}^*$ -Emission, zur gesamten Erfassung des Flammenleuchtens ausreicht. Eine solche zeitlich gemittelte  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzmessung wird im Zuge dieser Arbeit eingesetzt, um die mittels Laservibrometer gemessenen integralen Schwankungen der Wärmefreisetzung validieren zu können. Da sich die  $\text{CH}^*$ -Radikale in der Flammenfront bilden, kann diese Methode auch zur Visualisierung der Flamme herangezogen werden.

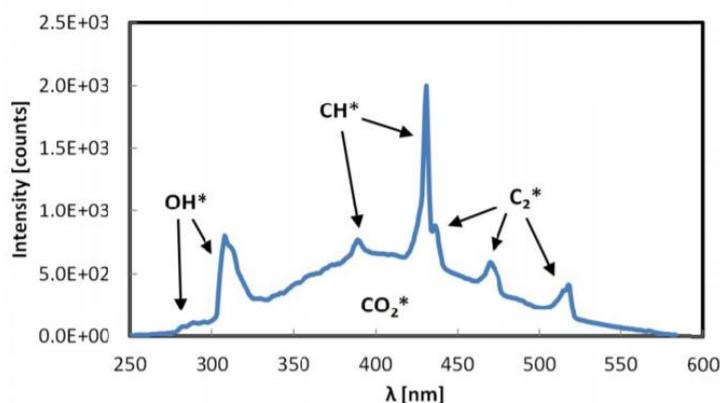


Abbildung 2-5: Chemilumineszenzspektrum einer Methanverbrennung mit Luft [18].

## 2.5 Spektroskopie

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt, emittieren die bei der Verbrennung entstehenden Radikale elektromagnetische Wellen bei bestimmten Wellenlängen. Diese sind für  $\text{OH}^*$  310nm, für  $\text{CH}^*$  430nm und für  $\text{C}_2^*$  520nm. Für Magerverbrennungen mit einem Äquivalenzverhältnis kleiner eins, sind aufgrund des Sauerstoffüberschusses hauptsächlich Emissionen von  $\text{OH}^*$ -Radikalen charakteristisch, während bei einer unvollständigen Verbrennung mit einem Äquivalenzverhältnis größer eins und entsprechendem Sauerstoffmangel, dominant  $\text{C}_2^*$  und  $\text{CH}^*$  entstehen. Durch Kenntnis eines solchen aufgezeichneten Spektrums, kann eine Aussage über die Charakteristik der Verbrennung getroffen werden.

Das Verhältnis von  $\text{OH}^*$  zu  $\text{CH}^*$  ist somit eine Funktion des Äquivalenzverhältnisses (Abbildung 2-6) und unabhängig von den in der Flamme auftretenden Scherspannungen, obwohl diese die jeweiligen Einzelintensitäten dieser beiden Radikale beeinflussen [19].

Diese Abhängigkeit und die Tatsache, dass der äquivalenzverhältnisabhängige Quotient aus  $\text{OH}^*$ - und  $\text{CH}^*$ -Intensitäten aus Spektrografenmessungen gewonnen werden kann, zeigt Lauer [11] in Abbildung 2-6.

Somit kann durch lokale Spektralanalysen der Flamme mithilfe eines Spektrografen und angekoppelter bildverstärkter Kamera, dem damit bestimmten Verhältnis der Intensitäten von  $\text{OH}^*$  zu  $\text{CH}^*$  auf lokale Äquivalenzverhältnisse und in weiterer Folge auf lokale Gladstone-Dale-Konstanten und Isentropenexponenten geschlossen werden, welche notwendig sind, um jene Größen in Abschnitt 2.2 zu bestimmen, mithilfe derer die lokalen und globalen Wärmefreisetzungsschwankungen bestimmt werden können.

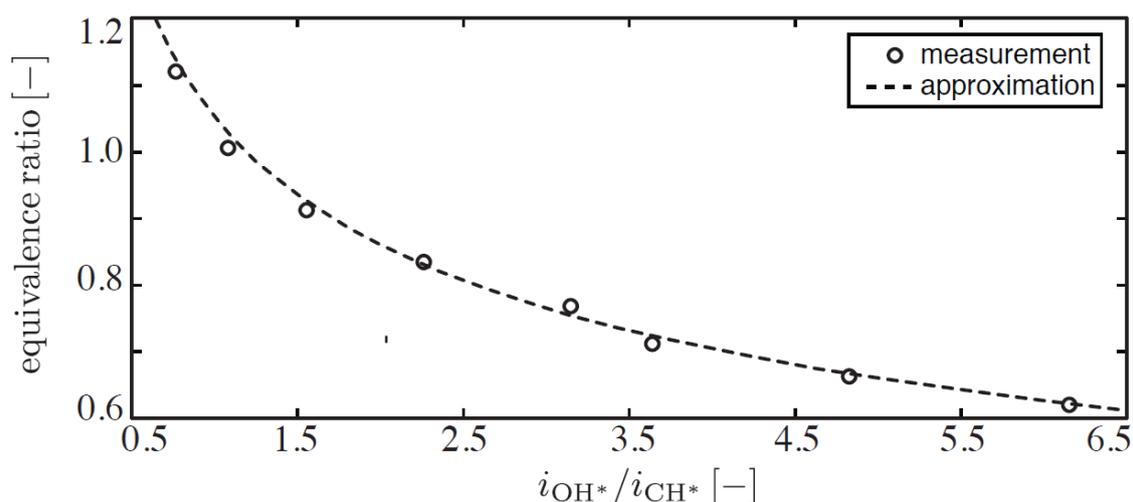


Abbildung 2-6: Äquivalenzverhältnis als Funktion des  $\text{OH}^*/\text{CH}^*$ -Chemilumineszenzintensitätsverhältnisses [11].

### 3 Versuchsaufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau für die jeweiligen Versuche und die verwendete Hardware im Detail erklärt.

Abbildung 3-1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Thermoakustikprüfstandes. Dieser befindet sich im Keller des Instituts und ist durch die direkte Verbindung zum Grund resistent gegenüber Gebäudeschwingungen. Der Prüfstand ist mit 3x3x2,5m bemessen und von geräuschkämpfenden, feuerfesten, lichtundurchlässigen Vorhängen umgeben. An der Decke befinden sich geräuschkämpfende Paneele und eine Absaugung für die Verbrennungsabgase.

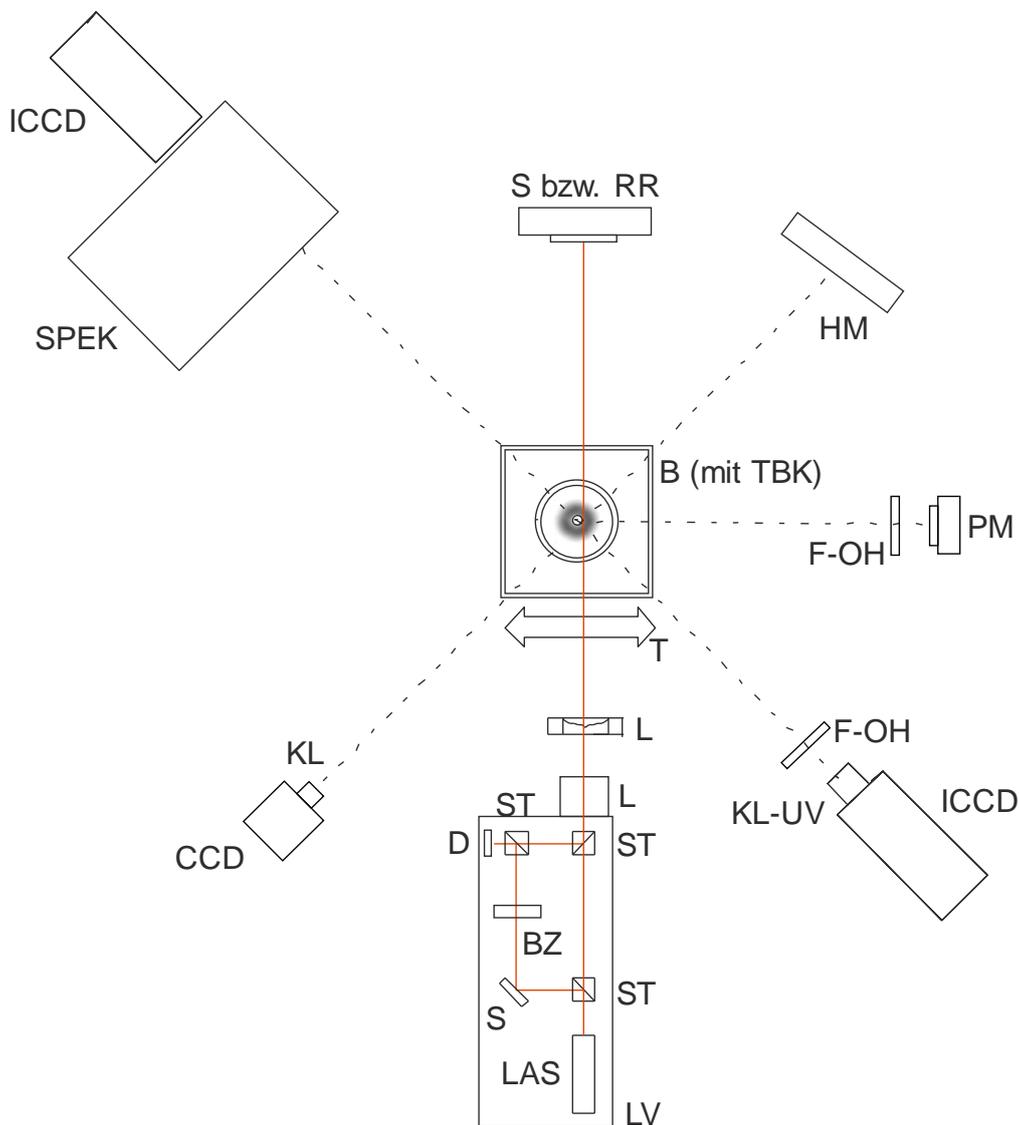


Abbildung 3-1: Aufbau des Thermoakustikprüfstandes (B Brenner, TBK Transparente Brennkammer, LV Laservibrometer, LAS He-Ne-Laser, S Spiegel, BZ Bragg-Zelle, ST Strahlteiler, D Detektor, L Linse, T Traversierungseinheit, CCD Charge-Coupled Device, ICCD Intensified Charge-Coupled Device, F-OH OH\*-Bandpassfilter, KL-(UV) (UV-)Kamerallinse, PM Photomultiplier, HM Hintergrundmuster, RR Retroreflektor, SPEK Spektrograph).

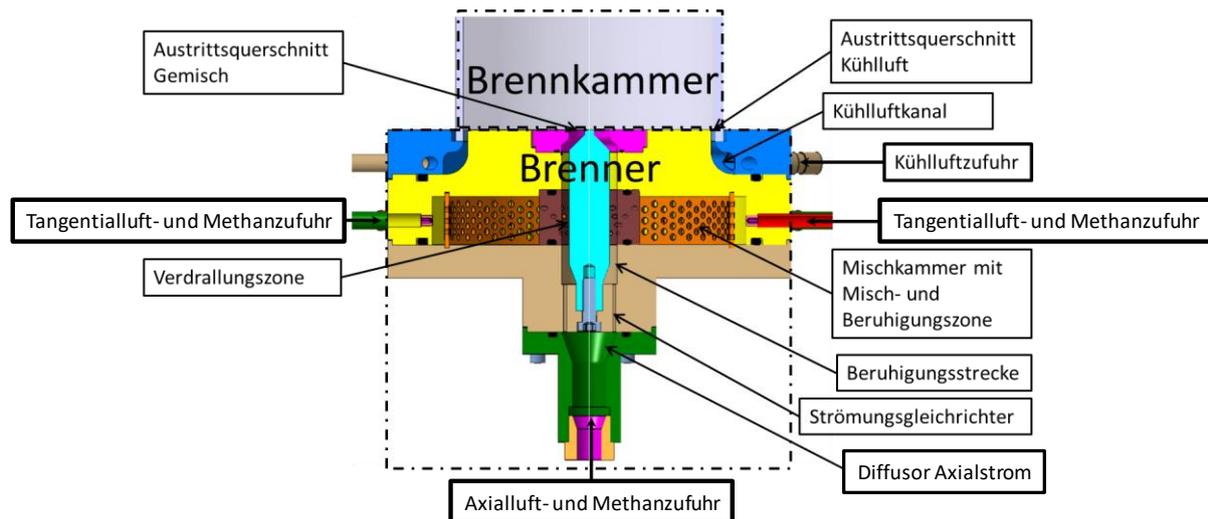


Abbildung 3-2: Versuchs Brenner mit abgehobener, drallstabilisierter Methan-Vormischflamme [20].

Die in dieser Arbeit beschriebenen Versuche werden an einem Brenner mit abgehobener drallstabilisierter Methan-Vormischflamme unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Um die gewünschte Vormischflamme zu erreichen, wird der aus einer Gasflasche über Druck- und kalibrierte Massenstromregler strömende Methanmassenstrom  $\dot{m}_{CH_4}$ , vor dem Brennereintritt in den Luftmassenstrom eingebracht (Abbildung 3-2). Weitere Details bezüglich der Konstruktion des Brenners sind in [20] zu finden.

Eine Sirene moduliert den axialen Gemischmassenstrom  $\dot{m}_{ax}$  mit einer bestimmten Frequenz  $f_{Sirene}$ , um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern und gezielte Störungen mit ausreichend hoher Amplitude einbringen zu können (etwa 5% Modulationstiefe). Die Sirene besteht im Prinzip aus einer rotierenden Lochscheibe, welche den Axialstrom periodisch unterbricht. Da die Hohlraumresonanz des Brenners in der zylindrischen Quarzglasbrennkammer nahe bei 220Hz liegt, wird diese als Sirenenfrequenz für die Versuche gewählt. Das Sirenensignal wird als Referenzsignal (Triggersignal) mit aufgezeichnet.

Der tangentiale Gemischmassenstrom  $\dot{m}_{tan}$  wird dem axialen über einen Drallgeber mit 32 tangential angeordneten Bohrungen zugeführt. Wird innerhalb der transparenten Brennkammer aus Quarzglas (120mm Durchmesser, 3mm Wandstärke) gemessen, wird diese durch einen Kühlluftmassenstrom  $\dot{m}_{kühl}$  vor Überhitzung geschützt.

Für die Untersuchungen wird zwischen Betrieb mit und ohne Brennkammer unterschieden. Diese aus Quarzglas gefertigte, zylindrische Brennkammer hat eine Höhe von 210mm. Um eine Hohlraumresonanz bei dem jeweilig gewählten Betriebspunkt (Abschnitt 3.5) zu erreichen, wird ein Metallzylinder gleichen Durchmessers aufgesetzt, sodass eine Gesamthöhe von 616mm erreicht wird (Abbildung 3-3).

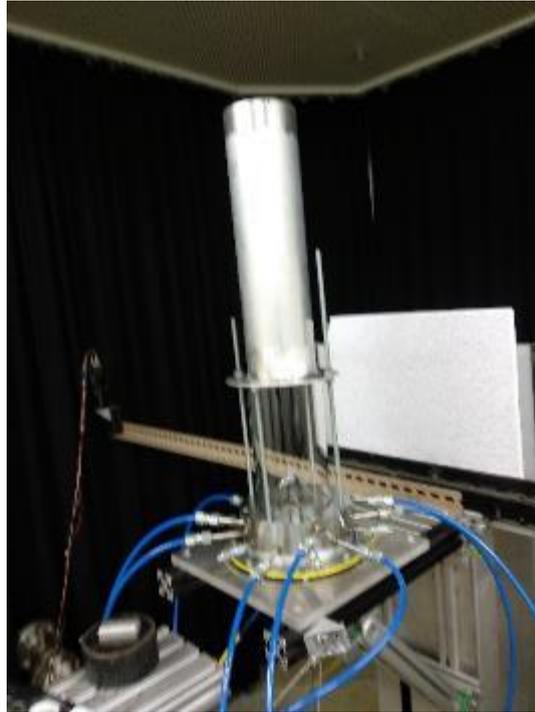


Abbildung 3-3: Brenner mit Quarzglasbrennkammer und aufgesetztem Metallzylinder.

Zur Simulation einer zweistufigen Verbrennung wird innerhalb der Brennkammer ein zusätzlicher Quarzglasring (95mm Durchmesser, 3mm Wandstärke) platziert.

Die thermische Leistung des Brenners beträgt in den Betriebspunkten der Magerverbrennung 3,44kW und in jenem der Fettverbrennung 2,73kW. Der Brenner selbst ist mittels einer 3-Achs-Traversierungseinheit dreidimensional über einen Controller verfahrbar. Für die durchgeführten Messungen wird der geometrische Weg (z-Koordinate) konstant gehalten und der Brenner in einem zweidimensionalen xy-Koordinatenfeld mit äquidistanten Abständen traversiert. Controller, Sirene und Massenströme werden per Computer über ein LabView-Programm gesteuert. Über einen AD-Wandler mit BNC-Steckverbinder (NI 9215(A), National Instruments) werden die Signale von Laservibrometer, Photomultiplier und Sirene an jedem Koordinatenpunkt 30s lang abgetastet. Diese Zeitspanne stellt einen guten Kompromiss zwischen zeitlichem Messaufwand und ausreichender Genauigkeit dar, da so stochastische Schwankungen infolge von Turbulenz ausgemittelt werden können.

### 3.1 LIV

Das für die Versuche verwendete handelsübliche, digitale Einstrahl-Laservibrometer (interferometer head OFV-503, velocity decoder VD-06, controller OFV-5000, 20kHz Bandbreite, Kalibrierfaktor  $k_{Vib}=1\text{mm/s/V}$ , Polytec) ist fix auf einer Säule montiert. Vor dem Vibrometer ist eine Konkavlinse mit -40mm Brennweite angebracht, welche den Laserstrahl zu einem Parallelstrahl mit 2mm Durchmesser aufweitet. Ein 300x200mm großer Oberflächenspiegel, der in 1,65m Entfernung vom Ende der Laservibrometerlinse montiert ist, reflektiert den Strahl zurück in das Vibrometer. Für die Messungen mit transparenter Brennkammer wird der Spiegel durch einen Retroreflektor ersetzt, um sicherzustellen, dass der Laserstrahl wieder in den Messkopf des Vibrometersystems reflektiert wird. Die Brechung des Laserstrahls im Glaszylinder wird analytisch korrigiert (Kapitel 4).

### 3.2 BOS

Für die Schlierenmethode wird eine CCD-Kamera mit FireWire-Bus (DMK 31BF03, monochrome progressive scan, IEEE 1394, 1024x768px, Imaging Source) verwendet, die auf den Hintergrund scharf gestellt wird. Zur besseren Ausleuchtung dieses Hintergrundmusters, werden in 0,5m Entfernung zu diesem und im Abstand von 1,12m symmetrisch zur Kamera, zwei handelsübliche Scheinwerfer aufgestellt. Der Abstand von Kamera und Hintergrund beträgt 0,55m, wobei sich die Achse des Brenneraustrittes 0,33m vor dem Hintergrund befindet. Die jeweiligen Abstände ergeben sich dadurch, dass die gesamte Flamme im Gesichtsfeld der Aufnahme zu sehen sein muss.

### 3.3 Chemilumineszenz

Die als Referenz für die vom Vibrometer aufgezeichneten Wärmefreisetzungsschwankungen dienenden Chemilumineszenzdaten der OH<sup>\*</sup>-Radikale, werden durch Verwendung eines Photomultipliers (PMM01, Thorlabs Inc.) und einer ICCD-Kamera (NanoStar, 1280x1024px, Photocathode radiant sensitivity: 65% quantum efficiency (310nm), LaVision) mit UV-Linse (UV, 105mm Brennweite, Blende f/4.5, Nikon) bestimmt. Dazu wird an diesen ein 310nm-Bandpassfilter (310±3nm CWL, FWHM 10±2nm Bandbreite, 50mm Durchmesser, 18% Transmission, Edmund Optics) angebracht, um die gewünschte Wellenlänge im ultravioletten Bereich extrahieren zu können. Die Linearisierung der Kennlinie ist bereits in einer vorhergehenden Arbeit mit neutralen Dichtefiltern im Sichtbaren (MGA, Melles Griot Inc.) und im Ultravioletten (Quarzglas NDUV, UV Metallic ND, Thorlabs Inc.) erfolgt.

### 3.4 Spektroskopie

Um das gesamte Emissionsspektrum der Flamme aufzeichnen und daraus auf das Äquivalenzverhältnis bzw. die Gladstone-Dale-Konstante schließen zu können, wird ein Spektrograf (Acton Series SP-2300i, 300mm Brennweite, Blende f/4, Grating: 150g/mm, Princeton Instruments) verwendet. Die Aufnahmen erfolgen wiederum mit jener ICCD-Kamera, die auch in Abschnitt 3.3 eingesetzt wird.

### 3.5 Flammenzustände und Betriebspunkte (BP)

Im Zuge der Messungen werden vier unterschiedliche Flammenzustände unterschieden. Diese sind: offene magere Flamme ohne Brennkammer (BP 1), magere Flamme in einer transparenten Brennkammer mit und ohne Resonator (BP 2) und fette Flamme in einer doppelt ausgeführten transparenten Brennkammer zur Simulation einer gestuften Verbrennung (BP 3). Die jeweiligen Betriebspunkte mit den dabei gewählten Parametern sind Tabelle 3-1 zu entnehmen.

Tabelle 3-1: Betriebspunkte des Brenners

Betriebspunkte Brenner		BP 1 (ohne Brennkammer)	BP 2 (mit Brennkammer)	BP 3 (gestufte Verbrennung)
Brennstoffmassenstrom	$\dot{m}_{\text{CH}_4}$ [g/s]	0,068	0,068	0,054
Axialgemischmassenstrom	$\dot{m}_{\text{ax}}$ [g/s]	0,705	0,705	0,368
Tangentialgemischmassenstrom	$\dot{m}_{\text{tan}}$ [g/s]	0,628	0,628	0,359
Kühlluftmassenstrom	$\dot{m}_{\text{kühl}}$ [g/s]	0	1,2	0,36

## 4 Signalverarbeitung

Kapitel 4 zeigt wie die gemessenen Werte mit dem Aufbau aus Kapitel 3 verarbeitet und daraus quantitative Ergebnisse generiert werden können. Dabei werden verwendete Software und Einstellungen, Programme und verwendete Algorithmen für die einzelnen Methoden genau beschrieben.

Der prinzipielle Vorgang der Signalverarbeitung in dieser Arbeit ist in Abbildung 4-1 dargestellt.

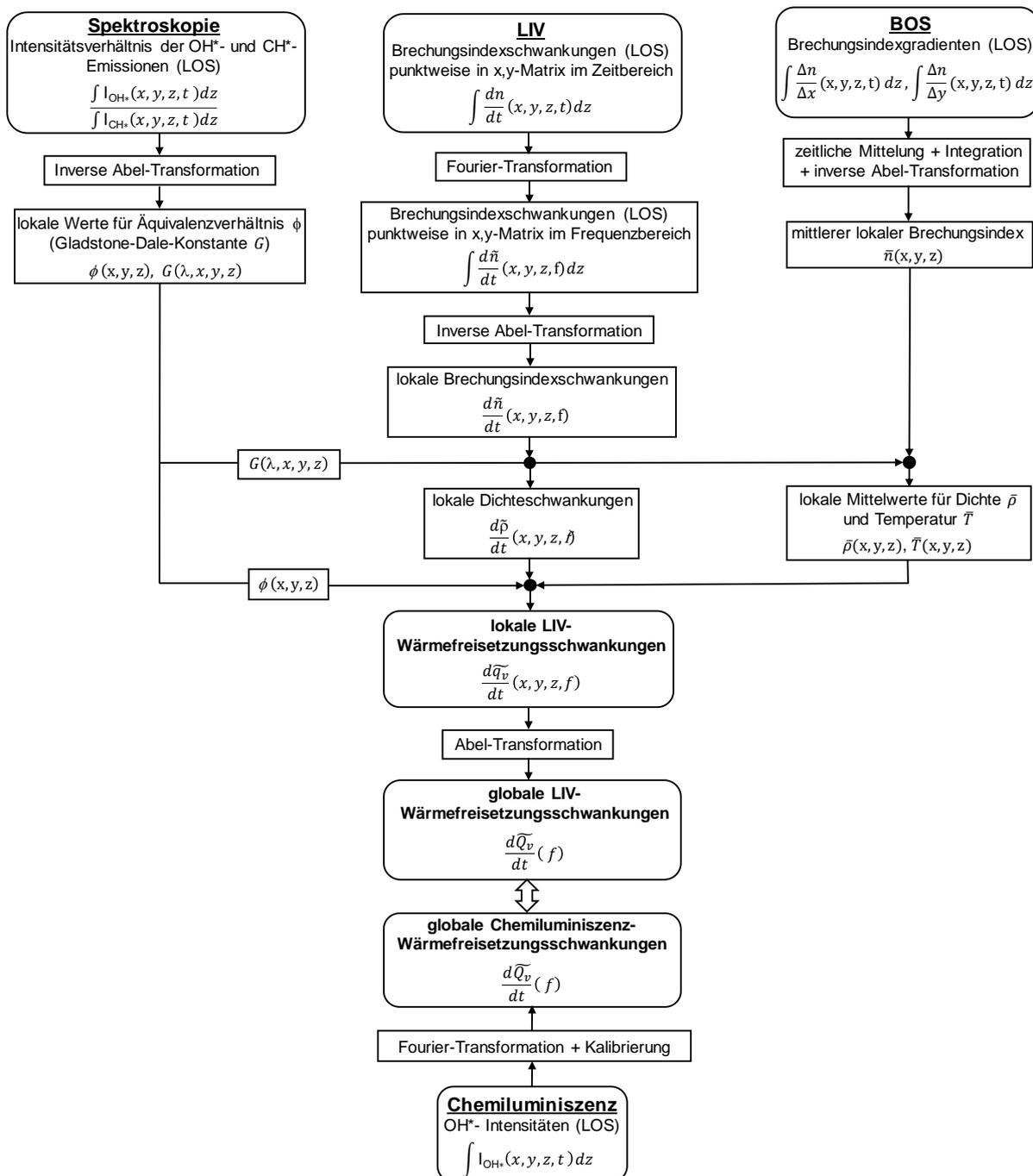


Abbildung 4-1: Signalverarbeitung

## 4.1 LIV

Die mit dem Laservibrometer gemessenen Signalspannungswerte  $U(t)$  lassen sich mit dem Zusammenhang aus Gleichung (2-14) und einem Kalibrierfaktor in einen Schwankungswert für Dichte und in weiterer Folge Wärmefreisetzung umrechnen (Gleichung (4-1)). Der bei der Messung verwendete Kalibrierfaktor beträgt  $k_{vib}=1\text{mm/s/V}$ , die Laserwellenlänge  $\lambda=632,8\text{nm}$ .

$$f_D = \frac{2}{\lambda} \frac{dOWL(t)}{dt} = \frac{2}{\lambda} \int \frac{dn(x,y,z,t)}{dt} dz = \frac{2}{\lambda} G(\lambda, \nu_i) \int \frac{d\rho(x,y,z,t)}{dt} dz = \frac{2}{\lambda} k_{vib} U(t) \quad (4-1)$$

Das damit gewonnene Signal ist eine Funktion der Zeit. Um zu bestimmen, bei welchen Frequenzen welche Wechselamplituden  $\tilde{\rho}_{f,x,y}$  wie stark vertreten sind, wird eine Frequenzanalyse durchgeführt. Die dabei verwendeten Methoden werden in den folgenden Abschnitten detailliert beschrieben.

### 4.1.1 Fourier-Transformation

Der Ursprung der Fourier-Analyse reicht bis in das 18. Jahrhundert zurück, als Mathematiker wie Bernoulli oder d'Alembert die Möglichkeit diskutierten, beliebige periodische Funktionen mittels trigonometrischer Reihen darzustellen. Im frühen 19. Jahrhundert stellte dann der französische Mathematiker und Physiker Jean-Baptiste Joseph, Baron de Fourier das Theorem auf, dass jede periodische, abschnittsweise stetige Funktion durch eine Reihe harmonischer Funktionen dargestellt werden kann. [21]

Eine solche Anwendung der Fourier-Analyse, die Zerlegung eines T-periodischen Vorgangs in harmonische Grund- und Oberschwingungen durch eine Fourier-Transformation, zeigt Gleichung (4-2), mit der Frequenz  $f = \frac{1}{T}$ . Die Fourier-Koeffizienten entsprechen dabei den Wechselamplituden (AC-Komponenten).

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(2\pi f n t) + b_n \sin(2\pi f n t)] \quad (4-2)$$

Sind von einem Vorgang nur Werte an diskreten, äquidistanten Zeitpunkten in einem endlichen Intervall bekannt, wie es bei den in dieser Arbeit vorliegenden Messsignalen mit bestimmter Samplerate der Fall ist, wird die diskrete Fourier-Transformation (DFT) angewandt. Die Samplerate (SR) gibt die Anzahl der Abtastungen (genannt: Samples (S), engl.) je Sekunde in S/s an.

1965 entwickelten James William Cooley und John Wilder Tukey die schnelle Fourier-Transformation (genannt: FFT, engl.). Die FFT ist ein schneller und effizienter numerischer Algorithmus zur Bestimmung der DFT bzw. der Fourier-Koeffizienten eines Signals, sofern die Samplelänge eine Potenz von zwei ist. Die Samplelänge (SL) gibt die Länge der Samples an, welche einer digitalen Fourier-Transformation unterzogen werden.

Im Zuge dieser Arbeit wird die kommerzielle Software Matlab (Version 2015a) von MathWorks ([www.mathworks.com](http://www.mathworks.com)) zur mathematischen Beschreibung der Problemstellungen und grafischen Darstellung der Ergebnisse verwendet.

Für die FFT wird die in Matlab implementierte Funktion *pwelch*, ohne Fensterfunktion und Überlappung, herangezogen. Diese gibt das Leistungsdichtespektrum zurück, welches die spektrale Leistungsdichte über dem Frequenzspektrum darstellt. Das Integral über alle Frequenzen ergibt die Gesamtleistung des Signals.

Da die bei den Messungen verwendete SR 16384S/s beträgt, ist die, unter Berücksichtigung des Abtasttheorems nach Nyquist und Shannon, maximal darstellbare Frequenz im Frequenzspektrum 8192Hz. Durch das Tiefpassverhalten der Flamme werden bereits Frequenzen ab etwa 500Hz gefiltert, weshalb dies vollkommen ausreichend ist. Aufgrund dessen, dass die verwendete SL 163840S beträgt, also zehnfache SR, kann eine maximale Auflösung, welche dem Verhältnis von SR zu SL entspricht, von 0,1Hz im Frequenzspektrum erreicht werden.

Das in Matlab von *pwelch* zurückgegebene Leistungsdichtespektrum (LDS) ist auf 1Hz bezogen, weshalb eine Korrektur mit dem Faktor SR/SL durchgeführt werden muss, um das entsprechende Leistungsspektrum (LS) zu erhalten. Dessen Wurzel entspricht dem Effektivwert (genannt: Root-mean-square (RMS), engl.) einer harmonischen Funktion und muss deshalb mit der Wurzel aus zwei multipliziert werden, um das gewünschte Amplitudenspektrum (AS) zu erhalten. Gleichung (4-3) dient zur Veranschaulichung dieser Aspekte.

$$AS(f) = \sqrt{LDS(f) \frac{SR}{SL}} \sqrt{2} = \sqrt{LS(f)} \sqrt{2} = RMS(f) \sqrt{2} \quad (4-3)$$

Um das zugehörige Phasenspektrum zu ermitteln, wird die Matlab-Funktion *cpsd* verwendet. Diese gibt das Kreuzleistungsdichtespektrum zurück. Die Phasenlage der harmonischen Schwingung wird hierbei auf ein Referenzsignal bezogen, in diesem Fall das Triggersignal der Sirene. Die inverse Fourier-Transformation des Kreuzleistungsdichtespektrums dient der Berechnung der Kreuzkorrelation (Abschnitt 4.1.2) zwischen Vibrometer- und Messsignal. Mit der Funktion *angle* kann mit Matlab die jeweilige Phasenverschiebung ermittelt werden.

#### 4.1.2 Kreuzkorrelation

Die Kreuzkorrelationsfunktion  $C_{fh}(\tau)$  beschreibt die Korrelation zweier Signale  $f(t)$  und  $h(t)$  bei unterschiedlichen Zeitverschiebungen  $\tau$  zwischen diesen. Sie ist folgendermaßen definiert (Gleichung (4-4)):

$$C_{fh}(\tau) = (f \star h)(\tau) = (f^*(-t) \star h(t))(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t) h(t + \tau) dt \quad (4-4)$$

Dabei ist  $f^*$  die konjugiert komplexe Funktion von  $f$ ,  $\star$  der Operator der Kreuzkorrelation und  $\star$  jener der Faltung. Für gerade Funktionen sind Kreuzkorrelation und Faltung identisch.

Der Faltungssatz besagt, dass eine Faltung im Ortsraum der punktweisen Multiplikation im Fourier-Raum entspricht. Dies wird hier ausgenutzt, da FFT und inverse FFT softwaretechnisch leichter umgesetzt werden können als ein Korrelationsalgorithmus.

### 4.1.3 Abel-Transformation

Um aus gemessenen LOS-Daten auf lokale Größen schließen zu können, kann eine einzelne Projektion ausreichen, vorausgesetzt die untersuchte Verteilung ist rotationssymmetrisch.

Mit der Inversion der von Niels Henrik Abel entwickelten Abel-Transformation, können aus integralen Daten  $I(x)$  entlang einer Projektionskoordinate  $x$ , lokale rotationssymmetrische Daten als Funktion von  $r$  bestimmt werden. Abbildung 4-2 zeigt dies mit  $dz = \sqrt{x^2 - r^2} r dr$ .

Für die vorliegende Vibrometermessung folgen aus der Abel-Inversion, welche entsprechend der Vorgaben von [22] in Matlab implementiert wird, lokale Schwankungen des Brechungsindex in einer Entfernung  $r$  vom Zentrum (Gleichung (4-5)):

$$\frac{dn(r)}{dt} = -\frac{1}{\pi} \int \frac{d\left(\frac{dI_n(x)}{dx}\right)}{dx} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (4-5)$$

Zusätzlich zu der Forderung, dass Rotationssymmetrie vorliegen muss, ist das sogenannte „Zwiebelschalenprinzip“ ein weiteres Problem der Abel-Inversion. Dies bedeutet, liegen Ungenauigkeiten in den äußeren Schalen vor, addieren sich diese Fehler im Zentrum auf [15]. Es stehen daher mehrere Lösungsansätze zur Verfügung, in dieser Arbeit wird eine F-Interpolation gewählt [22].

Vom Autor dieser Arbeit wird in erster Näherung Rotationssymmetrie angenommen. Um sicher zu gehen, dass diese Annahme hinreichend ist, werden deshalb zusätzlich im Laufe der Messungen tomografische Rekonstruktionen durchgeführt.

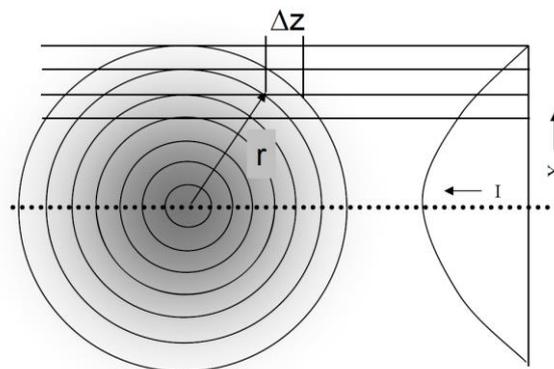


Abbildung 4-2: Lokale Brechungsindexschwankungen durch Abel-Inversion von LOS-Daten [15].

### 4.1.4 Tomografie

1917 führte der österreichische Mathematiker Johann Radon die nach ihm benannte Radon-Transformation ein. Anhand der Rücktransformation derer, der inversen Radon-Transformation, ist es möglich, lokale Daten  $f(r, \varphi)$  aus Projektionsdaten  $h(p, \Theta)$  zu rekonstruieren (Abbildung 4-3). Diese Inversion zeigt Gleichung (4-6).

$$f(r, \varphi) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{r \cos(\Theta - \varphi) - p} \frac{\partial h(p, \Theta)}{\partial p} dp d\Theta \quad (4-6)$$

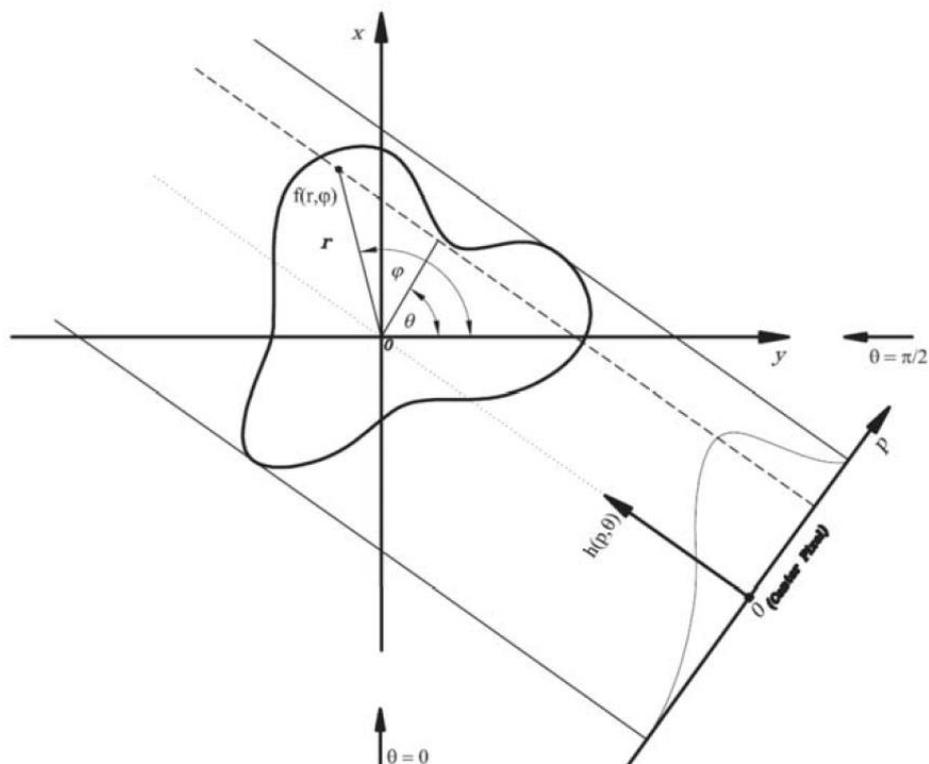


Abbildung 4-3: Inverse Radon-Transformation [15]

Aus den bestimmten Integralen in Gleichung (4-6) ist ersichtlich, dass man eine unendliche Anzahl von Projektionen aus unterschiedlichen Beobachtungsrichtungen zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  benötigen würde, um eine lokale Verteilung exakt rekonstruieren zu können. Aus diesem Grund kann die Radon-Inversion nicht direkt angewandt werden und wird durch die Faltung (genannt: Convolution, engl.) angenähert, um die Differentiation diskreter Daten zu umgehen. Da die Datensätze durch diese Methode gefiltert werden, wird diese auch „gefilterte Rückprojektion mit Faltung“ (genannt: „Filtered back projection with convolution“, engl.) genannt. Das Verfahren besteht aus einer Differentiation der Projektionsdaten  $h(p, \Theta)$  zu  $h'(p, \Theta)$ , einer Hilbert-Transformation von  $h'(p, \Theta)$  und einer Rückprojektion. Dabei werden Differentiation und Hilbert-Transformation durch die Faltung genähert. [15]

Des Weiteren muss gewährleistet sein, dass, wie bei einer Abel-Transformation, die Werte an den Projektionsrändern äquivalent null sind, damit die im Unendlichen liegenden Integrationsgrenzen in Gleichung (4-6) endlich werden und die tomografischen Algorithmen richtig arbeiten. Dieses Kriterium wird durch den Betrieb des Brenners bei atmosphärischen Bedingungen hinreichend erfüllt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass dies bei geschlossenen Brennkammern nicht der Fall ist.

Für die tomografischen Rekonstruktionen in dieser Arbeit wird die Software IDEA (genannt:

Interferometric Data Evaluation Algorithms, engl.) herangezogen ([www.optics.tugraz.at](http://www.optics.tugraz.at)). Diese wurde für die Auswertung von Phaseninformationen aus Interferogrammen entwickelt und ist ein Kompendium von Programmen, die seit den 1980er Jahren an der TU Graz entwickelt und eingesetzt werden [23].

Sechs mit dem Laservibrometer aufgenommene Projektionen in äquidistanten 30°-Abständen werden auf insgesamt 180 Projektionen interpoliert, da die Faltung von wenigen Projektionen sternförmige Artefakte nach sich ziehen würde. Für 177 Schnitte zwischen einem Start- (350px) und Endpunkt (880px) mit 3px Abstand erfolgt anschließend die Rekonstruktion mit der beschriebenen Convolution-Methode. Da auch tomografische Chemilumineszenzaufnahmen mit der ICCD-Kamera (Abschnitt 4.3) durchgeführt werden (227 Schnitte zwischen 300px und 980px), wird mit einer Kalibrierung von 626px je 50mm das Laservibrometer-Messfeld an die 1280x1024px Auflösung der Kamera angepasst, um die Daten direkt vergleichen zu können. Die eingestellten Parameter in IDEA sind Tabelle 4-1 zu entnehmen.

Tabelle 4-1: IDEA-Parameter

IDEA-Parameter	LIV	OH*
Starting point of center line	X1 649 Y1 350	X1 649 Y1 300
Ending point of center line	X2 649 Y2 880	X2 649 Y2 980
Coordinate of starting point relative to line center	dx -600 dy 0	dx -600 dy 0
Line separation	2	2
Number of projections to interpolate	180	180
Size of reconstructed 2d-data	1201	1201
Parameter for hanning window	0.54	0.54
Length unit for reconstruction	40	40

#### 4.1.5 Strahlkorrektur

Bei den Versuchen mit zylindrischer, transparenter Quarzglasbrennkammer wird der Laserstrahl des Vibrometers beim Übergang von optisch dünnerer Umgebungsluft zu optisch dichterem Quarzglas an der Grenzfläche zwischen den beiden Medien zum Lot gebrochen, anschließend am Übergang von Quarzglas zu Gas wieder vom Lot, weshalb ein radialer Versatz entsteht (Abbildung 4-4). Der jeweilige Brechungsindex ist wellenlängenabhängig und beträgt für den verwendeten He-Ne-Laser mit 632,8nm im sichtbaren Bereich jedoch für Luft  $n_L=1$  und für Quarzglas  $n_G=1,46$ .

Um vergleichbare Messergebnisse generieren zu können, muss dies korrigiert werden und der radiale Versatz zum äußeren Messraster addiert werden, damit das vorgegebene innere Messfeld dasselbe bleibt.

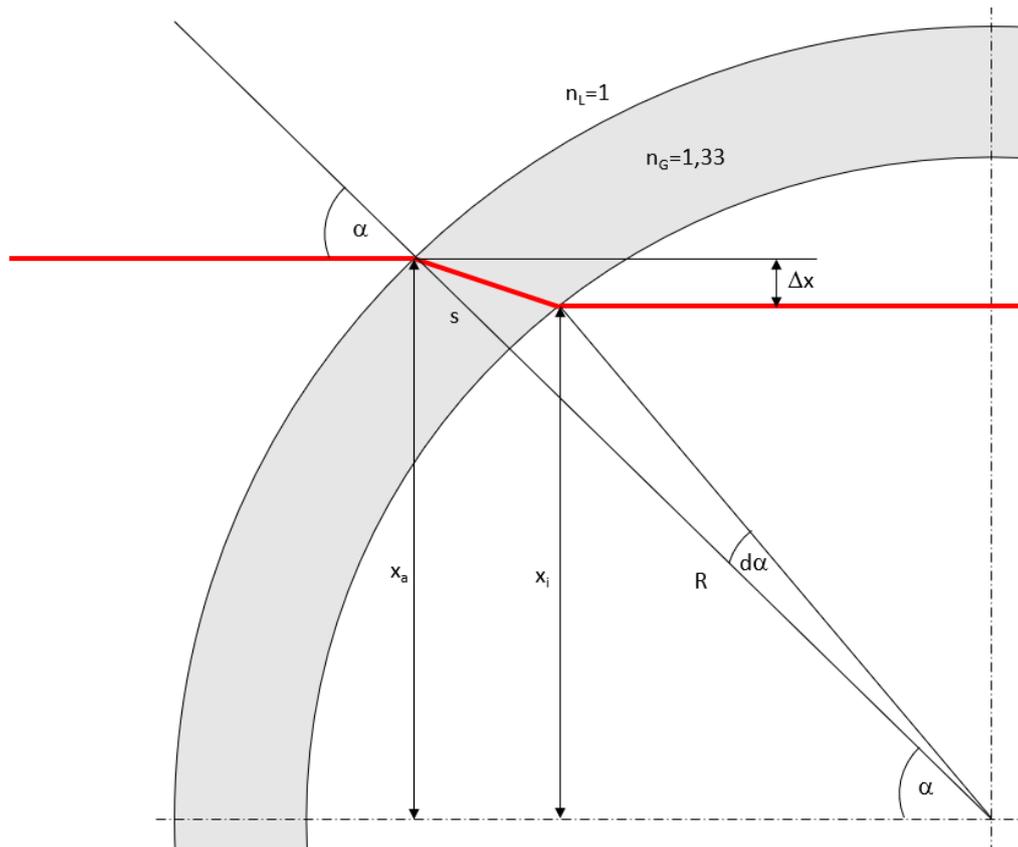


Abbildung 4-4: Laserstrahlverlauf mit zylindrischer Quarzglasbrennkammer.

Mit vergleichbar dünner Wandstärke und großem Radius ( $s \ll R$ ), vernachlässigbar kleiner Krümmung ( $d\alpha \approx 0$ ), trivialen trigonometrischen Umformungen und dem Brechungsgesetz nach Snellius erhält man:

$$x_a = x_i + \frac{s}{\cos \left[ a \sin \left( \frac{x_a}{R} \frac{n_L}{n_G} \right) \right]} \sin \left[ a \sin \left( \frac{x_a}{R} \right) - a \sin \left( \frac{x_a}{R} \frac{n_L}{n_G} \right) \right] \quad (4-7)$$

Die Herleitung von Gleichung (4-7) findet sich im Anhang wieder. Anhand eines Matlab-Skriptes wird das vorgegebene innere Messfeld  $x_i$  eingelesen, die darin implementierte Gleichung (4-7) iterativ gelöst und das korrigierte äußere Feld  $x_a$  exportiert. Die sich so ergebenden, nicht äquidistanten Schritte werden für die Traversierung herangezogen.

## 4.2 BOS

Für die in Abschnitt 2.3 beschriebene Schlierenmethode, mit der anhand lokaler Verschiebungsvektoren auf die Dichtegradienten geschlossen werden kann, wird softwareseitig DynamicStudio von Dantec Dynamics ([www.dantecdynamics.com](http://www.dantecdynamics.com)) verwendet. Ursprünglich als Software für PIV gedacht, können mit dieser auch die Verschiebungen des Hintergrundmusters bei BOS erfasst werden.

Für jede Messung werden 1000 Mess- und Referenzbilder aufgenommen. Mit einer Bildfrequenz (genannt: Framerate, engl.) von 60fps entspricht dies einer Zeitdauer von etwa 16,67s. Diese Daten dienen zur zeitlichen Mittelung der turbulenten Flammendichte.

Zusätzlich werden mehrere Kalibrierungsaufnahmen getätigt. Eine Längenkalibrierung mit einem einfachen Maßband dient dazu, später einen Kalibrierungsfaktor in px/mm bestimmen und die Aufnahmen mit Daten anderer Verfahren vergleichen zu können.

Um am Ende quantitative lokale Mittelwerte für Temperatur, Dichte und Isentropenexponent erhalten zu können, ist für angenommenes Idealgasverhalten die Kenntnis von Referenztemperatur und -druck notwendig. Da der Brenner sowohl mit als auch ohne Brennkammer ein offenes System unter atmosphärischen Bedingungen darstellt, kann infolge einer isobaren Gleichdruckverbrennung der Umgebungsdruck als Referenz herangezogen werden. Für die Referenztemperaturbestimmung werden mit einem Thermoelement punktuelle Messungen durchgeführt. Zum Zweck der Validierung dieser Messungen und zur sicheren Kalibrierung der gemessenen Verschiebungen der Hintergrundpunkte durch die Dichtegradienten werden diese auch noch an einer herkömmlichen Kerzenflamme wiederholt.

Mit der Shutterrate wird die Belichtungszeit der über LabView gesteuerten FW-Kamera bei den einzelnen Messungen eingestellt. Diese in Abhängigkeit vom jeweiligen Betriebspunkt ist in Tabelle 4-2 eingetragen. Zusätzlich werden noch Bilder aufgenommen, die das Flammenleuchten zeigen sollen. Die Shutterrate wird dabei niedrig gehalten, um durch längere Belichtung ein möglichst brauchbares Flammenbild zu erhalten.

Tabelle 4-2: Shutterrate der FW-Kamera

Shutterrate FW-Kamera	Messung/Referenz	Kalibrierung	Flamme
BP 1 (ohne Brennkammer)	2000	2000	20
BP 2 (mit Brennkammer)	1200	1200	20
BP 3 (gestufte Verbrennung)	1200	1200	20

Die so entstehenden Aufnahmen werden mit DynamicStudio weiterverarbeitet. Um möglichst gleichbleibende Rahmenbedingungen zu gewährleisten und beispielsweise eine Abkühlung der Umgebungsluft des Brenners zu vermeiden, werden die Referenzaufnahmen unmittelbar nach den Messaufnahmen durchgeführt. Anschließend werden diese jeweils einzelbelichteten Referenz- und Messbilder mit einer Bildwandlung (genannt: Image conversion, engl.) zu Paaren aus Doppelbildern (genannt: Doubleframes, engl.) zusammengefasst, welche die Software in Abfragebereiche (genannt: Interrogation areas (IA), engl.) unterteilt, in denen die Punktverschiebungen ermittelt werden und mithilfe einer Kreuzkorrelation die Dichtegradienten. Die Standardgröße der IAs wird mit 16x16px bei 50% Überlappung gewählt.

Abbildung 4-5 zeigt das Hintergrundmuster ohne und mit Flamme sowie den Vektorplot nach der Doppelbild-Kreuzkorrelation.

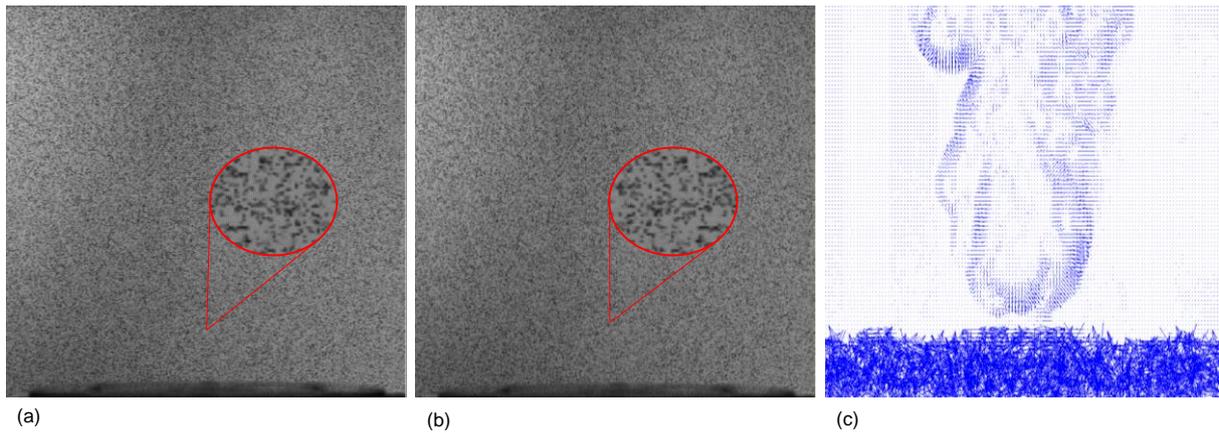


Abbildung 4-5: Hintergrundmuster ohne (a) und mit (b) Flamme sowie Vektorplot nach der Doppelbild-Kreuzkorrelation (c). Im roten Kreis ist vergrößert ein Ausschnitt dargestellt.

#### 4.2.1 Spitzenvalidierung

Nachdem das Korrelationsspektrum vorliegt, wird mit DynamicStudio eine Spitzenvalidierung (genannt: Peak-Validation, engl.) durchgeführt. Mithilfe derer werden in jeder IA des Korrelationsspektrums die Maximalwerte der Korrelationsspitzen aufgefunden. Um nicht falsche Spitzenwerte zu detektieren, ist in Abhängigkeit des Signal-Rausch-Verhältnisses ein passender Wert zu wählen. Für diese Arbeit wird das Spitzenverhältnis (genannt: Peak height ratio, engl.) auf 1,4 gesetzt. Damit werden alle Signale gefiltert, die weniger als 40% über dem Rauschen liegen.

Abbildung 4-6 zeigt den Vektorplot nach der Peak-Validation.

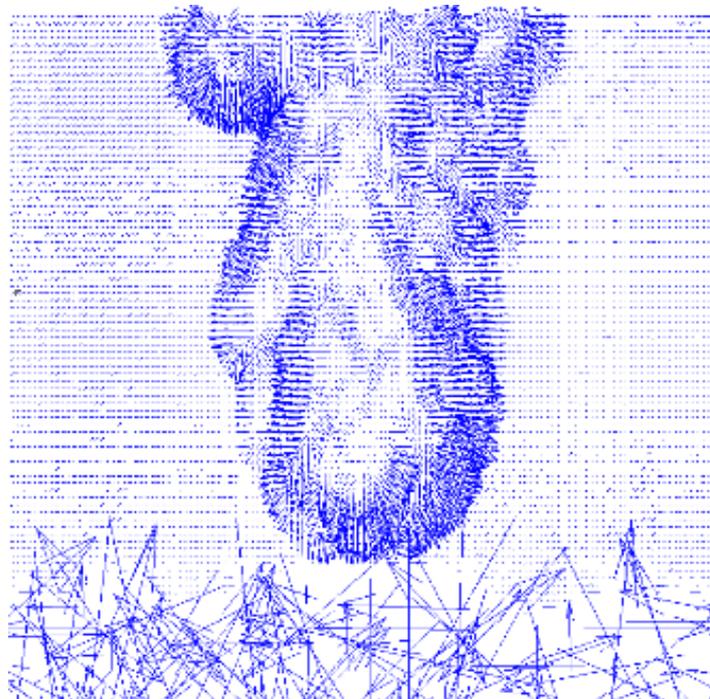


Abbildung 4-6: Vektorplot nach der Peak-Validation.

### 4.2.2 Bereichsvalidierung

Nach der Spitzenvalidierung folgt eine Bereichsvalidierung (genannt: Range-Validation, engl.). Durch eine Filterung zu kleiner bzw. zu großer Verschiebungen können so zu hohe, oder zu niedrige Werte gelöscht werden. Für die vorliegenden Auswertungen wird das Vektorfeld auf zu hohe Werte untersucht und ein entsprechend maximaler Bereich vorgegeben. Die fehlerhaften Werte entstehen z.B. durch Mitaufnahme der Brennergrundplatte, oder durch unscharfe Randbereiche der Brennkammer, die nicht mehr richtig aufgelöst werden können.

Abbildung 4-7 zeigt den gefilterten Vektorplot nach der Range-Validation.

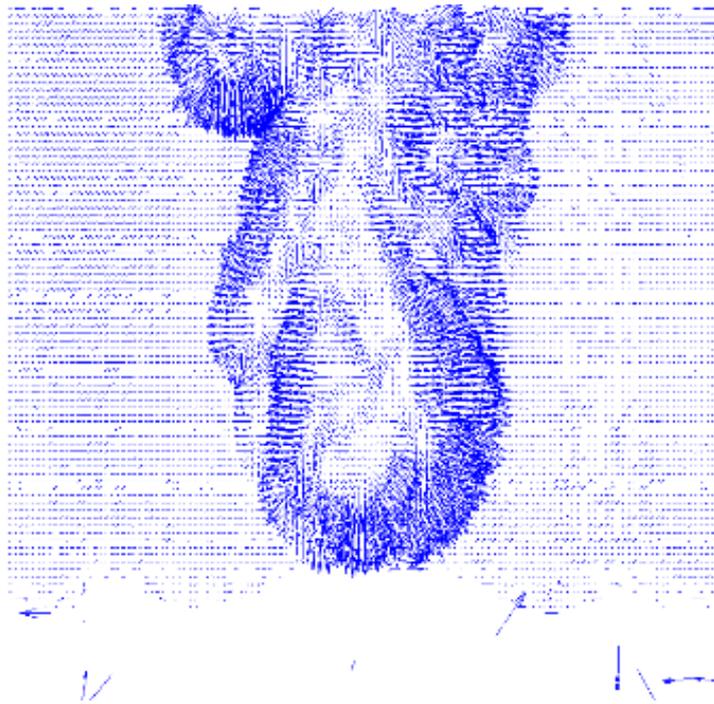


Abbildung 4-7: Vektorplot nach der Range-Validation.

### 4.2.3 Mittelwertvalidierung

Zusätzlich wird ein Mittelwertfilter (genannt: Moving-average-filter, engl.) angewandt. Hierbei wird für jede 3x3-Matrix in einer IA der zentrale Geschwindigkeitswert mit dem Mittelwert und der Standardabweichung der umliegenden Werte verglichen. Liegen einzelne Vektoren mit zu großen Richtungs- oder Größenabweichungen vor, werden diese Verschiebungen verworfen.

### 4.2.4 Mittelung

Jede IA liefert einen Geschwindigkeitsvektor, der eine Verschiebung der Hintergrundpunkte durch den Brechungsindexgradienten repräsentiert. Es handelt sich hierbei um einen Momentanwert  $d_i$ , gemittelt über alle Verschiebungen in der IA, der sich aus Mittel- und Schwankungswert  $\bar{d}_i$  bzw.  $d_i'$  zusammensetzt (Gleichung (4-8)). Deswegen spricht man oft auch von einem vorgemittelten Momentanwert [18].

$$d_i = \bar{d}_i + d_i' \quad (4-8)$$

Um die turbulente Flamme besser charakterisieren zu können, erfolgt eine Mittelwertbildung über 1000 Aufnahmen. Dies wird in DynamicStudio mit der Operation *Vector Statistics* erreicht. Den mathematischen Hintergrund zeigen Gleichung (4-9) und Gleichung (4-10), wobei  $n$  die Anzahl der validierten Einzelwerte und  $\bar{d}_i'^2$  die Standardabweichung ist.

$$\bar{d}_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n d_{i,j} \quad (4-9)$$

$$\bar{d}_i'^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (d_{i,j} - \bar{d}_i)^2 \quad (4-10)$$

Abbildung 4-8 zeigt den über 1000 Aufnahmen gemittelten Vektorplot.

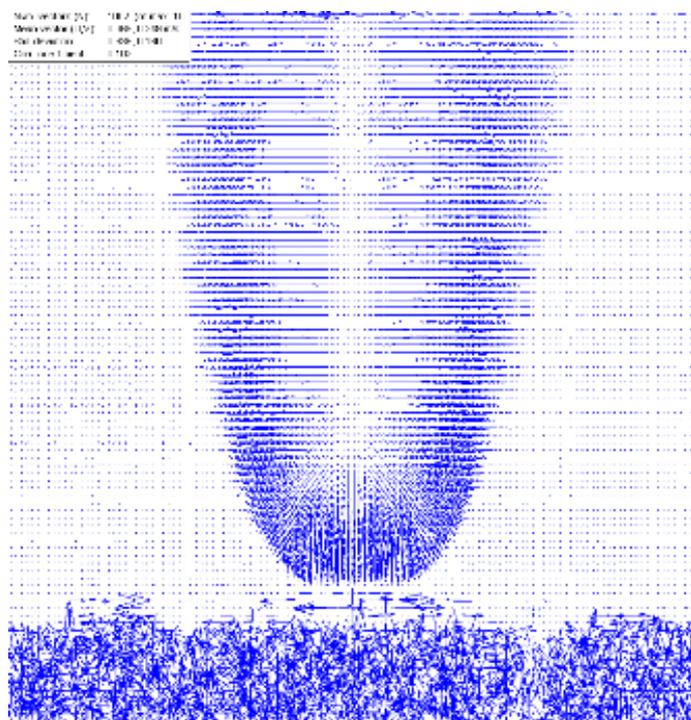


Abbildung 4-8: Vektorplot nach der Mittelung.

#### 4.2.5 Absolutwerte

Die lokalen Verschiebungsvektoren stehen stellvertretend für die lokalen Gradienten des Brechungsindex und damit der lokalen Dichtegradienten. Als Resultat erhält man ein zweidimensionales (xy-)Gradientenfeld, aus dem ein integrales Verschiebungsfeld (Dichtefeld) ermittelt wird.

Dazu wird die Matlab-Funktion *integratedgradient*, im Speziellen *intgrad2*, genutzt. Diese ist als Inversion der Gradientenfunktion zu verstehen.

Die partielle Differentiation des resultierenden Dichtefeldes in eine Richtung, soll wiederum das entsprechende Gradientenfeld in diese Richtung ergeben. Dieser in Abbildung 4-9(a)(b) dargestellte Schritt dient zur Überprüfung der Richtigkeit der Integration.

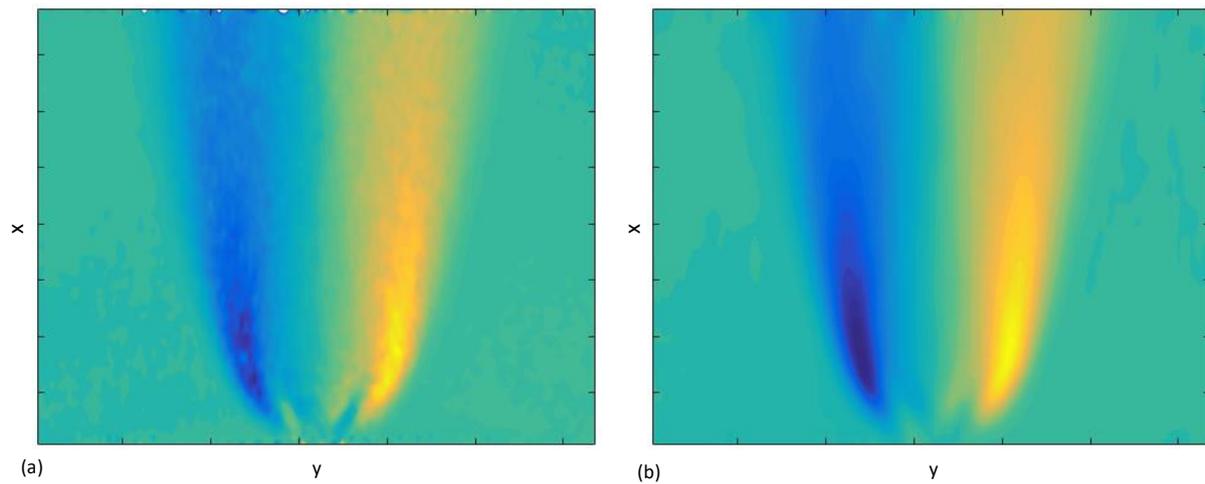


Abbildung 4-9: Ursprünglich gemessenes Dichtegradientenfeld in y-Richtung (a) und Gradientenfeld nach der Differentiation in y-Richtung des zuvor integrierten Dichtefeldes (b), zur Validierung der Integration.

Aus dem ersten Gesetz von Gay-Lussac kann abgeleitet werden, dass bei konstantem Umgebungsdruck und gleichbleibender Stoffmenge die Dichte idealer Gase indirekt proportional zur Temperatur ist. Im integralen Verschiebungsfeld gilt somit für die lokale mittlere Dichte  $\bar{\rho}$  Gleichung (4-11) und für die lokale mittlere Temperatur  $\bar{T}$  Gleichung (4-12).

$$\bar{d}(x, y) - \bar{d}(x + \Delta x, y + \Delta y) \approx \bar{\rho}(x, y) - \bar{\rho}(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (4-11)$$

$$\bar{d}(x, y) - \bar{d}(x + \Delta x, y + \Delta y) \approx \bar{T}(x, y) - \bar{T}(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (4-12)$$

BOS misst Brechungsindexgradienten, benötigt werden aber Dichtegradienten. Wie bereits in Abschnitt 2.2 ausführlich erläutert, kann dieser Zusammenhang mit Gleichung (2-11) hergestellt werden. Zu beachten ist hierbei, dass die Gladstone-Dale-Konstante von der molaren Zusammensetzung abhängt, gleiche Brechungsindexgradienten können je nach Größe der Gladstone-Dale-Konstanten zu unterschiedlichen Dichtegradienten führen. Somit ist die Kalibrierung über Referenztemperaturen nur für das vorliegende Gas gültig.

Da die lokalen, mittleren spezifischen Wärmekapazitäten bei zwei bekannten Zustandsgrößen einfach bestimmt werden können, lässt sich somit bei gegebenem Umgebungsdruck aus der ermittelten Temperaturverteilung und lokalem Äquivalenzverhältnis (Gaszusammensetzung) ein lokaler mittlerer Isentropenexponent  $\bar{\kappa}$  errechnen.

Mit dem Kalibrierfaktor aus den Referenztemperaturmessungen lassen sich somit absolute Temperatur-, Dichte- und Isentropenexponentenfelder ermitteln (Abbildung 4-10).

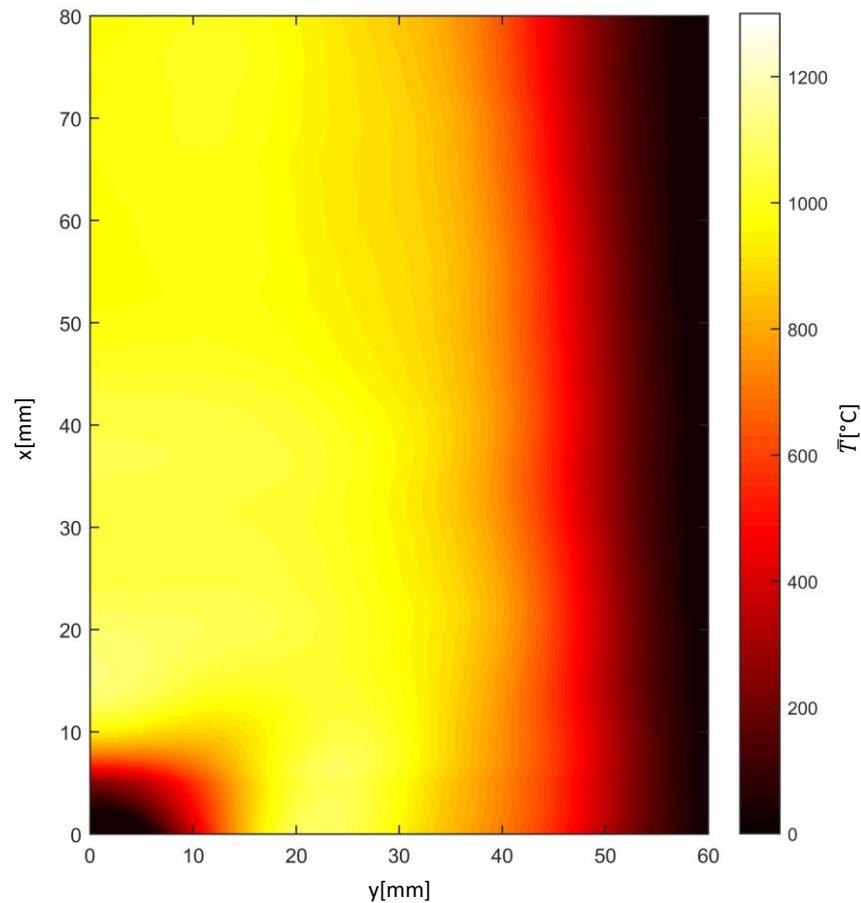


Abbildung 4-10: Lokales Temperaturfeld, welches sich aus dem mittels BOS erhaltenen Dichtefeld ergibt.

### 4.3 Chemilumineszenz

Wie Abschnitt 3.3 zeigt, werden zur Validierung der Laservibrometermessungen sowohl mit einem Photomultiplier integrale  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzdaten als auch mit einer ICCD-Kamera  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzbilder aufgenommen. Da diese Messungen in willkürlichen Einheiten (genannt: Arbitrary units (a.u.), engl.) resultieren, ist eine Kalibrierung vonnöten. Diese wird über die thermische Leistung und mittleren globalen Intensitäten für den jeweiligen Betriebspunkt realisiert.

Die Aufnahmen mit dem Photomultiplier erfolgen über einen weiteren Kanal am AD-Wandler (Kapitel 3) parallel zu den Vibrometernaufnahmen. Dementsprechend wird das Signal des Photomultipliers wie das des Laservibrometers verarbeitet (Abbildung 4-1). Da dieser Prozess der FFT bereits in Abschnitt 4.1 detailliert beschrieben wird, beschränkt sich der Autor an dieser Stelle auf die Verarbeitung des Signals der ICCD-Kamera.

Die Steuerung der bildverstärkten Kamera erfolgt über die Software DaVis 7.2 von LaVision ([www.lavision.com](http://www.lavision.com)). Eine zu Beginn durchgeführte Längenkalibrierung ergab als Resultat 50mm je 552px. Damit können die Aufnahmen mit den Feldern der Vibrometerdaten verglichen werden.

Anschließend werden für jeden Betriebspunkt, entweder im Freilauf mit einer Wiederholrate von 8Hz, oder von der Sirene getriggert, 25 Aufnahmen mit 256 Bursts und jeweils  $100\mu\text{s}$  Belichtungszeit pro Burst aufgenommen. Bei Triggerung mit Sirene wird eine Verzögerung (genannt: Delay, engl.) von  $-50\mu\text{s}$  eingestellt, um die jeweilige Phasendifferenz zur Sirene mittenbetont aufzuzeichnen. Von allen Aufnahmen werden gemittelte Hintergrundbilder mit gleichen Einstellungen abgezogen, die ohne Flammenleuchten gewonnen werden. Um auch phasenaufgelöste Vergleiche mit den Vibrometerdaten anstellen zu können, wird die Kamera auf das Sirenensignal getriggert, damit innerhalb einer Periodendauer 16 Phasen im Abstand von  $22,5^\circ$  mit den Werten in Tabelle 4-3 aufgenommen werden können. Aus den bereits genannten Turbulenzgründen werden die jeweiligen Einzelaufnahmen gemittelt und anschließend der Mittelwert der Hintergrundaufnahmen abgezogen. Um tomografische Rekonstruktionen vornehmen zu können, erfolgen alle obigen Aufnahmen freilaufend und wiederum aus sechs Projektionen in äquidistanten  $30^\circ$ -Abständen.

Die in DaVis eingestellten Parameter zeigen Tabelle 4-3 und Tabelle 4-4. Für die getriggerten Aufnahmen wird eine Delay gewählt, die dem jeweiligen Phaseninkrement entspricht. 220Hz Sirenenfrequenz entsprechen einer Periodendauer von  $4,54\text{ms}$ , ein Phaseninkrement von  $22,5^\circ$  ist einer Delay von  $284,1\mu\text{s}$  äquivalent. Die gesamten Delay-Werte für die zugehörigen Phasenschritte sind in Tabelle 4-4 aufgelistet.

Am Ende ergeben sich dadurch zeitlich gemittelte LOS-OH\*-Chemilumineszenzbilder (Abbildung 4-11). Diese zeigen nicht nur das charakteristische Eigenleuchten der OH\*-Radikale, sondern dienen auch dazu, die LOS-Vibrometerdaten zu validieren. Zusätzlich kann mit den in Abschnitt 4.1.3 und 4.1.4 beschriebenen Methoden der Abel-Transformation bzw. der Tomografie, auf lokale Daten zurückgerechnet werden, um zu zeigen, dass die in 2.4 genannten Problematiken lokaler Chemilumineszenz tatsächlich relevant sind.

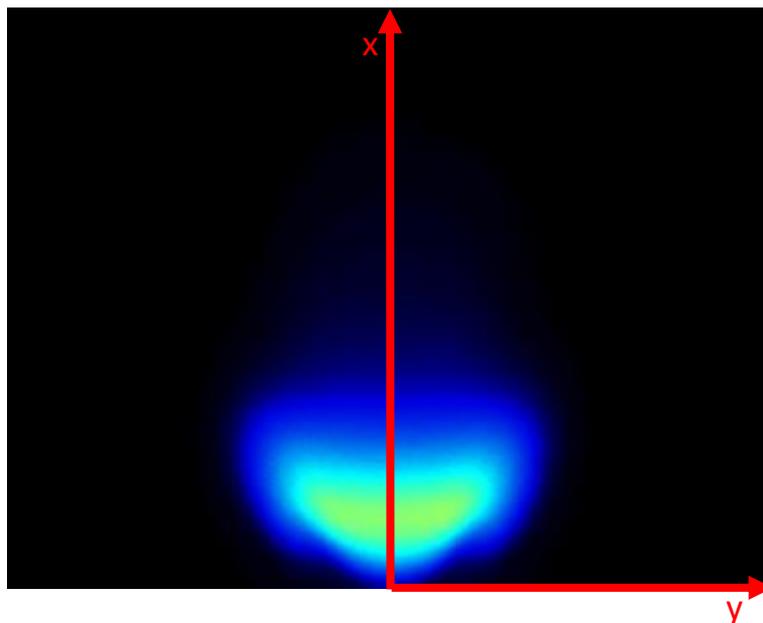


Abbildung 4-11: Mittleres OH\*-Chemilumineszenzleuchten der Flamme.

Tabelle 4-3: DaVis-Parameter (Chemilumineszenz)

DaVis-Parameter	
Delay [ $\mu\text{s}$ ]	0/-50
Gate [ $\mu\text{s}$ ]	100/0
Burst count	256
Decay [ms]	0
Gain	60

Tabelle 4-4: Delay

Phaseninkrement [ $^{\circ}$ ]	Delay [ $\mu\text{s}$ ]
0	0
22,5	284,1
45	568,2
67,5	852,3
90	1136,4
112,5	1420,5
135	1704,5
157,5	1988,6
180	2272,7
202,5	2556,8
225	2840,9
247,5	3125
270	3409,1
292,5	3693,2
315	3977,3
337,5	4261,4

#### 4.4 Spektroskopie

Die durch den Spektrografen gewonnen Spektren bei der lokalen Spektralanalyse werden, ähnlich wie bei den Chemilumineszenzaufnahmen in Abschnitt 4.3, mit der ICCD-Kamera aufgenommen. Dementsprechend wird wiederum die Software DaVis von LaVision verwendet.

Hinzu kommt, dass zusätzlich zur Kamera hierbei auch der angekoppelte Spektrograf konfiguriert werden muss. Die verwendeten Softwareeinstellungen für beide Geräte sind Tabelle 4-5 zu entnehmen.

Tabelle 4-5: DaVis-Parameter (Spektroskopie)

DaVis-Parameter	
Delay [ $\mu\text{s}$ ]	0/-2550
Gate [ $\mu\text{s}$ ]	5000/0
Burst count	256
Decay [ms]	0
Gain	50
Grating	2: Density = 150g/mm, Blaze = 500nm
Wavelength [nm]	429,985

Mit diesen Parametern wird für jeden Betriebspunkt die Flamme im Abstand von 5mm entlang der Ordinatenachse gescannt und an jeder Position erfolgt eine Aufzeichnung von 25 Spektren. Der Spektrograf wird dabei um  $90^\circ$  gedreht, sodass dessen Eintrittsspalt waagrecht zu liegen kommt und die Intensitätsverteilung einzelner Spektrallinien daher der radialen Intensität der Chemilumineszenz entspricht.

Infolge der Turbulenz werden diese wiederum gemittelt und anschließend einer Subtraktion mit dem Mittelwert aus 25 mal 256 Hintergrundaufnahmen unterzogen. Ein dadurch resultierendes Spektrum zeigt Abbildung 4-12(a).

Um die Wellenlängenachse kalibrieren und die jeweiligen Radikale identifizieren zu können, erfolgt eine Konfiguration durch das Emissionsspektrum einer mit Argon gefüllten Quecksilberdampf Lampe (Hg(Ar)-Lampe). Der sich daraus ergebende lineare Zusammenhang zwischen Wellenlänge  $\lambda$  in nm und Bildpixel px ist in Gleichung (4-13) dargestellt. Der Nullpunkt der Abszisse in Abbildung 4-12(a) liegt bei 173,09nm. Abbildung 4-12(b) zeigt das Spektrum nach Verarbeitung und Kalibrierung.

$$\lambda = 0,3906px + 173,09nm \quad (4-13)$$

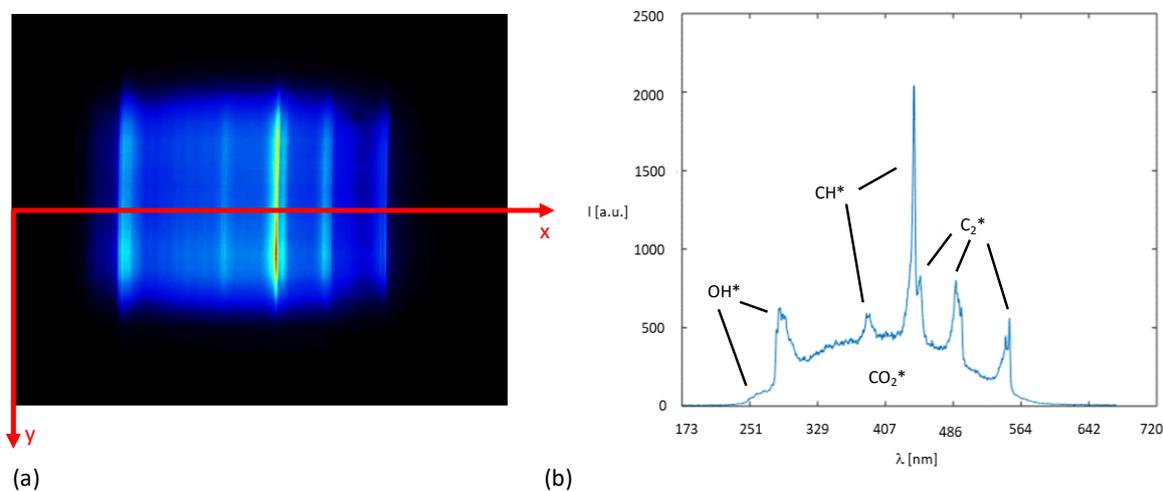


Abbildung 4-12: Charakteristisches Emissionsspektrum der Flamme vor (a) und nach (b) Verarbeitung bzw. Kalibrierung

Wie bereits in Abschnitt 2.5 ausführlich beschrieben, steht das Intensitätsverhältnis der OH\*- und CH\*-Emissionen in direktem Zusammenhang mit dem Äquivalenzverhältnis. Lauer [8] nutzt bei seinen Versuchen, ebenso wie der Autor dieser Arbeit, einen Methanbrenner unter atmosphärischen Bedingungen. Aus diesem Grund ist es zulässig, die in Abbildung 2-6 gezeigte Funktion des Äquivalenzverhältnisses in Abhängigkeit der OH\*- zu CH\*-Emissionen zu verwenden. Diese wird in dieser Arbeit mit einem Polynom der vierten Ordnung in Gleichung (4-14) angenähert.

$$\phi(x, y, z, t) = 0,0128 \left( \frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right)^4 - 0,1339 \left( \frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right)^3 + 0,5254 \left( \frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} \right)^2 - 1,0209 \frac{I_{OH^*}}{I_{CH^*}} + 1,5842 \quad (4-14)$$

Da die Kameraaufnahmen als LOS-Daten vorliegen, müssen die OH\*- und CH\*-Intensitäten einer inversen Abel-Transformation unterzogen werden, bevor ein Äquivalenzverhältnis errechnet werden kann. Die in Gleichung (4-14) auftretenden Intensitäten sind somit als lokale Werte  $I_{i^*}(x, y, z, t)$  zu interpretieren.

Abbildung 4-12(b) verdeutlicht, dass jede Messung im Wellenlängenbereich von OH\*, CH\* oder C<sub>2</sub>\* einen Signalanteil an CO<sub>2</sub>\*-Chemilumineszenz enthält. Zur Generierung repräsentativer Messergebnisse und in weiterer Folge zur Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses aus dem Verhältnis von OH\* zu CH\*, muss eine Subtraktion des CO<sub>2</sub>\*-Untergrundes erfolgen.

Um am Ende als Resultat ein lokales Äquivalenzverhältnissfeld zu erhalten, das für die Vibrometermessungen herangezogen werden kann, muss das Feld abermals auf einen 1x1mm-Raster interpoliert werden. Dazu bedarf es einer Längenkalibrierung, die mit einer handelsüblichen LED-Lampe, bestehend aus 8 LEDs auf 70mm in 3 Reihen mit jeweils 10mm Abstand, durchgeführt wird. Als Kalibrierfaktor in radialer Richtung (Ordinate in Abbildung 4-12) ergibt sich dadurch ein Wert von 11,7px je mm.

## 5 Resultate und Diskussionen

In diesem Kapitel werden die im Laufe dieser Arbeit gewonnenen Resultate vorgestellt und diskutiert. Der erste Teil zeigt die Ergebnisse der Messungen auf und vergleicht diese untereinander, während im zweiten Teil auf mögliche Fehler Bezug genommen wird.

### 5.1 Charakteristiken der Betriebspunkte 1 bis 3

Ein charakteristischer Vergleich der in Abschnitt 3.5 definierten Flammzustände in den Betriebspunkten 1 bis 3 wird durch Abbildung 5-1 möglich. Abbildung 5-1(a) zeigt dabei Betriebspunkt 1, Abbildung 5-1(b) und Abbildung 5-1(d) Betriebspunkt 2 ohne bzw. mit Resonanz bei 220Hz sowie Abbildung 5-1(c) Betriebspunkt 3.

Das Emissionsverhalten der Flamme wird zwar in Abschnitt 5.2.3 genau beschrieben, jedoch können anhand der Aufnahmen in Abbildung 5-1 bereits einige Aussagen dazu getroffen werden. Das im sichtbaren Wellenlängenbereich emittierte  $\text{CH}^*$ -Radikal zeigt in blauer Farbe in allen Betriebspunkten deutlich die Flammenfront.  $\text{C}_2^*$  in grünblau ist in den mageren Betriebspunkten 1 und 2 (Abbildung 5-1(a)(b)(d)) nicht zu sehen, da die Bildung dessen lediglich in Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-1(c)) erfolgt. Beiden Radikalen überlagert ist der  $\text{CO}_2^*$ -Anteil im Sichtbaren. Dies deckt sich auch mit den in Abschnitt 5.2.3 abgebildeten Emissionsspektren. Das  $\text{OH}^*$ -Radikal ist in den Bildern nicht zu sehen, da dieses eine Emission im Ultravioletten darstellt. Das gelbrote Leuchten der Flamme in Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-1(c)) ist auf die durch den Rußabbrand entstehende Wärmestrahlung heißer Feststoffpartikel zurückzuführen, folgt dem Planckschen Strahlungsgesetz für Festkörperemission und lässt daher Rückschlüsse auf die Rußtemperatur zu (helle Rotglut bei  $800^\circ\text{C}$ , Gelbglut bei  $1100^\circ\text{C}$ ).

Vergleicht man die „M-Form“ der Flamme, ist zu erkennen, dass diese in Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-1 (c)) wesentlich steiler ist als in den Betriebspunkten 1 und 2 (Abbildung 5-1(a)(b)(d)). Um genaue Aussagen über den Einfluss des Dralls treffen zu können, ist die Kenntnis radialer und axialer Strömungsgeschwindigkeiten vonnöten, welche in der vorliegenden Arbeit jedoch unbekannt sind. Zieht man zur Abschätzung die jeweiligen Massenströme in den einzelnen Betriebspunkten (Tabelle 3-1) heran, ist naheliegend, dass die erwähnten Unterschiede durch die geänderten Strömungsverhältnisse zwischen den Betriebspunkten erklärt werden können.

Betrachtet man Abbildung 5-1(a), fällt auf, dass die durch  $\text{CH}^*$  abgebildete Flammenfront in Betriebspunkt 1 ohne Brennkammer bedeutend höher ist als in den Betriebspunkten mit Brennkammer (Abbildung 5-1(b)(c)(d)). Dies rührt daher, dass die Flamme in Betriebspunkt 1 einen bimodalen Zustand aufweist, wodurch es im Mittel zu einem wesentlich weiteren, räumlichen Bereich der sichtbaren Emissionen kommt. Dieses „Springen“ der Flamme wirkt sich auch auf die Ergebnisse der LIV aus und ist in Abschnitt 5.3.2 genauer beschrieben.

Des Weiteren ist ersichtlich, dass die Flamme in den Betriebspunkten mit Brennkammer (Abbildung 5-1(b)(c)(d)) breiter ist als in Betriebspunkt 1 ohne Brennkammer (Abbildung 5-1(a)). Die Rezirkulationen heißer Verbrennungsprodukte in den unteren Randzonen

(Eckenwirbel) wirken sich also mit Brennkammer stärker aus als ohne und vergrößern die Reaktionszone in radialer Richtung.

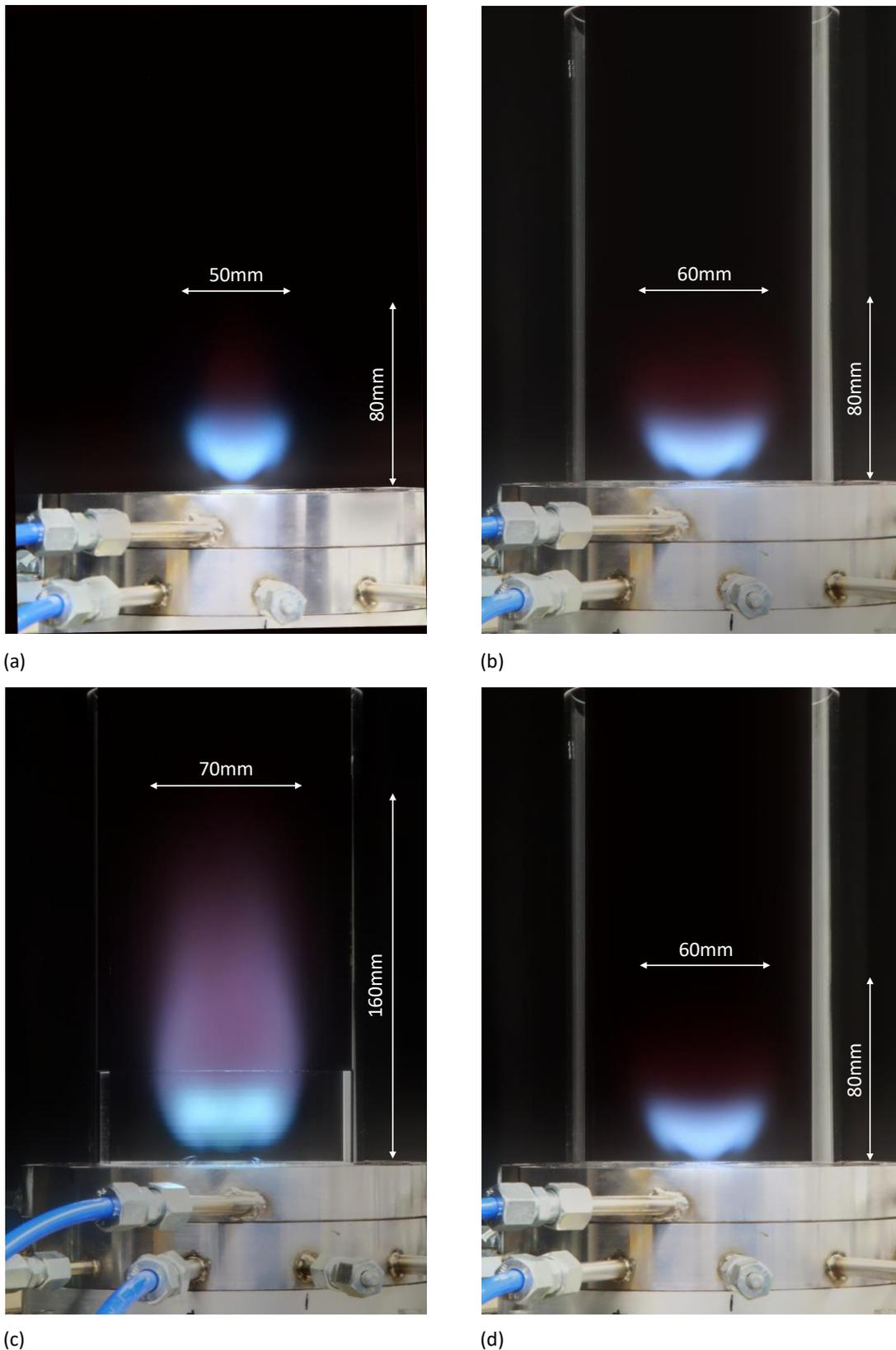


Abbildung 5-1: Charakteristischer Vergleich der Betriebspunkte 1 (a), 2 ohne Resonanz (b), 2 mit Resonanz bei 220Hz (d) und 3 (c). Zum besseren Vergleich sind die Betriebspunkte 2 ohne (b) und mit Resonanz (d) untereinander dargestellt.

## 5.2 Reaktionszone

Im folgenden Abschnitt wird genauer auf die Reaktionszone eingegangen. Dabei wird diese anhand der Mittelwerte aus OH\*-Chemilumineszenz und BOS beschrieben. Zusätzlich wird ein qualitativer Vergleich der Ergebnisse aus beiden Messverfahren durchgeführt.

### 5.2.1 OH\*-Chemilumineszenz

Abbildung 5-2 stellt die mittleren OH\*-Emissionen in der Reaktionszone für alle Betriebspunkte dar. Abbildung 5-2(a) zeigt dabei Betriebspunkt 1, Abbildung 5-2(b) und Abbildung 5-2(d) Betriebspunkt 2 ohne bzw. mit Resonanz bei 220Hz sowie Abbildung 5-2(c) Betriebspunkt 3. Zum besseren Vergleich mit obiger Abbildung 5-1 erfolgt die Darstellung anhand der LOS-Daten.

Im Prinzip repräsentiert auch Abbildung 5-2 die Beobachtungen aus Abbildung 5-1 in Abschnitt 5.1, jedoch sei nochmals darauf hingewiesen, dass das OH\*-Radikal eine molekulare Bandemission im Ultravioletten darstellt und mit freiem Auge nicht zu sehen ist, weshalb die OH\*-Emission in der Reaktionszone durch zeitlich gemittelte Bilder, aufgenommen von ICCD-Kamera mit OH\*-Bandpassfilter und UV-Kameralinse, gezeigt wird. Diese Emission wird in technischen Anwendungen zur Bestimmung der mittleren Wärmefreisetzung in der Reaktionszone herangezogen.

Mit Brennkammer (Abbildung 5-2(b)(c)(d)) ist die Reaktionszone breiter als ohne (Abbildung 5-2 (a)). Die an der Innenseite der Brennkammer, unterhalb der Flamme entstehenden Rezirkulationen wirbeln heiße Verbrennungsprodukte nach unten und vergrößern die Reaktionszone.

Die Flamme sitzt sowohl in Betriebspunkt 1 ohne Brennkammer (Abbildung 5-2(a)) als auch in Betriebspunkt 2 ohne Resonanz (Abbildung 5-2(b)) in etwa auf einer Höhe von  $x=10\text{mm}$ . In Betriebspunkt 2 mit Resonanz bei 220Hz (Abbildung 5-2(d)) ist die Position der Flamme etwas höher gelegen als in selbigem Betriebspunkt ohne Resonanz (Abbildung 5-2(b)). Durch den resonanten Zustand ist das abgebildete, zeitliche Mittel nach oben verschoben. Auch in Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-2(c)) liegt die Position der Flamme, aufgrund der steileren „M-Form“, höher.

Den mageren Betriebspunkten (Abbildung 5-2(a)(b)(d)) ist gemeinsam, dass die maximale Intensität der OH\*-Emission im Zentrum bei  $y=0\text{mm}$  liegt. Dort steht aufgrund der mageren Bedingungen genügend Sauerstoff zur Verfügung und die ablaufende, exotherme, chemische Reaktion setzt dort am meisten Energie frei. Vergleicht man dazu Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-2(c)), wird ersichtlich, dass die maximale OH\*-Intensität in etwa bei  $y=17\text{mm}$  auftritt. In Folge der fetten Verbrennung steht im Zentrum ( $y=0\text{mm}$ ) weniger Sauerstoff zur Verfügung, die Reaktion verschiebt sich mehr in Richtung des Randbereichs, wo mehr Luft und infolge dessen mehr  $\text{O}_2$  umgesetzt werden kann (Abbildung 5-2(c)).

Wie die OH\*-Intensität und deren Maximum in Zusammenhang mit Dichte und Temperatur der Flamme in der Reaktionszone steht, ist im nächsten Abschnitt beschrieben.

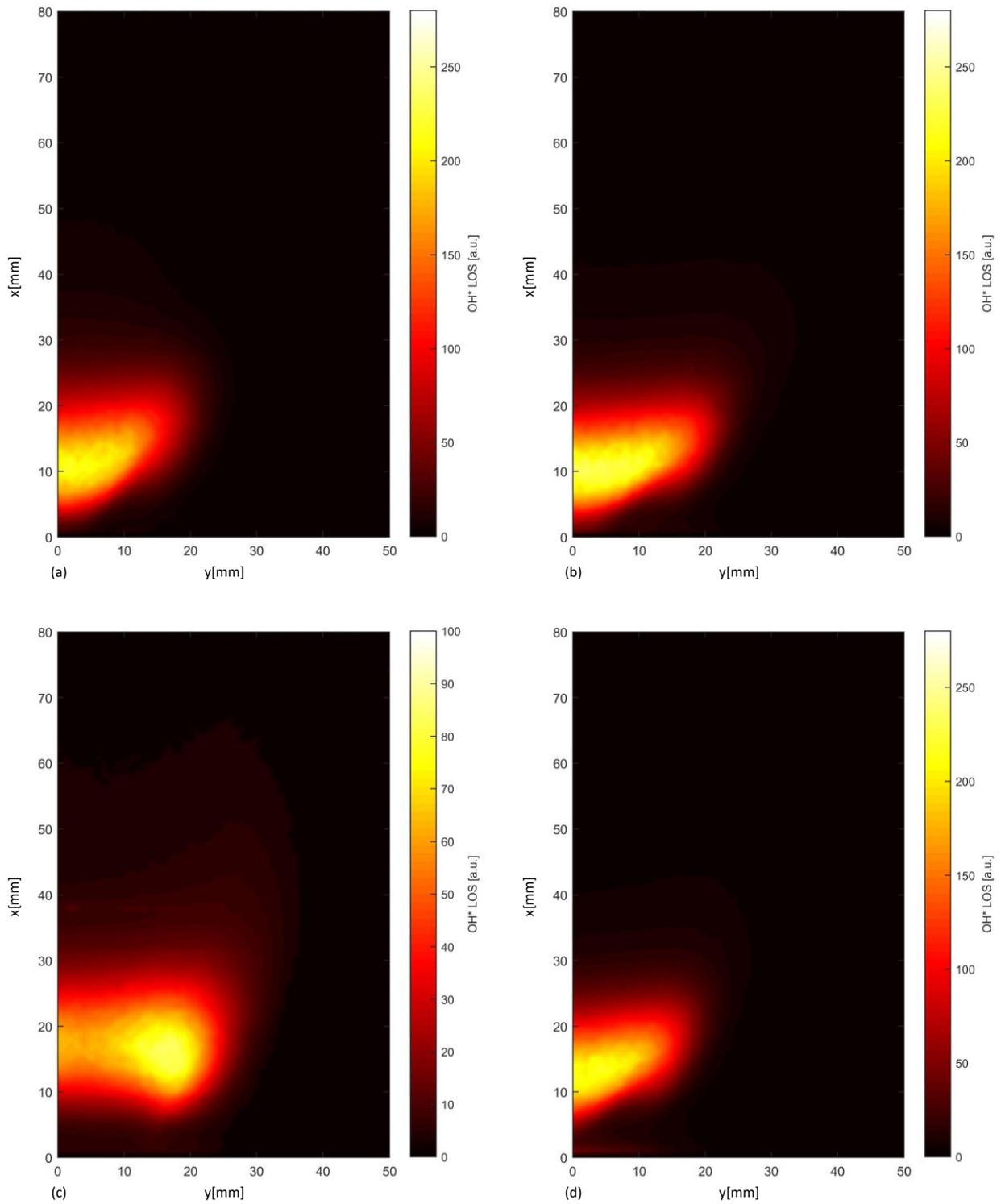


Abbildung 5-2: Gemittelte OH\*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 1 (a), 2 ohne Resonanz (b), 2 mit Resonanz bei 220Hz (d) und 3 (c). Zum besseren Vergleich ist der Betriebspunkt 2 ohne (b) und mit Resonanz (d) untereinander dargestellt.

## 5.2.2 Dichte- und Temperaturfeld aus BOS

Um den Einsatz von BOS zur Bestimmung der lokalen, mittleren Dichte zu rechtfertigen, ist in Abbildung 5-3 ein Vergleich der mittleren OH\*-Intensität mit dem aus BOS stammenden Dichtefeld, für den resonanten Betriebspunkt 2 (Abbildung 5-3(a)) und den fetten Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-3(b)), angeführt.

Vom physikalischen Standpunkt aus betrachtet, ist dort wo die exothermen, chemischen Reaktionen am stärksten ablaufen, die Intensität der OH\*-Chemilumineszenz am größten und in weiterer Folge muss dort auch minimale Dichte sowie höchste Temperatur vorliegen. Abbildung 5-3(a) macht für Betriebspunkt 2 mit Resonanz und stellvertretend für die mageren Betriebspunkte deutlich, dass dies gegeben ist. Zusätzlich ist der Einfluss der heißen Wirbel unter der Flamme erkennbar.

Abbildung 5-3(b) ist zu entnehmen, dass auch in Betriebspunkt 3 die lokale Dichte in der Reaktionszone abnimmt und die Temperatur hoch ist. Jedoch fällt auf, dass die minimalste Dichte und höchste Temperatur über der von OH\* gezeigten Reaktionszone, in etwa bei  $x=45\text{mm}$ , auftritt. Dies ist durch den starken Abbrand des Rußes, der in Betriebspunkt 3 gebildet wird, zu erklären. Bei der unvollständigen Verbrennung entsteht in der Reaktionszone unter Sauerstoffmangel elementarer Kohlenstoff in Form von Ruß, dessen Abbrand durch seitliche Luftzufuhr über den inneren Glasring erhöht die Temperatur bzw. senkt die Dichte, ohne dass OH\* freigesetzt wird und dieses somit in Abbildung 5-3(b), bei  $x=45\text{mm}$ , nicht zu sehen ist.

Aus der mittels BOS bestimmten, lokalen Dichteverteilung, folgt mit bekanntem Äquivalenzverhältnis bzw. damit bekannter Gaszusammensetzung bei konstantem Umgebungsdruck, die lokale Temperaturverteilung. Diese ist für alle Betriebspunkte in Abbildung 5-4 gezeigt.

Daraus ist ersichtlich, dass dort wo minimale Dichte vorliegt, natürlich auch die Temperatur am höchsten sein muss. Die maximalen Temperaturen liegen in den Betriebspunkten 1, 2 ohne Resonanz und 3 (Abbildung 5-4(a)(b)(c)) bei etwa  $1000\text{-}1100^\circ\text{C}$ . Dies stimmt mit dem gelbrot leuchtenden durch den Rußabbrand emittierten Wärmestrahlung überein, welches charakteristisch für den fetten Betriebspunkt 3 ist. In Betriebspunkt 2 mit Resonanz (Abbildung 5-4(d)) liegt die Maximaltemperatur bei etwa  $1200^\circ\text{C}$  und damit höher als in den anderen Betriebspunkten.

Weiters ist noch anzumerken, dass die Temperaturverteilungen in Abbildung 5-4 qualitativ mit den Ergebnissen der mittels LIV detektierten, lokalen Wärmefreisetzungsschwankungen (Abschnitt 5.3.2) übereinstimmen. Die Wirbel verzerren nicht nur die Flammenfront und führen zu Schwankungen der Wärmefreisetzung, sondern ziehen heiße Verbrennungsprodukte in den Randzonen nach unten und erhöhen damit dort die lokale Temperatur bzw. senken die lokale Dichte (Abbildung 5-4). Vor allem in Betriebspunkten 2 mit und ohne Resonanz ist der Einfluss des heißen Eckenwirbels deutlich erkennbar.

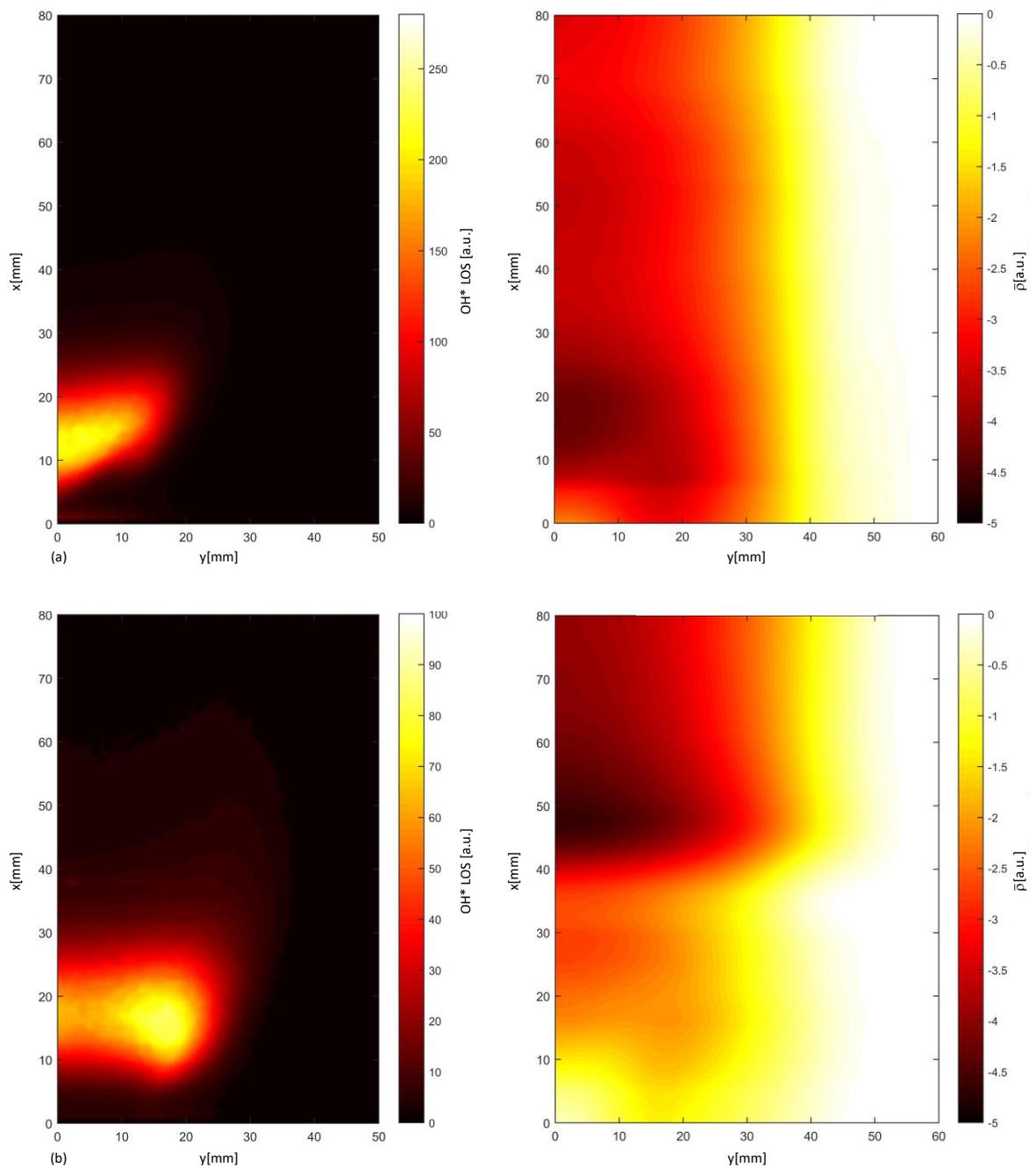


Abbildung 5-3: Vergleich von LOS-Daten der OH\*-Chemilumineszenz (links) und mittlerer Dichte aus BOS (rechts), dargestellt für Betriebspunkt 2 mit Resonanz (a) und Betriebspunkt 3 (b). Die Position der gläsernen Brennkammerinnenwand liegt bei  $y = 57$  mm.

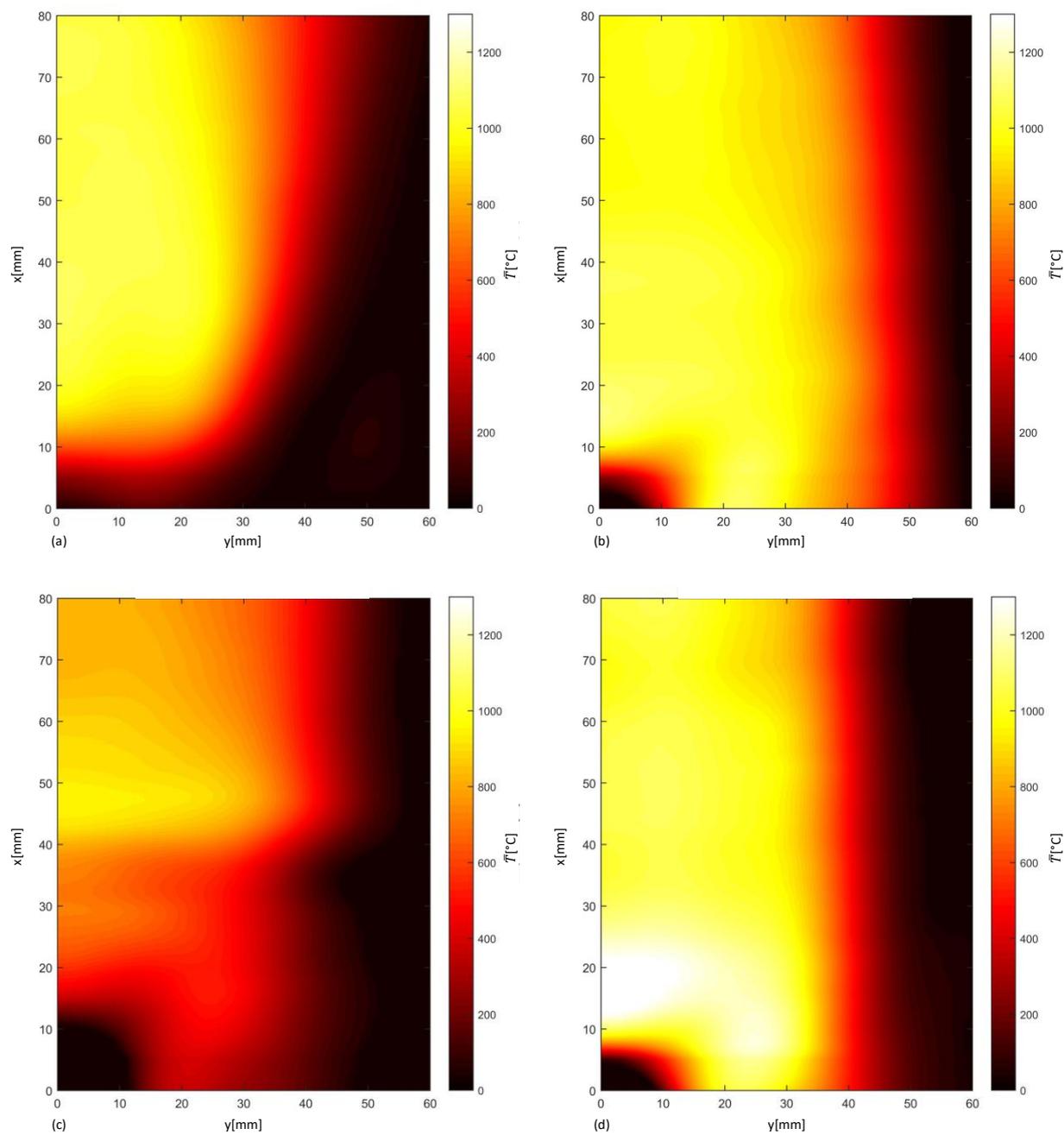


Abbildung 5-4: Mittels BOS bestimmte, lokale Temperaturverteilung des Betriebspunktes 1 (a), 2 ohne Resonanz (b), 2 mit Resonanz bei 220Hz (d) und 3 (c). Zum besseren Vergleich ist der Betriebspunkt 2 ohne (b) und mit Resonanz (d) untereinander dargestellt.

### 5.2.3 Spektroskopie - Reaktionskinetik

Abbildung 5-5(a) bis Abbildung 5-8(a) zeigen für jeden Betriebspunkt die mittleren OH\*-Intensitäten. Nebenstehend sind in Abbildung 5-5(b) bis Abbildung 5-8(b) die räumlich aufgelösten Emissionsspektren der Flamme, über die Höhe  $x$  im Zentrum bei  $y=0\text{mm}$  und in Abbildung 5-5(c) bis Abbildung 5-8(c) jene bei  $y=15\text{mm}$  in einem Wasserfalldiagramm dargestellt.

Das über die Massenströme vordefinierte Äquivalenzverhältnis für jeden Betriebspunkt ist Tabelle 5-1 zu entnehmen. Während Betriebspunkt 1 und 2 einer mageren Verbrennung entspricht, ist jene in Betriebspunkt 3 fett.

In den Betriebspunkten 1 und 2 sind die charakteristischen Emissionen einer mageren, mit einem Methan-Luft-Gemisch gefeuerten Flamme deutlich zu erkennen (Abbildung 5-5(b)(c) bis Abbildung 5-7(b)(c)). OH\* emittiert dabei bei 280-310nm und CH\* bei 430nm, mit einem zweiten molekularen Übergang bei 390nm. Ebenso ist ein breitbandiger CO<sub>2</sub>-Untergrund sichtbar.

In Betriebspunkt 3 treten zusätzlich die nach dem schottischen Physiker William Swan benannten Swan-Bänder C<sub>2</sub>\*, hauptsächlich zwischen 470-550nm, auf (Abbildung 5-8(b)(c)) [26]. Diese stellen die Vorstufe zur Rußbildung dar.

Vertiefende Literatur zu Emissionsspektren von Flammen und Reaktionskinetik bietet Gaydon [25].

Bis auf die OH\*-Emission, welche eine molekulare Bandemission im Ultravioletten darstellt, können die Radikale auch mit freiem Auge beobachtet werden, da CH\* (blau) und C<sub>2</sub>\* (grünblau) im sichtbaren Wellenlängenbereich emittiert werden. In Betriebspunkt 3 wird aufgrund des Sauerstoffmangels elementarer Kohlenstoff in Form von Ruß gebildet, [27] zeigt die möglichen Reaktionspfade. Die Ruß-Emission ist, entsprechend dem Planck-Gesetz thermischer Strahlung, als Breitbandemission der festen Kohlenstoffpartikel gekennzeichnet. Das intensive, charakteristische Leuchten (gelbrot) ist also auf die vorliegende Temperatur von 900-1100°C zurückzuführen (thermischer Strahler).

Tabelle 5-1: Äquivalenzverhältnis der Betriebspunkte, ermittelt aus den Massenströmen der Zuströmung

Äquivalenzverhältnis	$\phi$ [-]
BP 1 (ohne Brennkammer)	0,88
BP 2 (mit Brennkammer)	0,88
BP 3 (gestufte Verbrennung)	1,28

Bei allen Betriebspunkten weist sowohl die OH\*- als auch die CH\*-Emission eine scharfe Verteilung innerhalb der Reaktionszone auf, wobei jene von OH\* breitbandiger ist als die von CH\*. Die C<sub>2</sub>\*-Verteilung ist die schmalste aller Radikale. Die breitbandige CO<sub>2</sub>\*-Emission ist den OH\*-, CH\*- und C<sub>2</sub>\*-Emissionen überlagert.

Die Emissionsintensitäten aller Radikale nehmen zuerst über die Höhe gleichmäßig zu, erreichen ein Maximum und klingen anschließend monoton ab. Dies verdeutlicht die Reaktionszone in der sie gebildet werden. Bei maximaler OH\*-Emissionsintensität liegt maximale Temperatur und somit minimale Dichte vor.

Die Bildung der Radikale erfolgt in der Flammenfront. Diese ist dünn, jedoch zeigen die vorliegenden zeitlich gemittelten Aufnahmen aufgrund der Turbulenz einen wesentlich weiteren Bereich. Vergleicht man dabei Abbildung 5-5(b)(c) bis Abbildung 5-7(b)(c) mit Abbildung 5-8(b)(c) fällt auf, dass bei einer mageren Verbrennung die CH\*-Emission schneller abklingt als OH\*. Dies rührt daher, dass CH\* beim Cracken von CH<sub>4</sub> entsteht und in der Reaktionszone verbrannt wird, während hingegen OH\* als Verbrennungsendprodukt langlebiger ist und daher auch über längere Strecken nachleuchtet.

Abbildung 5-5 bis Abbildung 5-7 zeigen, dass die OH\*-Intensitäten bei den mageren Betriebspunkten im Zentrum bei y=0mm deutlich höher sind als bei y=15mm. Betrachtet man die Flamme in der yz-Ebene, bemerkt man näherungsweise einen kreisförmigen Querschnitt, weshalb die als LOS-Daten vorliegenden OH\*-Intensitäten über den Radius in y-Richtung abnehmen müssen. Nur im fetten Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-8) ist die OH\*-Intensität bei y=15mm höher als bei y=0mm, was anhand einer durch die gestufte Verbrennung zusätzlich entstehenden Reaktionszone stromabwärts erklärt werden kann.

Des Weiteren ist aus den LOS-OH\*-Intensitäten und den Emissionen in Abbildung 5-5 bis Abbildung 5-7 ersichtlich, dass im Zentrum bei y=0mm über die Höhe x gesehen, OH\* wesentlich früher gebildet wird als bei y=15mm. Daraus lässt sich die charakteristische „M-Form“ einer mageren, drallstabilisierten Vormischflamme ableiten, wie sie auch in der Literatur zu finden ist [2].

Da die OH\*- und CH\*- Radikale hauptsächlich in der Reaktionszone gebildet werden, kann das räumlich aufgelöste Emissionsintensitätsverhältnis von OH\* zu CH\* verwendet werden, um die lokale Stöchiometrie der Flamme in der Reaktionszone zu bestimmen. Wie der Quotient OH\*/CH\* in funktionalem Zusammenhang mit dem Äquivalenzverhältnis steht, kann in den Abschnitten 2.5 und 4.4 nachgeschlagen werden.

Aus Abbildung 5-5 bis Abbildung 5-7 wird ersichtlich, dass Veränderungen des Verhältnisses der OH\*- und CH\*-Chemilumineszenz sowohl unter mageren als auch fetten Bedingungen deutlich beobachtet werden können.

Vergleicht man Betriebspunkt 1 und 2 in Abbildung 5-5 bis Abbildung 5-7 fällt auf, dass in der Nähe der Quarzglasbrennkammer, das Verhältnis von OH\* zu CH\* kleiner ist als ohne Brennkammer. Dieser Sachverhalt ist darauf zurückzuführen, dass ohne Brennkammer eine

Beimischung von Umgebungsluft erfolgt und als Konsequenz daraus das tatsächliche Äquivalenzverhältnis kleiner ist als das theoretische aus Tabelle 5-1. Die Verbrennung wird also in diesen Randzonen bei atmosphärischer Verbrennung geringfügig magerer. Im Gegensatz zu den Betriebspunkten 2 und 3 mit Brennkammer (Abbildung 5-6 bis Abbildung 5-8), weist die Flamme also viel stärkere Äquivalenzverhältnisgradienten an den Rändern auf. Das Verhältnis von  $\text{OH}^*$  zu  $\text{CH}^*$  ändert sich infolge des Kühlluftetrags an der Innenseite der Brennkammer zwar auch in den Betriebspunkten mit Brennkammer zum Rand hin, (Abbildung 5-6 bis Abbildung 5-8), jedoch ist das Ausmaß weit geringer als für den Betriebspunkt ohne Brennkammer in Abbildung 5-5.

Aus Abbildung 5-8 ist ersichtlich, dass die Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emissionen unter fetten Bedingungen wesentlich geringer ist als unter mageren (Abbildung 5-5 bis Abbildung 5-7), jene der  $\text{C}_2^*$ -Emissionen aufgrund des Brennstoffüberschusses jedoch um ein Vielfaches höher. Da im Zentrum der Flamme ( $y=0\text{mm}$ ) also weniger Luft und damit weniger  $\text{O}_2$  für die Verbrennung zur Verfügung steht, ist dementsprechend auch das  $\text{OH}^*/\text{CH}^*$ -Verhältnis geringer und somit das Äquivalenzverhältnis höher als bei  $y=15\text{mm}$  (Abbildung 5-8).

Zusammengefasst zeigen die Resultate eine Abhängigkeit der Emissionsintensitäten von  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CH}^*$  und  $\text{C}_2^*$  vom Äquivalenzverhältnis, was für die Bestimmung der lokalen Reaktionskinetik genutzt werden kann. Das tatsächliche Äquivalenzverhältnis unterscheidet sich vom theoretisch errechneten in der Flamme. Dies deckt sich auch mit bereits auf diesem Themengebiet durchgeführten Untersuchungen [19].

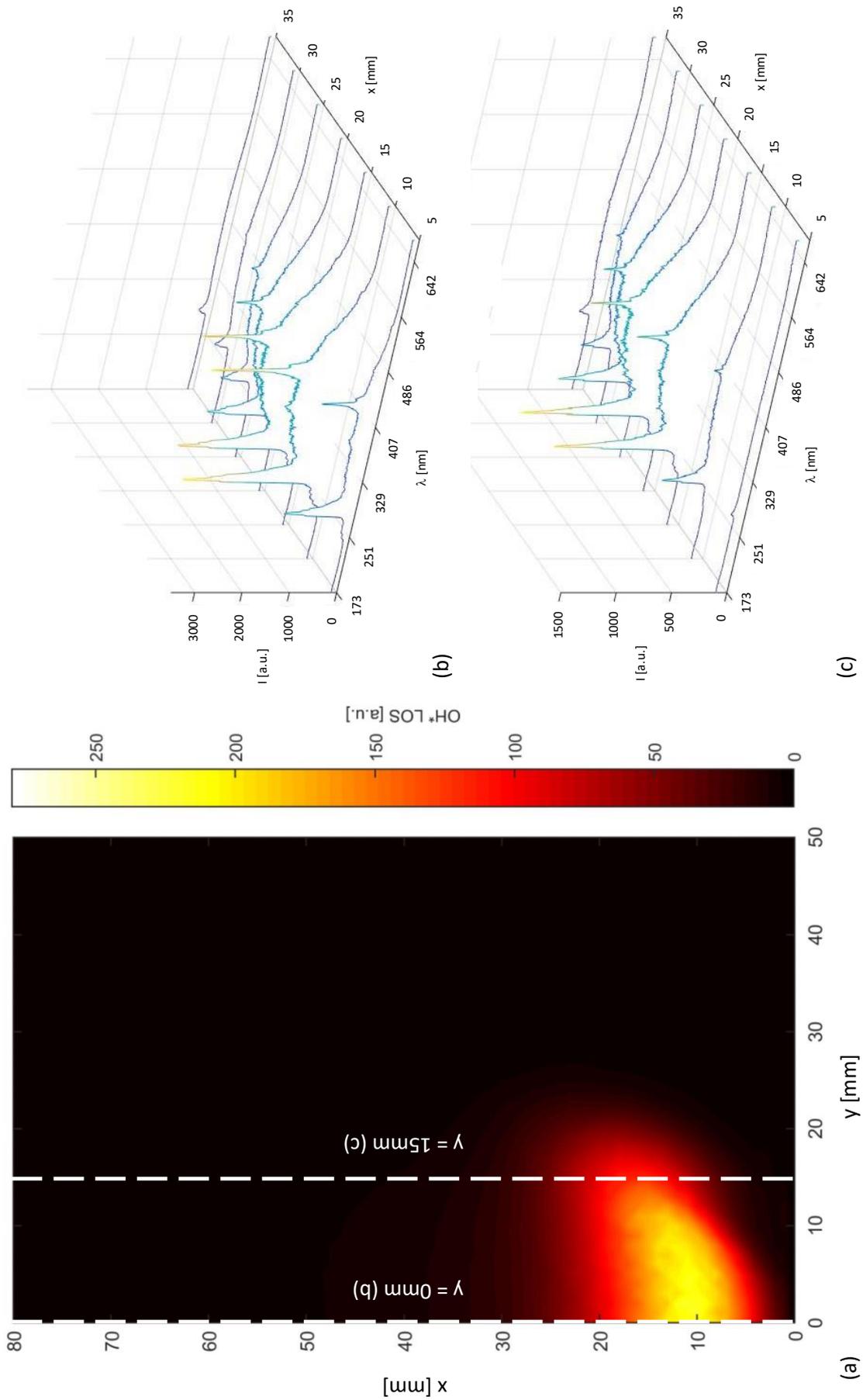


Abbildung 5-5: Gemittelte OH\*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes I (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe x im Zentrum der Flamme bei y=0 (b) und bei y=15mm (c).

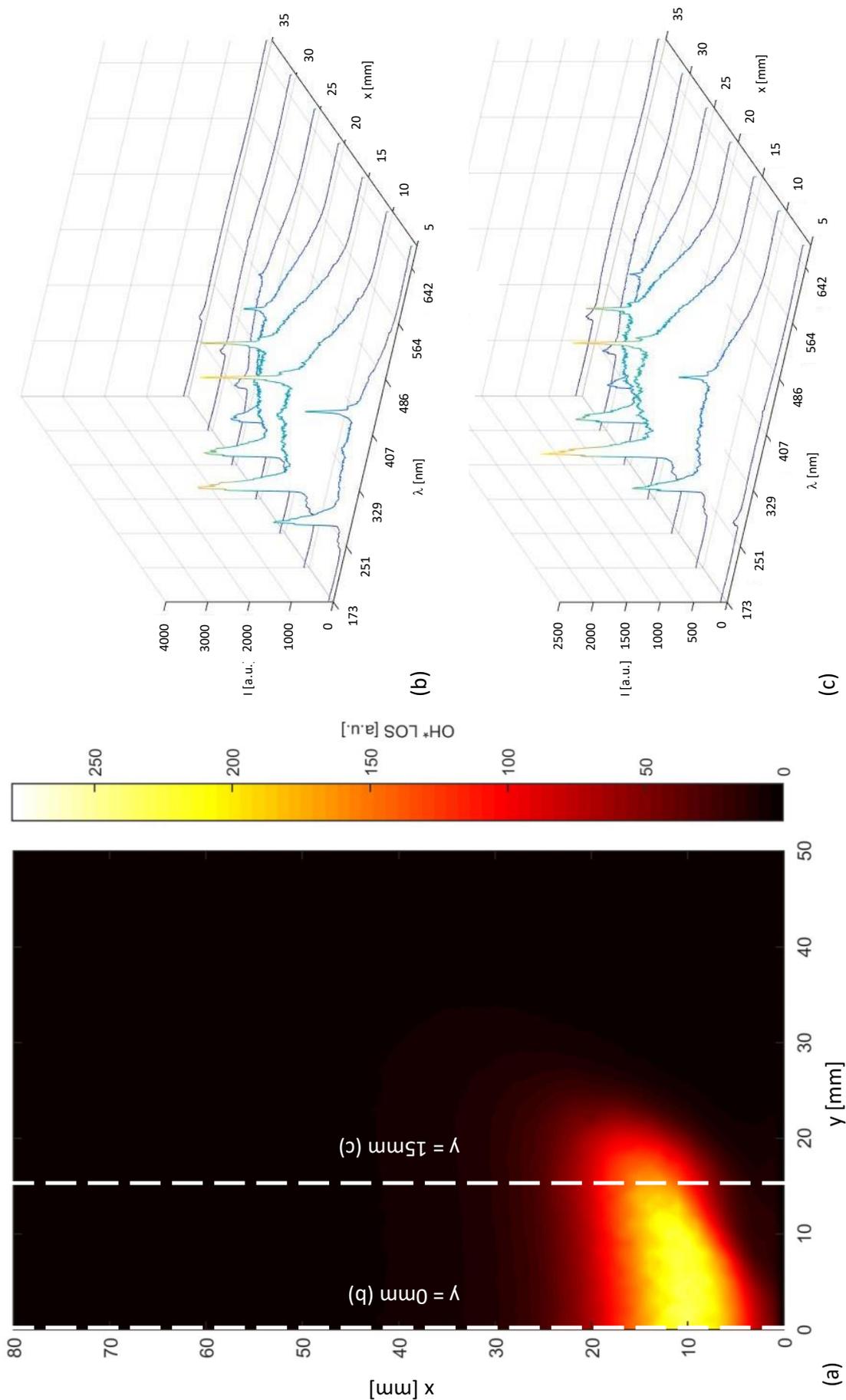


Abbildung 5-6: Gemittelte OH\*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 2 (ohne Resonator) (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe x im Zentrum der Flamme bei y=0 (b) und bei y=15mm (c).

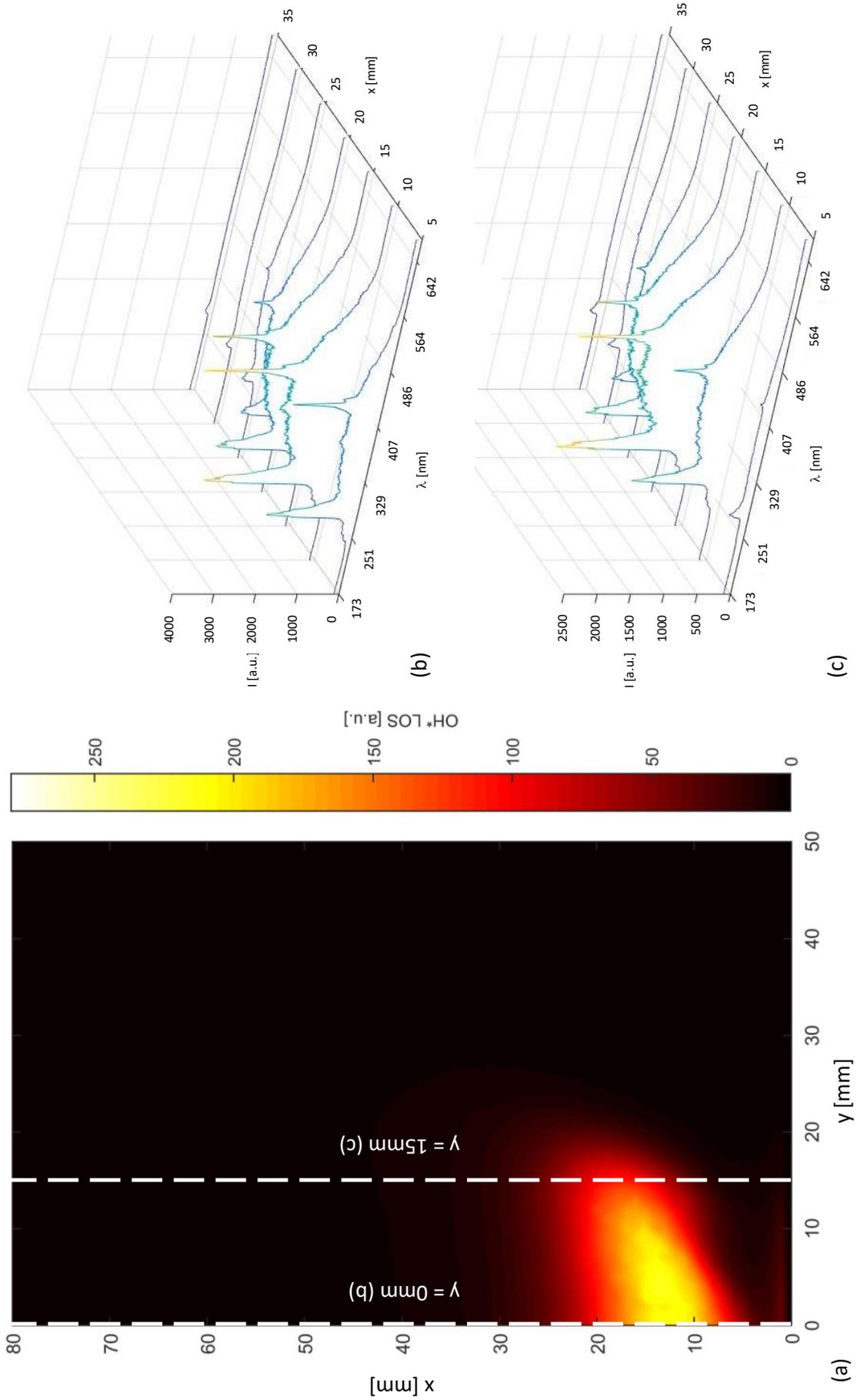


Abbildung 5-7: Gemittelte OH\*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 2 (mit Resonanz bei 220Hz) (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe  $x$  im Zentrum der Flamme bei  $y=0$  (b) und bei  $y=15$ mm (c).

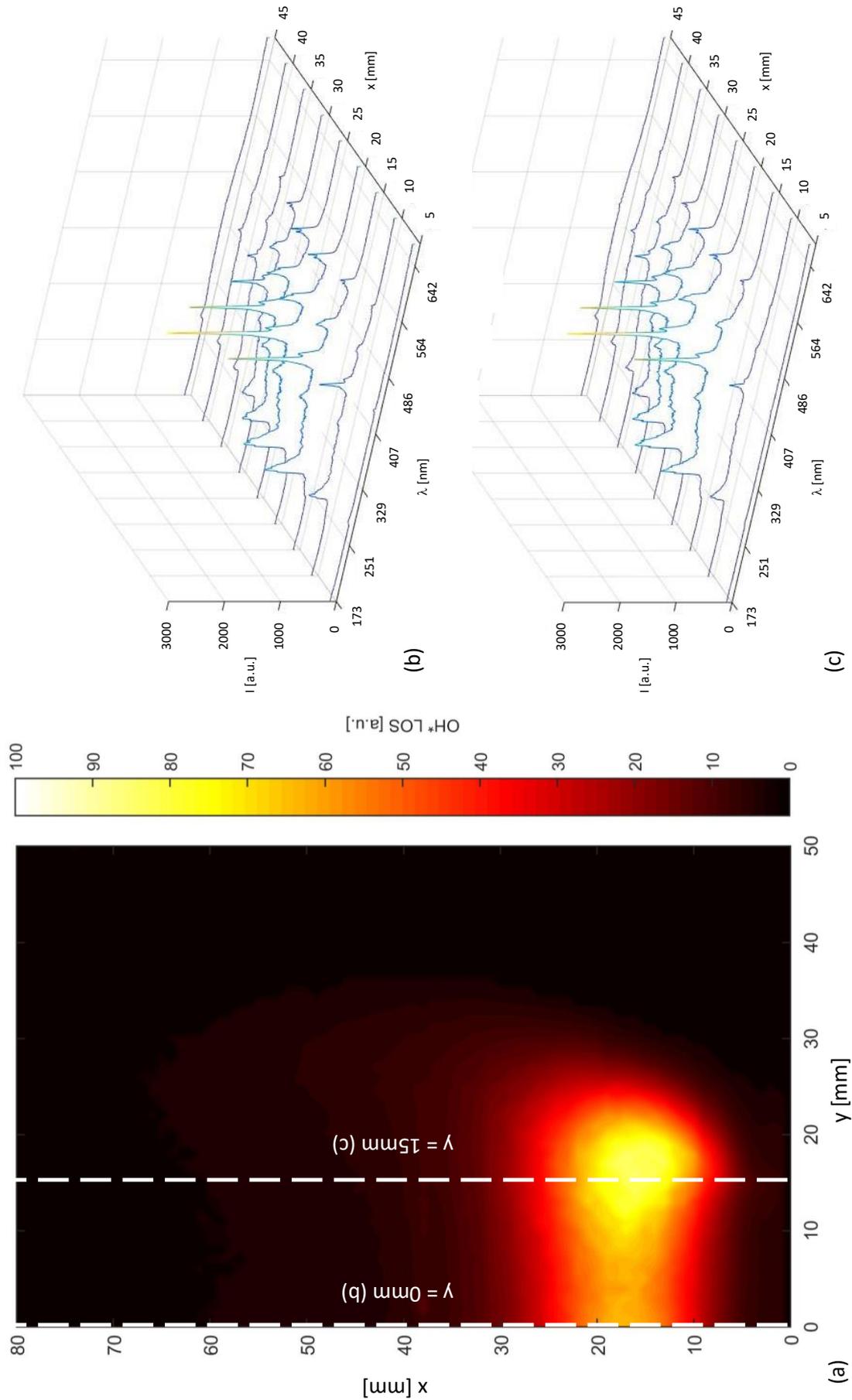


Abbildung 5-8: Gemittelte OH\*-Intensität (LOS) des Betriebspunktes 3 (a) mit den zugehörigen Emissionsspektren über die Höhe x im Zentrum der Flamme bei y=0 (b) und bei y=15mm (c).

### 5.3 Wärmefreisetzungsschwankungen

Für die Ergebnisse der LIV werden die aus der FFT ermittelten Signalamplituden bei 220Hz mit den aus der Kreuzkorrelation stammenden lokalen Phasenlagen zwischen Laservibrometer und Sirene in Beziehung gesetzt. Der Realteil dieses komplexen Vektors wird durch den lokalen Phasenwinkel und die Amplitude, welche von der lokalen Amplitude der Wärmefreisetzung abhängig ist, moduliert (vgl. Abbildung 2-1). Somit enthält der Realteil der komplexen Oszillation der Wärmefreisetzung, nach der inversen Abel-Transformation, Informationen über lokale Amplituden und Phasen (Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-14).

Diese Daten werden zur Visualisierung in acht äquidistante Phasen zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  unterteilt, um die Dauer einer Periode bei 220Hz phasen- bzw. zeitaufgelöst darstellen zu können. Von den in Abschnitt 4.3 beschriebenen phasenaufgelösten  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzfeldern der ICCD-Kamera, werden die zeitlich gemittelten  $\text{OH}^*$ -Daten subtrahiert und in weiterer Folge ebenfalls acht äquidistante Phaseninkremente zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$ , für den Vergleich zwischen LIV und  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz, zur Ergebnisdiskussion herangezogen. Als Resultat erhält man somit für jeden Betriebspunkt, sowohl für die LIV als auch die  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz, LOS-Daten der Wärmefreisetzungsschwankungen, aufgelöst über acht äquidistante Phaseninkremente.

Zeitaufgelöste, globale Wärmefreisetzungsschwankungen folgen aus der Integration der Intensitäten über das gesamte Flammenvolumen in den LOS-Datenfeldern.

Die Diskussion lokaler Wärmefreisetzungsschwankungen erfolgt anhand der invers abel-transformierten LOS-Datenfelder, dargestellt in Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-14.

Aus den Abbildungen kann die Wellenlänge der Störung abgelesen werden. 10mm Wellenlänge bei einer Frequenz von 220Hz ergibt eine Geschwindigkeit von 2,2m/s, mit der sich die von der Sirene induzierte Störung in der Flamme ausbreitet.

Alle Abbildungen zeigen die rechte Hälfte des rotationssymmetrischen Flammenfeldes und beinhalten alle Korrekturen (lokale Dichte, lokaler Isentropenexponent und lokale Gladstone-Dale-Konstante). Der Einfluss dieser Korrekturen wird im Folgenden verdeutlicht.

In Abbildung 5-9 sind die von LIV detektierten Amplituden der lokalen, volumetrischen Wärmefreisetzungsschwankungen für Betriebspunkt 2 ohne Resonanz (Abbildung 5-9(a)) und Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-9(b)) zu sehen. Das jeweils linke Bild zeigt dabei ein Amplitudenfeld, welches aus konstanten Werten für die lokale Dichte, den lokalen Isentropenexponenten und die lokale Gladstone-Dale-Konstante errechnet wurde.

Zum Vergleich ist im jeweils rechten Bild die unumgängliche Notwendigkeit der Bestimmung der lokalen Dichte und der Korrektur des lokalen Isentropenexponenten bzw. des Terms  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  sowie der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten aufgezeigt. Die rechten Amplitudenfelder beinhalten also die mittels BOS bestimmte, lokale, mittlere Dichte und die korrigierten, lokalen Werte für  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  und  $G$ .

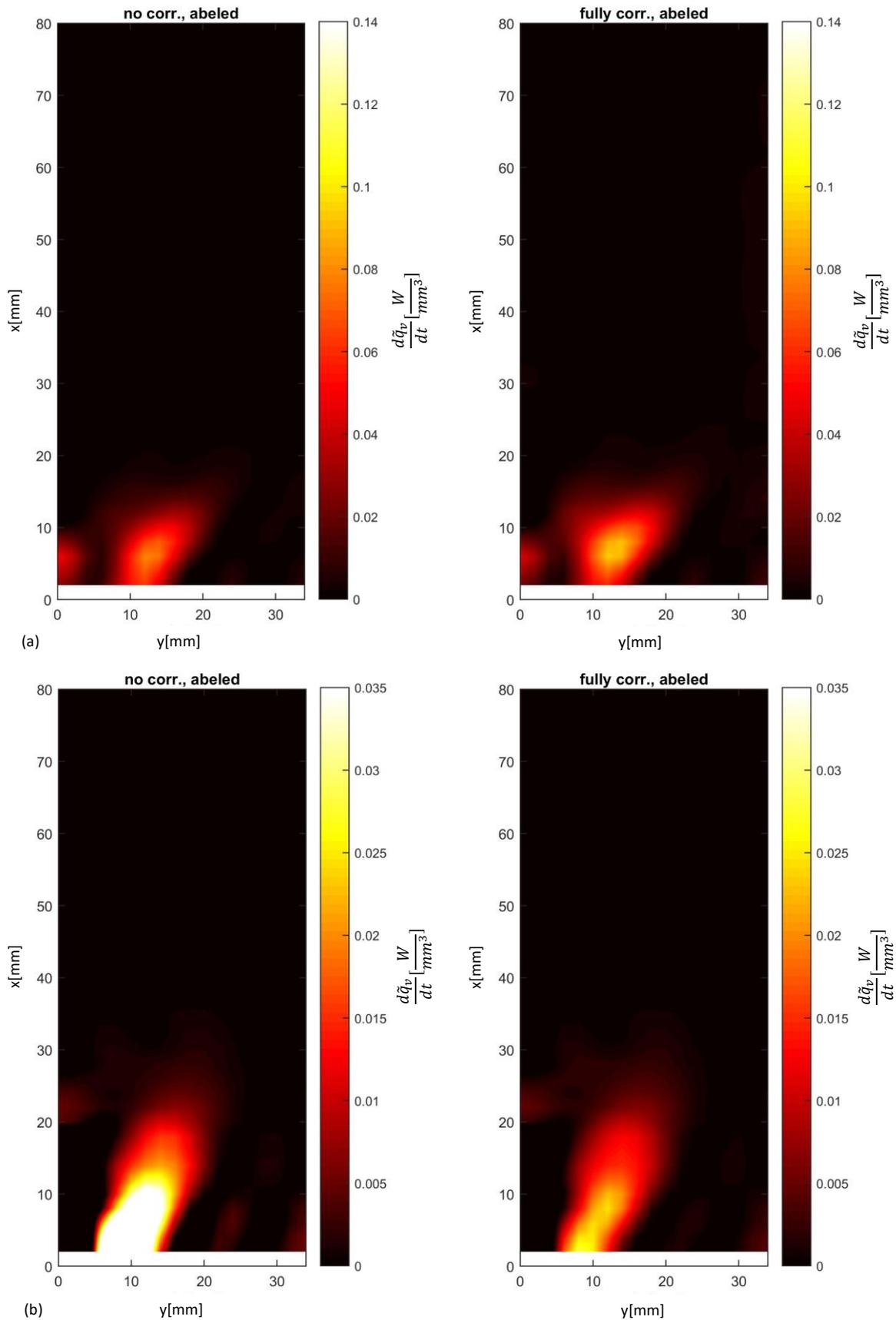


Abbildung 5-9: Lokales Amplitudenfeld unkorrigiert (links) und selbiges mit Korrektur der lokalen mittleren Dichte, des lokalen Isentropenexponenten sowie der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten (rechts), dargestellt für den Betriebspunkt 2 ohne Resonanz (a) und Betriebspunkt 3 (b).

Abbildung 5-9(a) unterstreicht, dass in Betriebspunkt 2 ohne Resonanz, dort wo die größten Schwankungen in der Reaktionszone auftreten, die tatsächliche lokale Dichte abnimmt. Dies gilt auch für denselben Betriebspunkt mit Resonanz (vgl. Abbildung 5-3(a)) und Betriebspunkt 1. Unkorrigiert hätte das, aufgrund des Vorkommens von zu hohen, lokalen, mittleren Dichten im Nenner von Gleichung (2-15), zu geringe Schwankungsamplituden zur Folge. Der erste Term links in Gleichung (2-15) (inverse Dichte) ist somit ein Gewichtungsfaktor für die Wärmefreisetzungsschwankungen.

In Betriebspunkt 3 hingegen, liegt die minimale Dichte, aufgrund der zusätzlichen Reaktionszone stromabwärts, über dem Bereich der größten Schwankungsamplituden (vgl. Abbildung 5-3(b)). Das heißt, aufgrund höherer Dichten in Bereichen hoher Schwankungen in der Reaktionszone, wird deren reziproker Wert in Gleichung (2-15) kleiner und die Schwankungsamplituden (Abbildung 5-9(b) rechts) sinken, während das unkorrigierte Bild, links in Abbildung 5-9(b), ein Feld mit zu hohen Amplitudenwerten zeigt.

Die Korrekturen mit mittlerer Dichte aus BOS und jene des Isentropenexponenten sowie der Gladstone-Dale-Konstanten, minimieren diese systematischen Fehler (Abschnitt 5.4.1).

### 5.3.1 Globale Wärmefreisetzungsschwankungen

Abbildung 5-10 vergleicht Amplitude und Phase der globalen Wärmefreisetzungsschwankungen von LIV und OH\*-Chemilumineszenz (Photomultiplier) in allen Betriebspunkten. Die Phase ist dabei auf das Referenzsignal der Sirene bezogen. Die unterschiedlichen Graphen repräsentieren die eingangs erwähnten Korrekturen von lokaler Dichte, lokalem Isentropenexponenten und lokaler Gladstone-Dale-Konstanten.

Abbildung 5-9(a) verdeutlicht, dass konstante Mittelwerte für  $\rho$ ,  $\kappa$  und  $G$  dazu führen, dass in Betriebspunkt 2 ohne Resonanz, die Wärmefreisetzungsschwankungen in der Reaktionszone unterschätzt werden. Analoges gilt für Betriebspunkt 2 mit Resonanz und Betriebspunkt 1. Diese Unterschätzungen wirken sich bei der Abbildung 5-10 zugrunde liegenden Integration über eine Schwankungsperiode unter Berücksichtigung der lokalen Phase dahingehend aus, dass die resultierenden Werte für die globalen Wärmefreisetzungsschwankungen niedriger sind. Die bereits erwähnten, entsprechenden Korrekturen führen zu höheren, korrekten, globalen Werten. Die Abbildung 5-10(b)(d) stellen somit unter Beweis, dass die Anwendung von LIV auch in transparenten Brennkammern ohne Einschränkung möglich ist.

Hingegen führen die Überschätzungen in Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-9(b)) dazu, dass die Werte nach der Integration vorerst zu hoch sind und die Korrekturen kleinere, korrekte, globale Werte ergeben (Abbildung 5-10(c)). Der Phasenunterschied in selbigem Bild ist darauf zurückzuführen, dass in Betriebspunkt 3, bei vorherrschender, fetter Verbrennung sich das Äquivalenzverhältnis in der Reaktionszone ändert, was die Daten der OH\*-Chemilumineszenz beeinflusst. Diese sind vom Sauerstoffgehalt abhängig. Sogenanntes Quenching tritt auf, wenn Energie strahlungslos zwischen den Energieniveaus von OH\* und O<sub>2</sub> ausgetauscht werden kann, die OH\*-Emissionen erscheinen dann schwächer. Durch diesen Effekt wird auch der starke Phasenunterschied verständlich, da sich lokale Schwankungen unterschiedlich zum Summenwert aufaddieren, während die Amplitude des Summenwertes jedoch über die Menge des eingebrachten Brennstoffes kalibriert wird, ein Vorgang, der eine vollständige Verbrennung voraussetzt.

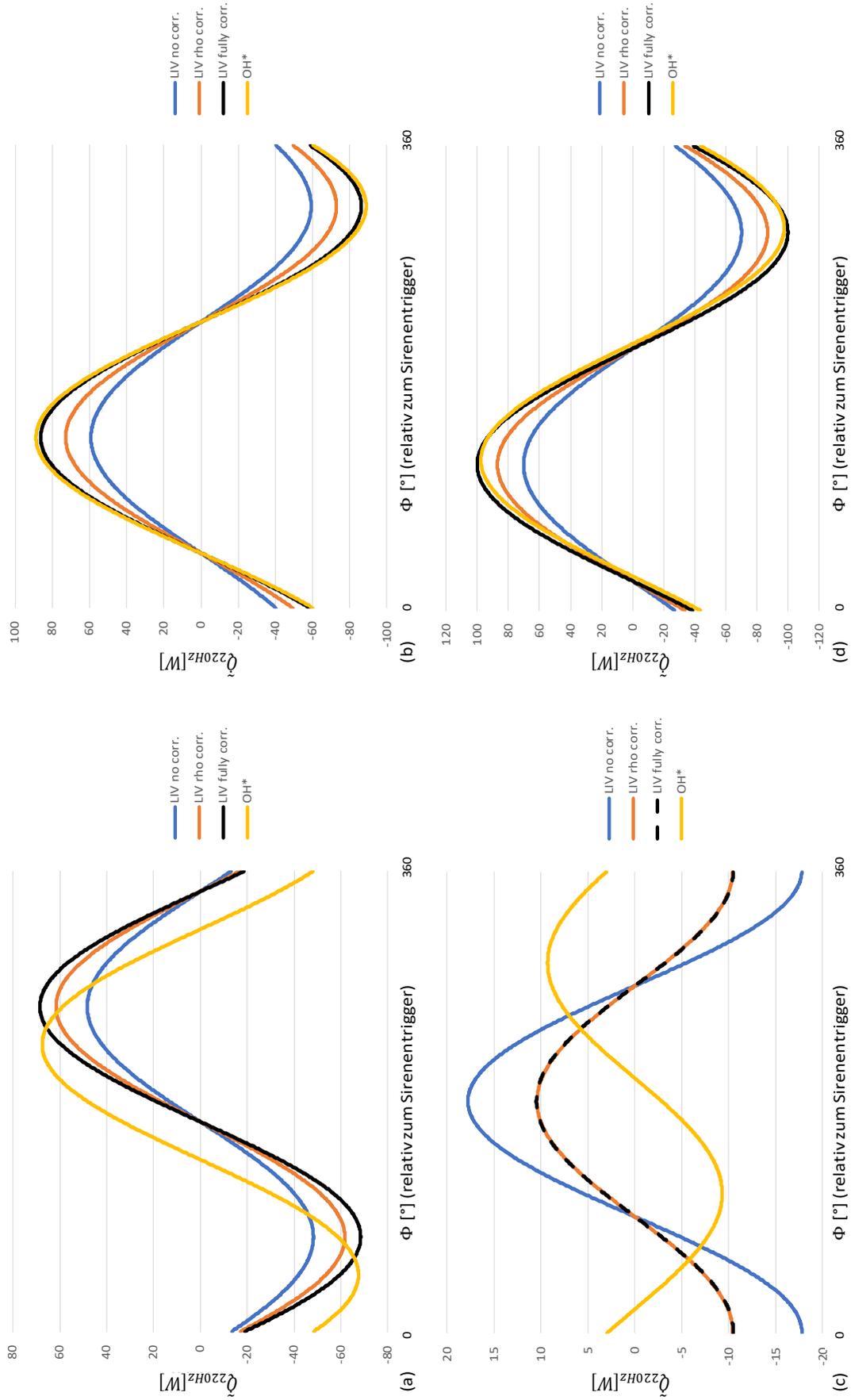


Abbildung 5-10: Amplitude und Phase (relativ zum Sirenentrieger) der globalen Wärmefreisetzungsschwankungen für den Betriebspunkt 1 (a), 2 ohne Resonator (b), 2 mit Resonator (c) und 3 (d). Dabei werden die Daten der LIV (mit und ohne Korrekturen) mit jenen der OH\*-Chemilumineszenz verglichen.

Der Phasenunterschied in Abbildung 5-10(a) ist durch den bimodalen Zustand der Flamme in Betriebspunkt 1 zu erklären (Abschnitt 5.3.2). Durch die fehlende Phaseninformation zu den zwei Modi, ist ein Vergleich mit der Chemilumineszenz nicht aussagekräftig.

Bereits hieraus ist ersichtlich, dass aufgrund thermoakustischer Wechselwirkungen zwischen Flamme und Brennkammer, die Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 2 (Abbildung 5-10(b)(d)) höher sind als in Betriebspunkt 1 ohne Brennkammer (Abbildung 5-10(a)). Durch Resonanz wird dieser Umsatz zusätzlich verstärkt (Abbildung 5-10(d)). Die Schwankungen in Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-10(c)), welchem eine gestufte, fette Verbrennung zugrunde liegt, sind geringer als jene in den mageren Betriebspunkten 1 und 2 (Abbildung 5-10(a)(b)(d)). Dies unterstreicht die Tatsache, dass vor allem magere Verbrennungen anfällig für thermoakustische Oszillationen sind.

Die integralen Werte der Wärmefreisetzungsschwankungen über eine Periode bei 220Hz, sind Tabelle 5-2 zu entnehmen. Zusätzlich ist in dieser die jeweilige relative Abweichung der integralen Werte angegeben, welche sich genau im Rahmen der in Abschnitt 5.4 aufgezeigten Fehlergrenzen befindet.

Tabelle 5-2: Vergleich der integralen Schwankungswerte bei 220Hz  $\tilde{Q}_{220Hz}$  und derer relativen Fehler  $\Delta\tilde{Q}_{rel}$

$\tilde{Q}_{220Hz}$	LIV (ohne Korr.)	LIV ( $\rho$ -Korr.)	LIV (volle Korr.)	OH*	$\Delta\tilde{Q}_{rel}$
<b>BP 1</b>	48,28W	61,66W	68,48W	67,52W	<b>1,4%</b>
<b>BP 2 ohne Resonanz</b>	59,22W	72,85W	86,23W	88,79W	<b>-2,9%</b>
<b>BP 2 mit Resonanz</b>	70,13W	86,97W	100,02W	97,61W	<b>2,5%</b>
<b>BP 3</b>	17,79W	10,43W	10,49W	9,30W	<b>12,8%</b>

### 5.3.2 Lokale Wärmefreisetzungsschwankungen

Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-14 visualisieren die bereits in Abschnitt 1.2 erläuterten Wärmefreisetzungsschwankungen aufgrund der sich ausbildenden Wirbelstrukturen. An innerer und äußerer Scherfläche des konisch geformten Wirbelstrahls (genannt: Swirl-jet, engl.) entstehen durch die Geschwindigkeitsschwankungen am Brenneraustritt gegenläufige Wirbel. Diese reißen die Flammenfront auf bzw. drücken sie zusammen, vergrößern bzw. verkleinern dadurch die Oberfläche der Flamme und erhöhen bzw. senken somit die Wärmefreisetzungsraten. Die detaillierten Auswirkungen der Wirbelpaare auf die Flammenfront beschreibt [28] und [29].

Aufgrund des Dralls ist der Jet nach außen geneigt [2] und die Wegstrecken der Wirbel entlang der inneren und äußeren Scherfläche unterscheiden sich, weshalb es dazu kommen kann, dass gleichläufige Wirbel der beiden Scherflächen sich überlagern und die im vorigen Absatz beschriebenen Mechanismen verstärken.

Diese sich in y-Richtung schräg nach außen fortpflanzenden Wirbel und dadurch induzierte

Schwankungen der Wärmefreisetzung sind in allen Betriebspunkten deutlich zu beobachten (Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-14).

Im Unterschied zu den Betriebspunkten 2 und 3, zeigt Betriebspunkt 1 ohne Brennkammer, Wärmefreisetzungsschwankungen in zwei Gebieten. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen machen deutlich, dass für diesen Betriebspunkt ein bimodaler Zustand vorliegt und die eigentlich abgehobene Flamme sich zeitweise an die Brennergrundplatte anlegt. Die Flamme bewegt sich also zwischen zwei Zuständen, deren Wärmefreisetzungsschwankungen im zeitlichen Mittel beide sichtbar sind (Abbildung 5-11).

Vergleicht man Betriebspunkt 2 mit (Abbildung 5-13) und ohne Resonanz bei 220Hz (Abbildung 5-12), fällt auf, dass die Amplituden der Wärmefreisetzungsschwankungen im resonanten Zustand wesentlich höher sind als im Zustand ohne aufgesetztem Resonator. Dies könnte einerseits durch ein „Springen“ der Flamme infolge der Resonanz und andererseits durch die Ausbildung einer stehenden Welle aufgrund der Brennkammergeometrie (einseitig offenes Rohr) zu erklären sein. Selbsterregte thermoakustische Wechselwirkungen zwischen Verbrennung und Brennkammer sind also eindeutig feststellbar.

Abschnitt 5.1 ist zu entnehmen, dass die gestufte, fette Verbrennung in Betriebspunkt 3 eine wesentlich steilere „M-Form“ aufweist als die mageren Verbrennungen in den anderen Betriebspunkten. Dies wird auch ersichtlich, wenn man deren lokale Wärmefreisetzung in Abbildung 5-14 näher betrachtet. Während die Betriebspunkte 1 und 2 eine Schwankungsperiode an Wärmefreisetzung in der Reaktionszone zeigen (Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-13), ist in Betriebspunkt 3 zusätzlich eine zweite Periode zu erkennen (Abbildung 5-14). Die Wirbel in den Betriebspunkten 1 und 2 klingen flacher und schneller nach außen hin ab, hingegen verlaufen jene in Betriebspunkt 3 steiler und die Ausbildung einer zweiten Schwankung innerhalb der Reaktionszone wird möglich. Des Weiteren sind die Schwankungen im fetten Betriebspunkt 3 (Abbildung 5-14), im Gegensatz zu den anderen Betriebspunkten (Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-13), wesentlich schwächer ausgeprägt. Dies ist naheliegend, da magere Verbrennungen anfälliger für Instabilitäten sind.

Candel et al. postulieren, dass die Interaktion der Geschwindigkeitsschwankungen mit dem Drallgeber, zusätzlich zu den Wirbeln, auch zu einer akustischen Welle führt [2]. Die zentralen ( $y=0\text{mm}$ ) Schwankungen der Wärmefreisetzung in  $x$ -Richtung in allen Betriebspunkten (Abbildung 5-11 bis Abbildung 5-14), sind jedoch auf die Massenstromschwankungen, verursacht durch die Sirene, zurückzuführen, da die Wellenlänge der Störung von 10mm deutlich zu erkennen ist. Jene der akustischen Welle, welche sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet, wäre im Hintergrund nur mit bedeutend größerer Wellenlänge sichtbar.

Des Weiteren veranschaulicht Abbildung 5-15, dass sich die lokale  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (Abbildung 5-15(b)), detektiert mit der ICCD-Kamera, von den mittels LIV gemessenen, lokalen Schwankungen unterscheidet (Abbildung 5-15(a)).

Infolge des Aufweitens der Oberfläche durch die Wirbel werden in der dadurch gekrümmten Flammenfront vor und hinter dem Wirbelpaar Scherspannungen induziert. Diese

Scherspannungen beeinflussen die lokale Chemilumineszenz in turbulenten Flammen [30]. Das lokale Chemilumineszenzsignal in einer stark turbulenten, drallstabilisierten Flamme beinhaltet die Wechselwirkung der Wärmefreisetzung mit den Schubspannungen und ist somit kein direktes Maß der lokalen Wärmefreisetzung. Die Folge sind schwache Chemilumineszenzsignale aus Bereichen mit starker Wärmefreisetzung und umgekehrt.

Zusätzlich beeinflusst die helikale Struktur der sich in der Flamme ausbreitenden Störung die lokalen Chemilumineszenzdaten. Diese nicht rotationssymmetrische Helixstruktur verfälscht die durch die Abel-Inversion der LOS-Daten entstandenen, lokalen OH\*-Felder. Dies kann durch eine in Abschnitt 4.1.4 beschriebene tomografische Rekonstruktion korrigiert werden.

Der Vergleich der Ergebnisse in Abbildung 5-15 macht also deutlich, dass die in Abschnitt 2.4 erwähnten Problematiken hier zum Tragen kommen und ein Vergleich lokaler Wärmefreisetzungsschwankungen mittels OH\*-Chemilumineszenz mit Vorsicht zu interpretieren ist. Zeitlich gemittelte, globale OH\*-Daten sind davon - in perfekt vorgemischten Flammen mit lokal gleichbleibendem Äquivalenzverhältnis - nicht betroffen und können mit globalen LIV-Daten verglichen werden (vgl. Abbildung 5-10). Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstreichen die Tatsache, dass die LIV der Chemilumineszenz zur Bestimmung lokaler Wärmefreisetzungsschwankungen überlegen ist.

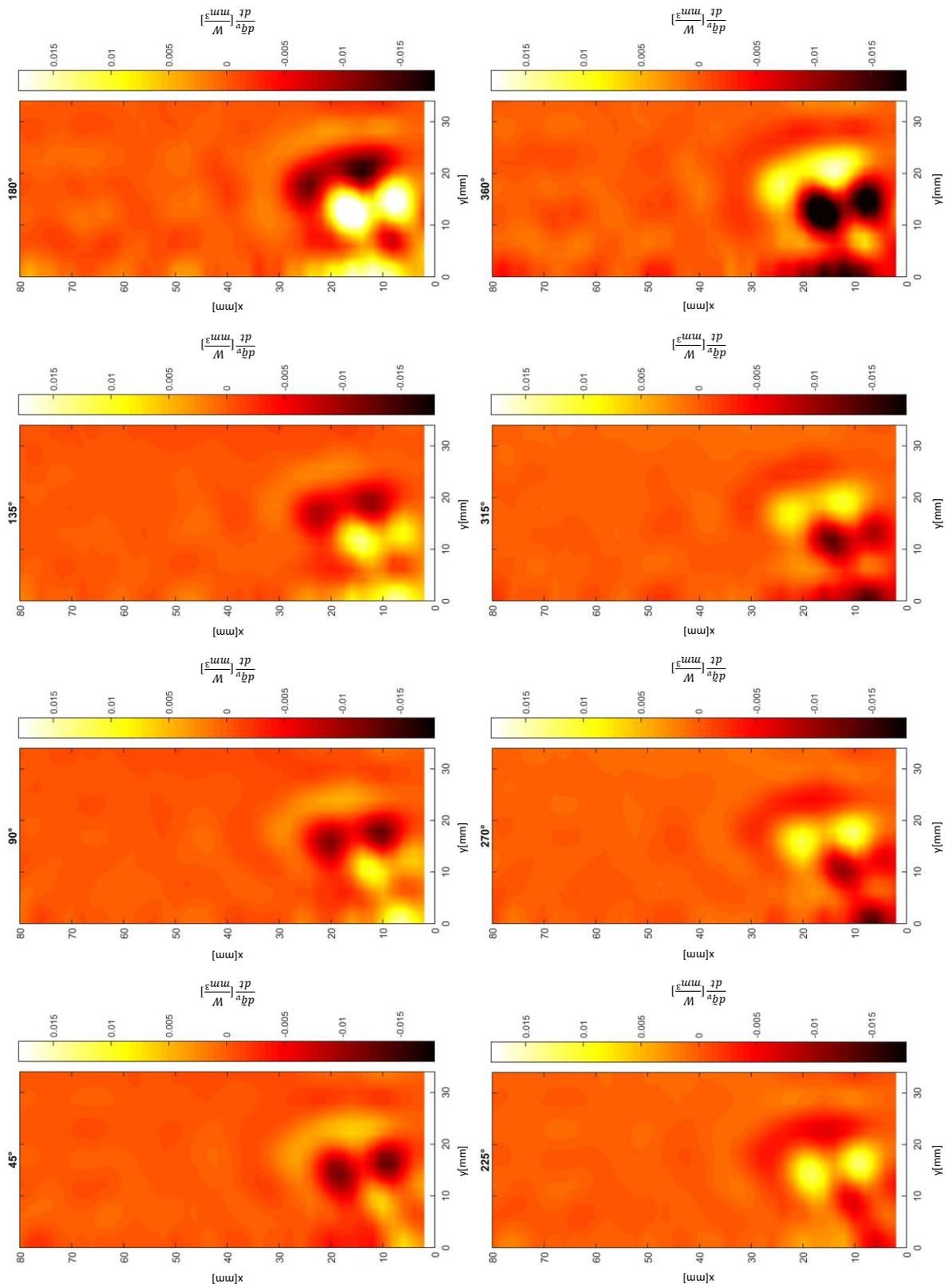


Abbildung 5-11: Lokale, von LIV detektierte Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 1, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$ .

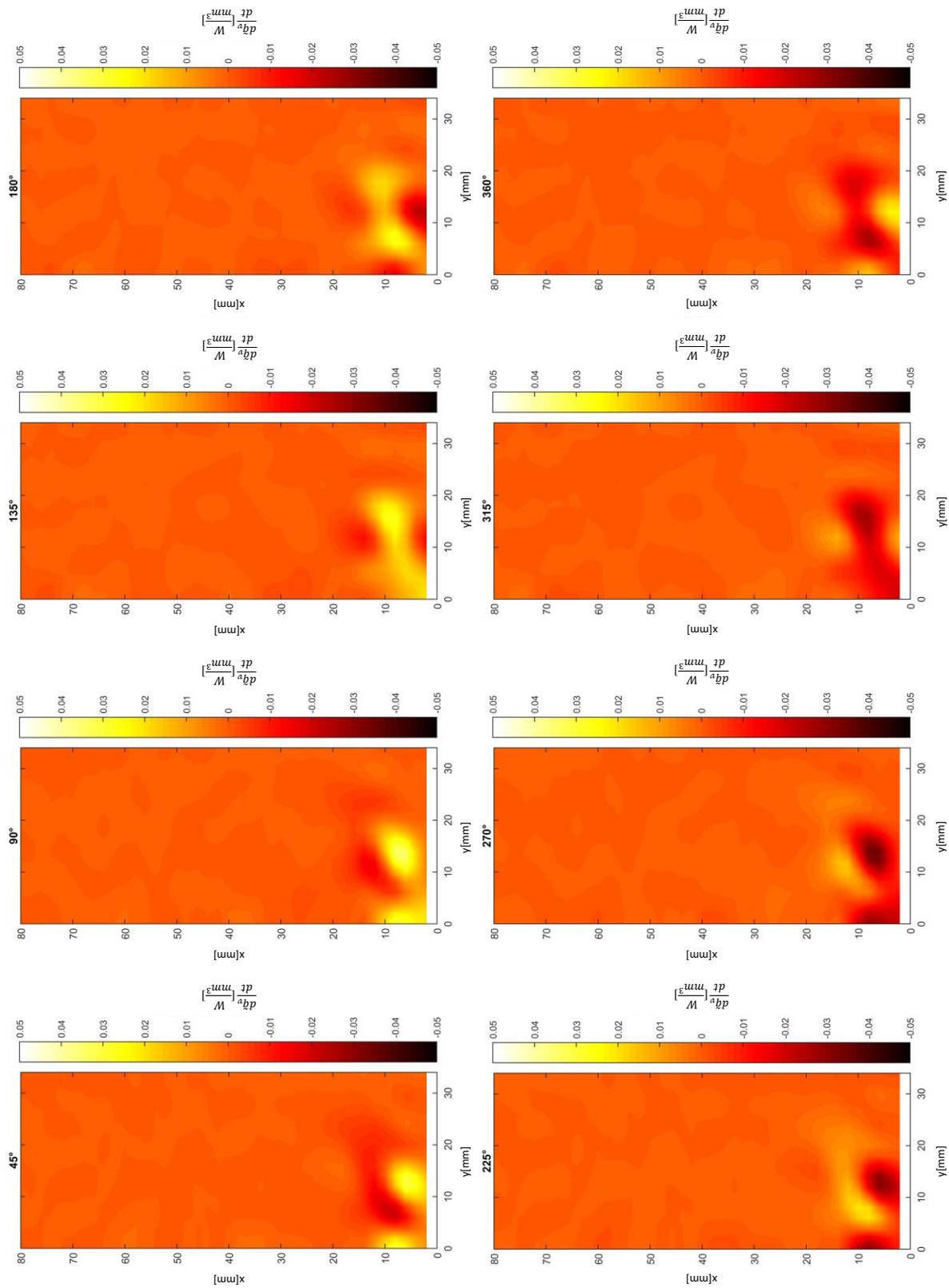


Abbildung 5-12: Lokale, von LIV detektierte Wärme freisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 2 ohne Resonanz, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.

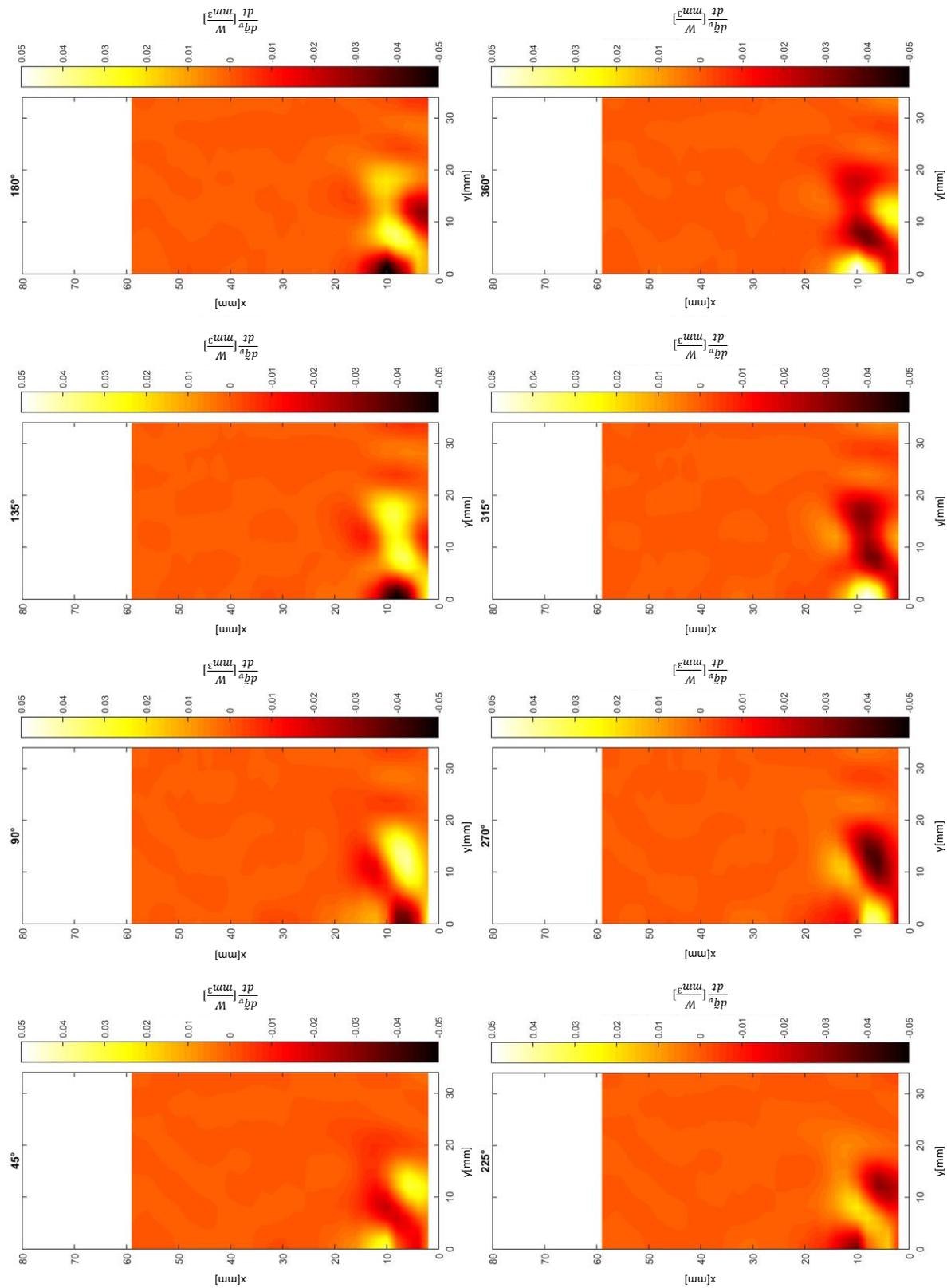


Abbildung 5-13: Lokale, von LIV detektierte Wärmefreisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 2 mit Resonanz bei 220Hz, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.

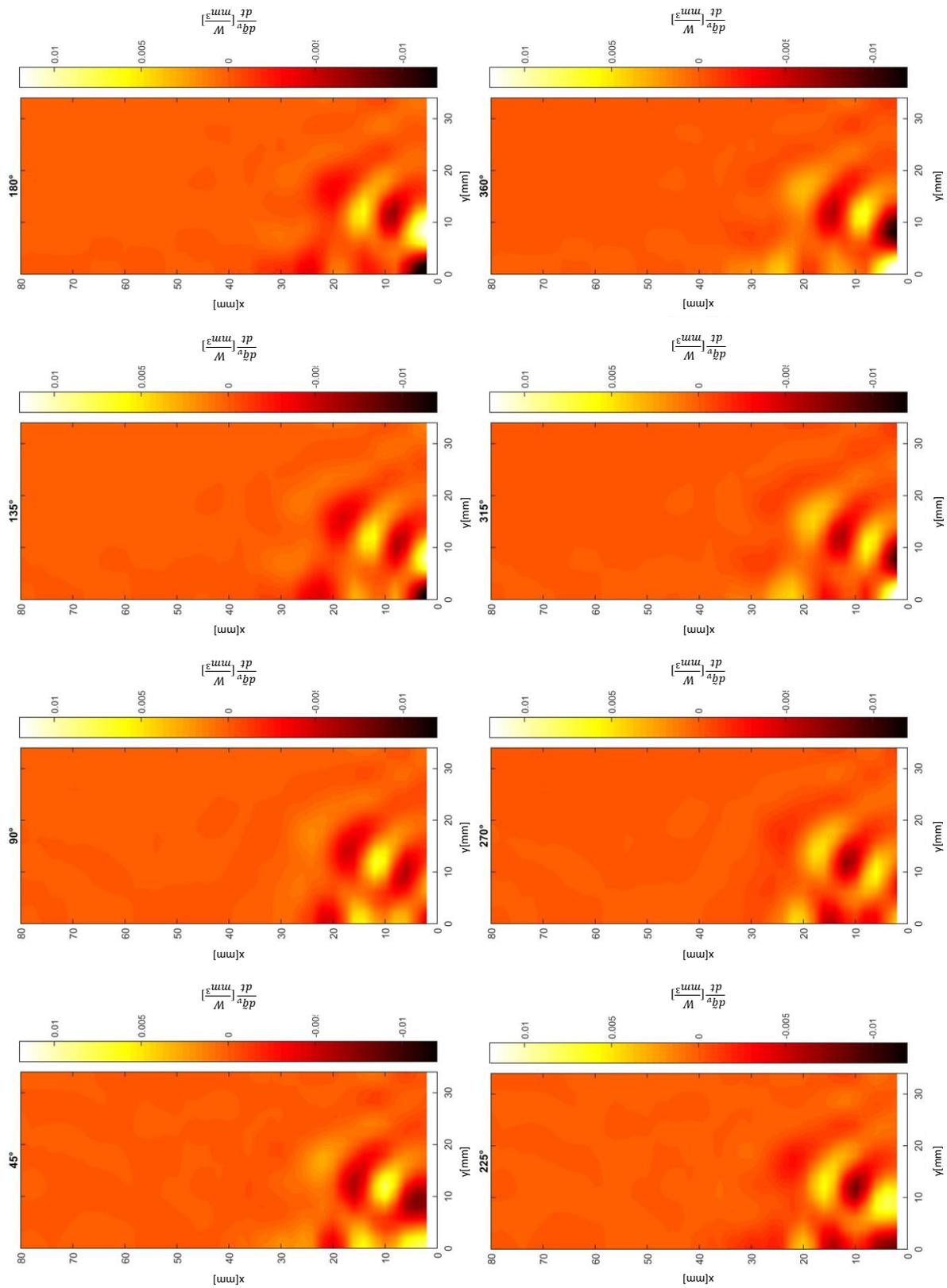


Abbildung 5-14: Lokale, von LIV detektierte Wärme freisetzungsschwankungen in Betriebspunkt 3, dargestellt für acht äquidistante Phaseninkremente zwischen 0° und 360°.

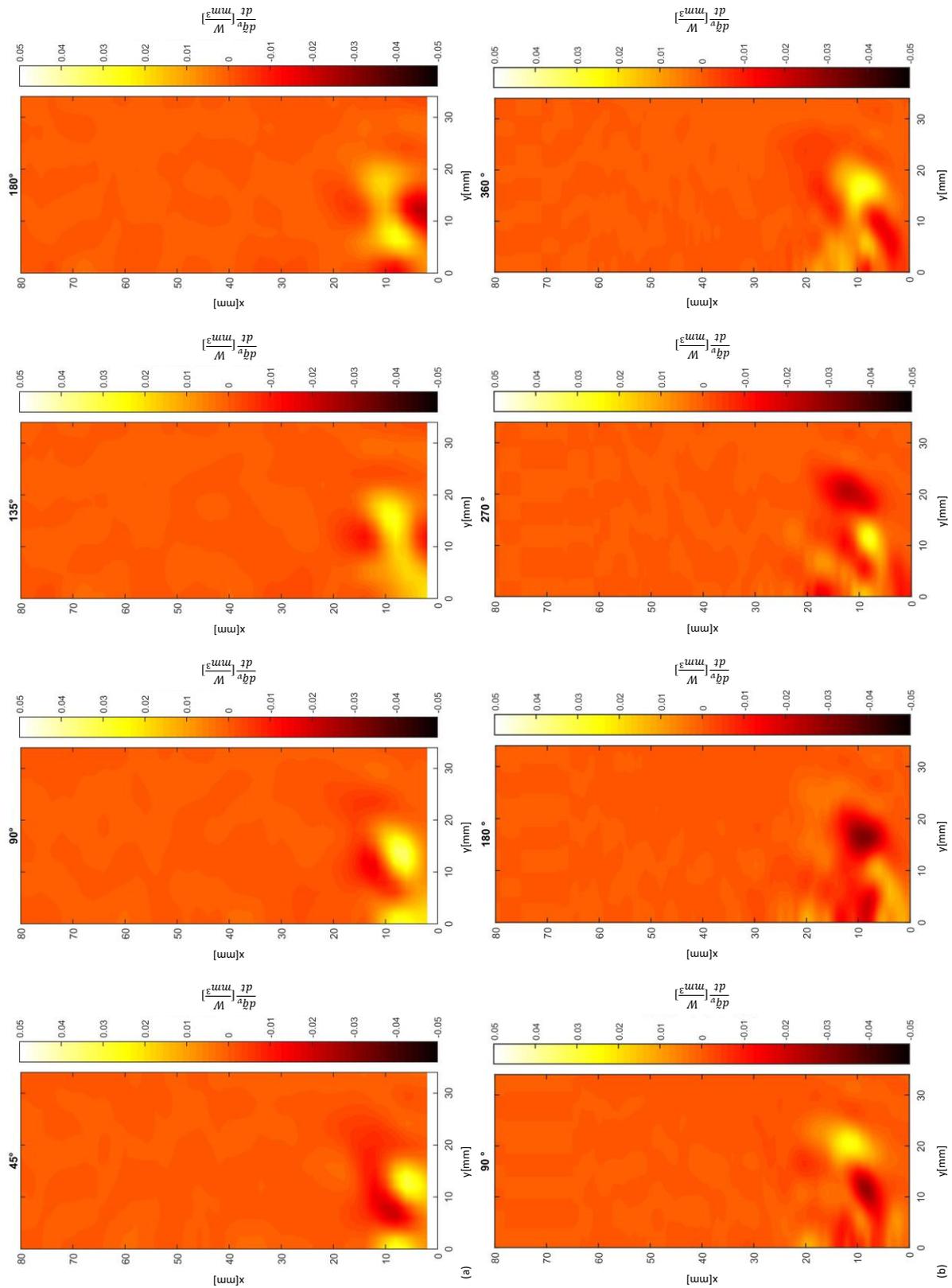


Abbildung 5-15: Vergleich lokaler Wärmefreisetzungsschwankungen in vier äquidistanten Phasen, aufgezeichnet mit LIV (a) und OH\*-Chemilumineszenz (b). Stellvertretend für alle Betriebspunkte, in denen analoge Beobachtungen getätigt werden können, ist Betriebspunkt 2 ohne Resonanz dargestellt.

## 5.4 Fehlerdiskussion

Da Versuche und Messungen immer fehlerbehaftet sind, ist eine Diskussion möglicher Fehler unumgänglich. In diesem Abschnitt wird sowohl auf systematische, feststellbare Fehler als auch zufällige, stochastische Fehler eingegangen.

### 5.4.1 Systematische Fehler

Wie bereits in Kapitel 2 ausführlich beschrieben, werden die Wärmefreisetzungsschwankungen in der Reaktionszone, die für diese Arbeit von zentralem Interesse sind, mithilfe von Gleichung (2-15) bestimmt. Dazu ist es notwendig, den Term  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  mit dem lokalen Isentropenexponenten und die lokale Gladstone-Dale-Konstante zu ermitteln. Da die genaue Spezieskonzentration in der Reaktionszone jedoch unbekannt ist, wird beim jeweiligen Äquivalenzverhältnis für beide Größen ein Mittelwert aus dem Wert für Edukte und Produkte gebildet. Dadurch entstehen systematische Fehler, deren Größenordnung im Folgenden genauer diskutiert wird.

Die Gladstone-Dale-Konstante ist nicht temperatur- oder druckabhängig, sondern hängt nur von der Spezieskonzentration sowie der Laserlichtwellenlänge ab, weswegen eine Korrektur mit dem lokalen Äquivalenzverhältnisfeld, welches aus der Spektroskopie gewonnen wird, ausreichend ist. Dasselbe Vorgehen ist für den Isentropenexponenten bzw. den Term  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  nicht zulässig, da die spezifischen Wärmekapazitäten temperaturabhängig sind. Aus diesem Grund erfolgt zusätzlich zum Äquivalenzverhältnis eine Korrektur des Verhältnisses der spezifischen Wärmekapazitäten mit der lokalen Temperatur, welche mit BOS bestimmt wird.

Die eben beschriebenen Zusammenhänge ergeben bestimmte Verläufe des  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$ -Terms mit dem lokalen Isentropenexponenten und der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten über das Äquivalenzverhältnis. Diese zusammen mit der entsprechenden Mittelwertbildung und den relativen Abweichungen sind in Abbildung 5-16 und Abbildung 5-17 zu sehen.

Abbildung 5-16 zeigt einerseits die Abweichung des Terms  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  bei der in etwa vorherrschenden Maximaltemperatur von 1500K (=1227°C, vgl. Abbildung 4-10) und andererseits jene für die Zündtemperatur von Methan bei 900K ( $\approx 600^\circ\text{C}$ ). Es wird deutlich, dass die Abweichungen bedeutend unter jenen liegen, die man ohne Korrektur der spezifischen Wärmekapazitäten erhalten würde. Die selbe Mittelwertbildung wie bei der Gladstone-Dale-Konstanten ergäbe die maximalen Fehlergrenzen für  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$ , abgebildet durch die Graphen, welche mit der Edukttemperatur von 300K (=17°C, entspricht der Raumtemperatur) und der Produkttemperatur bei 1500K errechnet werden (grün und rot).

Aufgrund der Temperaturunabhängigkeit der Gladstone-Dale-Konstanten, macht es in Abbildung 5-17 keinen Unterschied, welche Temperatur zur Fehlerbetrachtung herangezogen wird. Deshalb sind nur die Graphen der Gladstone-Dale-Konstanten bei der Temperatur der Edukte von 300K und der der Produkte bei 1500K dargestellt, welche zugleich die maximale Fehlerspannweite repräsentieren.

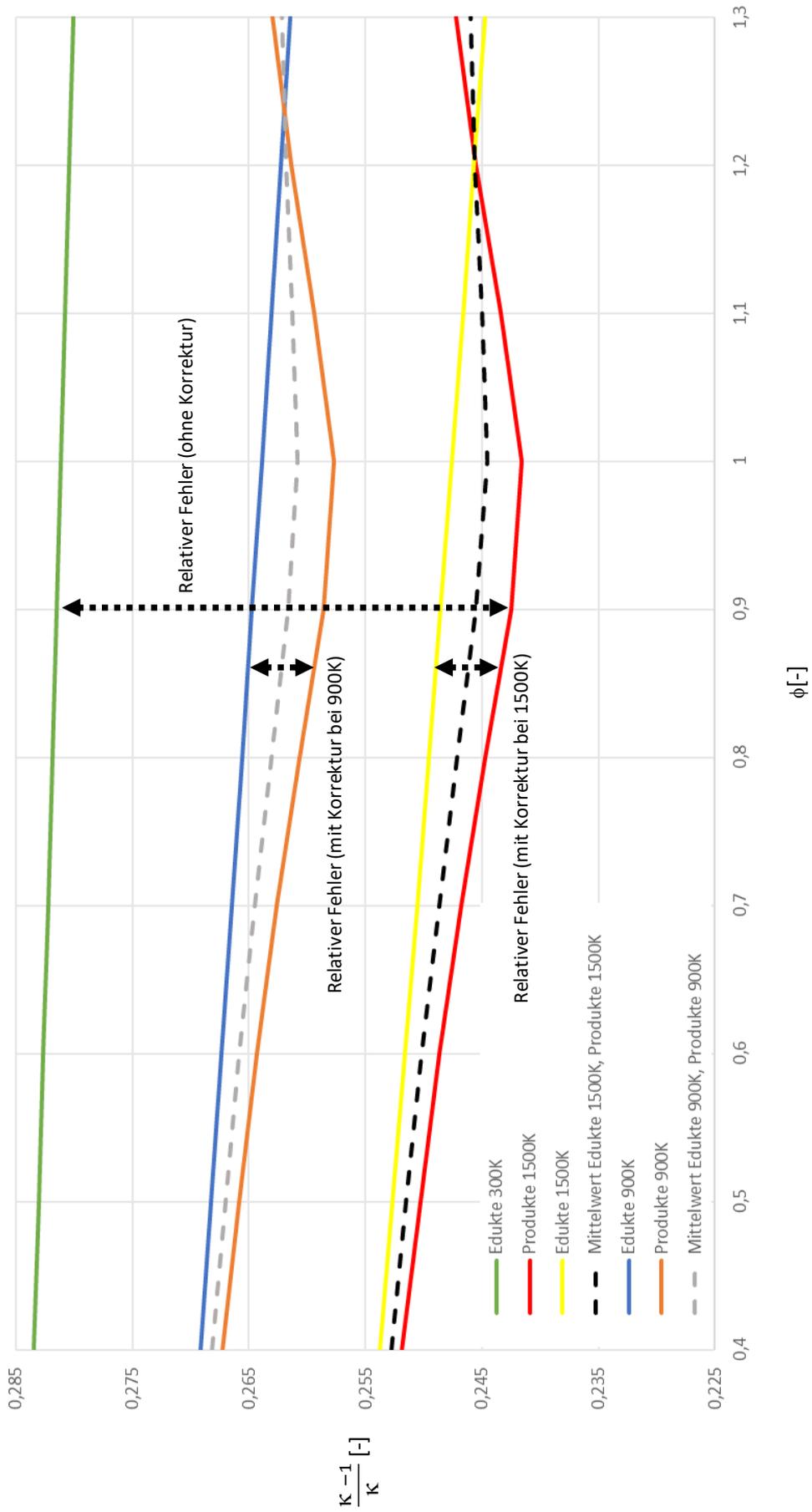


Abbildung 5-16: Abweichung des Terms  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  mit dem lokalen Isentropenexponenten in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses.

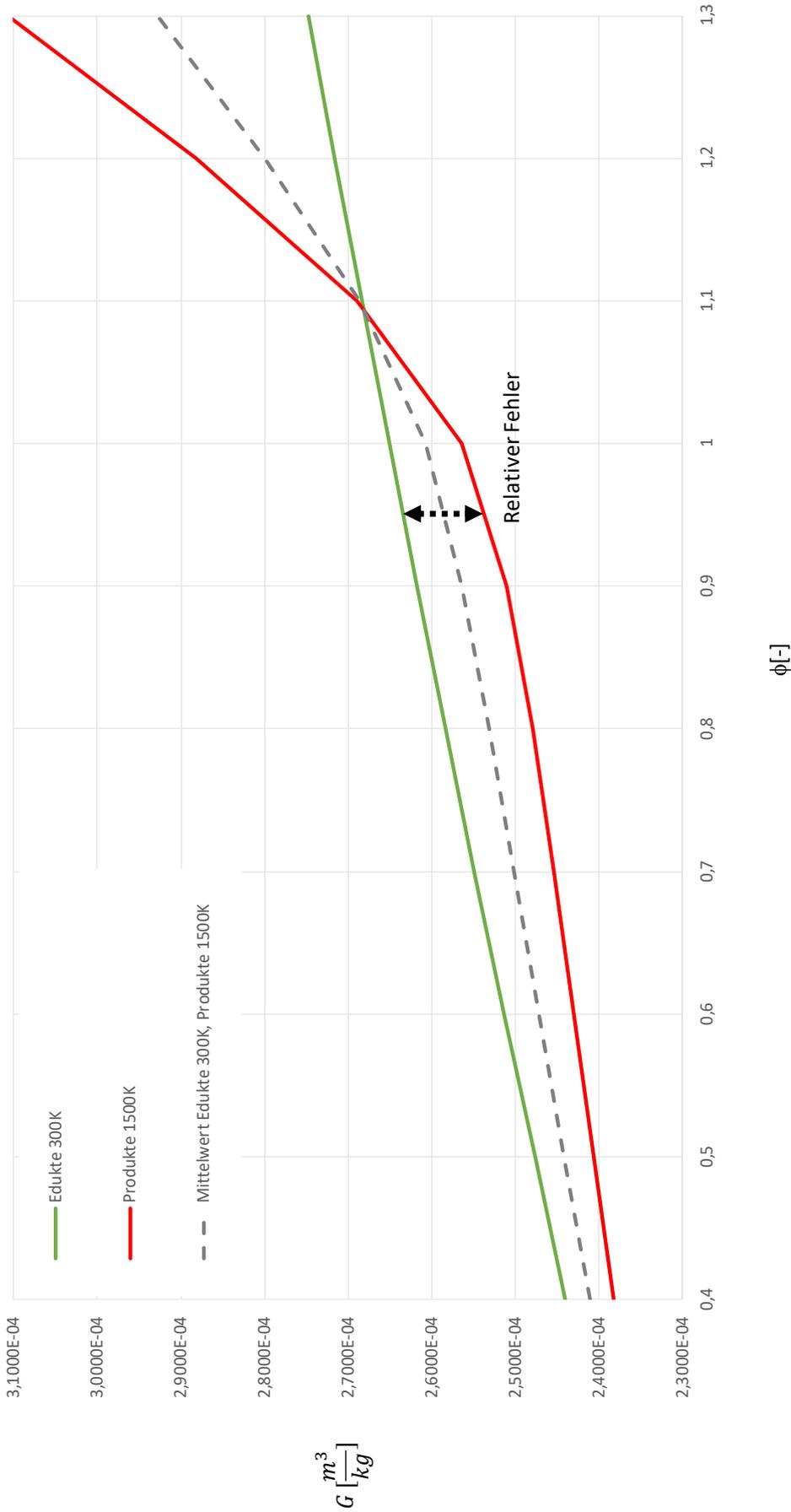


Abbildung 5-17: Abweichung der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten  $G$  in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses.

Die Korrektur der spezifischen Wärmekapazitäten, mit der lokalen Temperatur aus BOS, verkleinert den relativen Fehler für den Isentropenexponenten und den Term  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  somit maßgeblich und minimiert dadurch den systematischen Fehler. Die Abweichung wird infolge des sinkenden Molanteils von  $O_2$  mit steigendem Äquivalenzverhältnis bis zu stöchiometrischen Bedingungen größer. Ab  $\phi=1$  kompensiert der stark steigende Molanteil von CO und  $H_2$  die  $O_2$ -Abnahme und die Abweichung wird geringer.

Der relative Fehler der Gladstone-Dale-Konstanten ist für ein Äquivalenzverhältnis  $\phi < 1$  gering, für  $\phi > 1$  wird die Abweichung vorerst kompensiert, da bei unvollständiger Verbrennung infolge des  $O_2$ -Mangels der Molanteil von  $H_2$  stark ansteigt. Ab  $\phi > 1,1$  kommen diese Auswirkungen deutlich zum Tragen und der relative Fehler vergrößert sich.

Die Resultate der Spektroskopie in Abschnitt 5.2.3 zeigen, dass das tatsächliche Äquivalenzverhältnis aufgrund des Eintrags von Umgebungs- bzw. Kühlluft vom theoretischen abweicht. Um die relativen Fehler in Zahlen fassen zu können, soll nun, stellvertretend für den Bereich des theoretischen Äquivalenzverhältnisses der Betriebspunkte 1 bis 3 ( $\phi=0,88-1,28$ ), ein magerer Betriebspunkt von  $\phi=0,9$  zur Fehlerbetrachtung herangezogen werden.

Die zur Bestimmung des lokalen Isentropenexponenten bzw. des Terms  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  und der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten benötigte molare Zusammensetzung des Rauchgases wird mit dem Programm GasEq für 1bar Umgebungsdruck aus dem chemischen Gleichgewicht errechnet. Die daraus resultierenden, einzelnen Größen und deren relative Fehler sind in Tabelle 5-3 dargestellt.

Der maximal auftretende relative Fehler der Gladstone-Dale-Konstanten beträgt dabei  $\pm 2,1\%$ . Aus den Graphen in Abbildung 5-17 kann abgeleitet werden, dass der Fehler bei einer fetten Verbrennung größer werden kann. Die maximale Abweichung ist in Betriebspunkt 3 möglich und liegt bei  $\pm 6\%$ . Für die mageren Betriebspunkte, auf denen das Hauptaugenmerk in dieser Arbeit liegt, ist die Abweichung jedoch stets in der Größenordnung von  $\pm 2\%$ .

Betrachtet man Gleichung (2-15) ist zu erkennen, dass die Genauigkeit der Gladstone-Dale-Konstanten vor allem in Bereichen maximaler Temperatur entscheidend ist, da dort die Dichte minimal bzw. der Quotient  $\frac{1}{\rho+\bar{\rho}}$  maximal wird und somit den größten Einfluss auf die gemessenen Wärmefreisetzungsschwankungen nimmt.

Deutlich zu erkennen ist auch, dass durch die Korrektur des Verhältnisses der spezifischen Wärmekapazitäten mit der lokalen Temperatur der maximale relative Fehler des Terms  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  für Gleichung (2-15) im gesamten Temperaturbereich der Flamme von  $\pm 7,4\%$  auf  $\pm 1,2\%$  sinkt. Selbst im schlimmsten Fall, wenn maximaler Speziesunterschied zwischen Edukten und Produkten vorliegt, liegen die maximalen relativen Fehler bei 1%.

Da Gleichung (2-15) als Potenzprodukt der einzelnen Größen vorliegt, addieren sich gemäß

der Theorie der Fehlerfortpflanzung die relativen Fehler und es ergibt sich somit für den betrachteten Betriebspunkt ( $\phi=0,9$ ) ein maximaler systematischer Gesamtfehler von  $\pm 5,4\%$ . Die Gladstone-Dale-Konstante geht dabei sowohl für die mittels BOS bestimmte mittlere Dichte als auch für die mit LIV gemessenen Dichteschwankungen ein.

Generell liegen die maximalen systematischen Gesamtfehler magerer Betriebspunkte bei etwa  $\pm 5\%$ . Für einen mageren Betriebspunkt kann also davon ausgegangen werden, dass der systematische Fehler unter diesem Wert bleibt, während hingegen bei einer fetten Verbrennung, wie etwa in Betriebspunkt 3, der systematische Fehler auf über  $\pm 10\%$  ansteigen kann. Hierbei ist nämlich die Gladstone-Dale-Konstante der hauptsächliche Unsicherheitsfaktor, die Abweichung des Isentropenexponenten bzw. des Terms  $\frac{\kappa-1}{\kappa}$  wird für  $\phi > 1$  immer geringer (Abbildung 5-16), während die der Gladstone-Dale-Konstanten ab  $\phi > 1,1$  bedeutend zunimmt (Abbildung 5-17).

Angemerkt sei noch, dass hierbei keine Kompensation der einzelnen Fehler, wie etwa bei der Fehlerfortpflanzung nach Gauß, berücksichtigt wird, es handelt sich somit um den relativen Größtfehler, welcher einen äußerst konservativen Parameter darstellt. Es kann davon ausgegangen werden, dass dieser bei den Versuchen in dieser Arbeit kaum jemals erreicht wird.

Tabelle 5-3: Mit GasEq ermittelte Größen

GasEq-Größen		p=1bar, $\phi=0,9$
G (Edukte bei 300K)	[m <sup>3</sup> /kg]	2,6173E-04
G (Produkte bei 1500K)	[m <sup>3</sup> /kg]	2,5107E-04
$\bar{G}$	[m <sup>3</sup> /kg]	2,5640E-04
<b>Relativer Fehler</b>	<b>[%]</b>	<b><math>\pm 2,1</math></b>
$\frac{\kappa-1}{\kappa}$ (Edukte bei 300K)	[-]	0,281494
$\frac{\kappa-1}{\kappa}$ (Produkte bei 1500K)	[-]	0,248579
$\frac{\bar{\kappa}-1}{\bar{\kappa}}$	[-]	0,262001
<b>Relativer Fehler</b>	<b>[%]</b>	<b><math>\pm 7,4</math></b>
$\frac{\kappa-1}{\kappa}$ (Edukte bei 900K)	[-]	0,264725
$\frac{\kappa-1}{\kappa}$ (Produkte bei 900K)	[-]	0,258583
$\frac{\bar{\kappa}-1}{\bar{\kappa}}$	[-]	0,261654
<b>Relativer Fehler</b>	<b>[%]</b>	<b><math>\pm 1,2</math></b>
$\frac{\kappa-1}{\kappa}$ (Edukte bei 1500K)	[-]	0,248579
$\frac{\kappa-1}{\kappa}$ (Produkte bei 1500K)	[-]	0,242507
$\frac{\bar{\kappa}-1}{\bar{\kappa}}$	[-]	0,245543
<b>Relativer Fehler</b>	<b>[%]</b>	<b><math>\pm 1,2</math></b>

### 5.4.2 Zufällige Fehler

Zur Quantifizierung der zufälligen Fehler, erfolgt zunächst eine Abschätzung des Turbulenzgrades  $Tu$  aus den Dichteschwankungen. Für eine Störungsfrequenz der Sirene in Höhe von 220Hz ergibt sich mit Gleichung (5-1):

$$Tu_{220\text{Hz}} \cong \frac{\tilde{\rho}_{220\text{Hz}}}{\bar{\rho}} \cong 2\% \quad (5-1)$$

Um die Verlässlichkeit der gemessenen Mittelwerte anzugeben, nutzt man Konfidenzintervalle (Vertrauensintervalle) aus der Statistik. Anhand der Studentischen t-Verteilung ergibt sich mit  $n - 1$  Freiheitsgraden und dem Konfidenzmaß  $\alpha$  ein Vertrauensintervall für den Mittelwert (Gleichung (5-2)).

$$\sigma_{\bar{x}} = \pm \frac{t_{n-1,\alpha} \sigma_x}{\sqrt{n}} \quad (5-2)$$

Der statistische Fehler der Mittelwerte  $\sigma_{\bar{x}}$  ist also abhängig von den unabhängigen Samples  $n$  und kann bei hinreichend hoher Anzahl dieser, im Gegensatz zur Streuung der Einzelmessungen  $\sigma_x$ , minimiert werden (Abbildung 5-18).

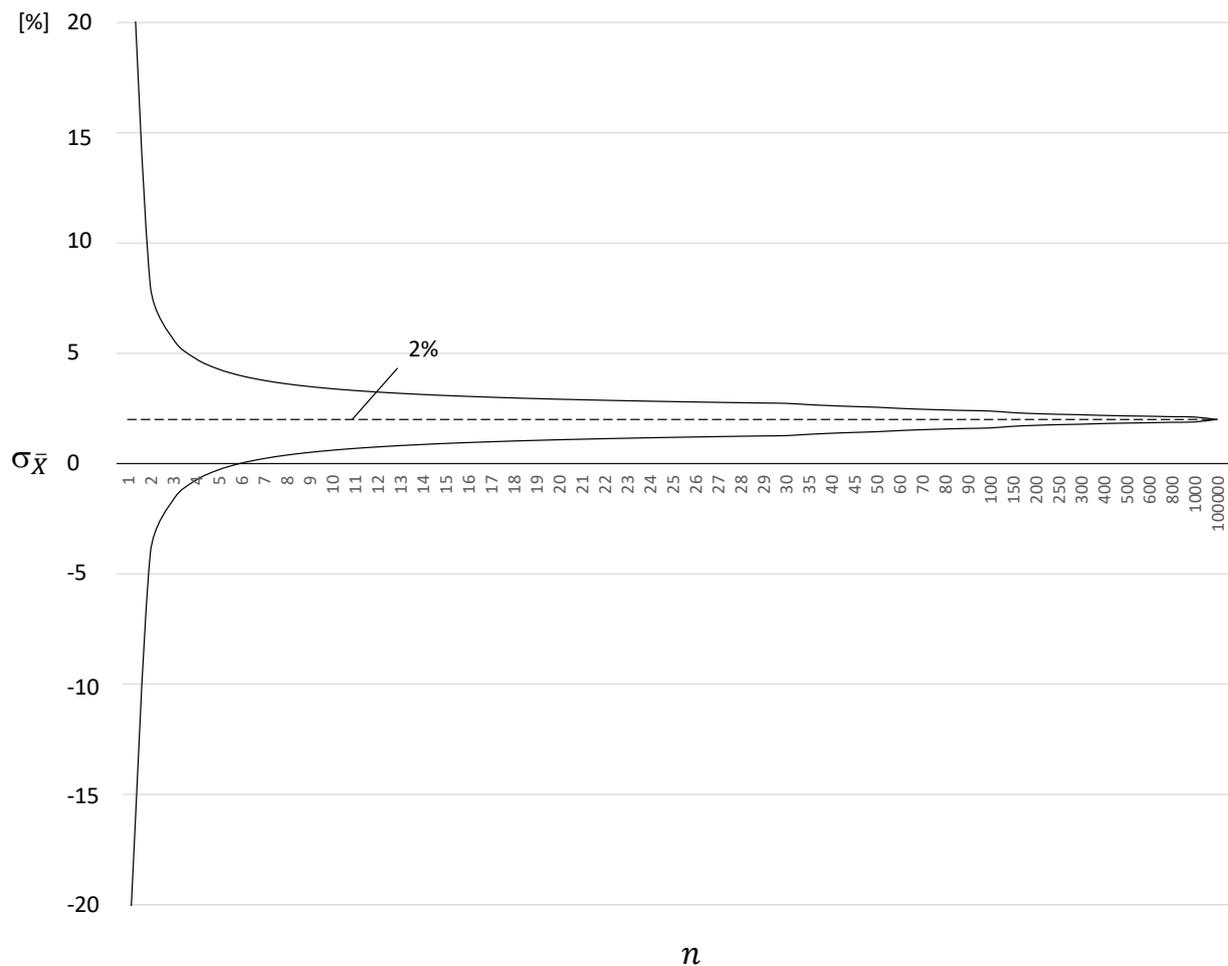


Abbildung 5-18: Statistischer Messfehler  $\sigma_{\bar{x}}$  in Abhängigkeit der unabhängigen Samples  $n$  aus der Studentischen t-Verteilung für ein 95%-Konfidenzintervall und einen Turbulenzgrad von 2%.

Aus Abbildung 5-18 wird deutlich, dass sich der statistische Messfehler über die Anzahl der unabhängigen Samples verkleinert. Dabei ist zu beachten, dass die unabhängigen Samples als Funktion der Quadratwurzel in den Nenner von Gleichung (5-2) eingehen. Das heißt, dass beispielsweise eine zehnfache Genauigkeit nicht durch zehnmal so viele unabhängige Samples erreicht wird, sondern, dass es dazu einhundertmal so viele unabhängige Samples bedarf.

Bei einer unendlichen Anzahl an unabhängigen Samples konvergiert der statistische Messfehler gegen Null. Abbildung 5-18 ist jedoch zu entnehmen, dass dieser für praktische Zwecke bereits ab 1000 unabhängigen Samples verschwindend gering ist. Dies wird bei den Messungen in der vorliegenden Arbeit berücksichtigt und als Untergrenze unabhängiger Samples festgelegt.

Betragen die statistischen Schwankungen der Einzelmessungen infolge der Turbulenz also 2%, lässt sich mit bekannter Anzahl der unabhängigen Samples der statistische Messfehler ermitteln.

Für die jeweiligen durchgeführten Messungen ist dieser, berechnet für ein 95%-Konfidenzintervall mit den Quantilen der Studentischen t-Verteilung, zusammen mit der Anzahl der unabhängigen Samples in Tabelle 5-4 dargestellt.

Vergleicht man den statistischen Fehler mit dem systematischen aus Abschnitt 5.4.1, ist zu erkennen, dass dieser um mehr als eine Zehnerpotenz kleiner ist und somit gegenüber dem systematischen vernachlässigt werden kann. Signifikanten Einfluss nimmt nur der in Abschnitt 5.4.1 ermittelte systematische Fehler.

Tabelle 5-4: Statistischer Fehler der Messverfahren

Messverfahren	$n$	$\sigma_{\bar{x}}$
LIV	491520	$\pm 0,006\%$
BOS	1000	$\pm 0,12\%$
Chemilumineszenz	6400	$\pm 0,05\%$
Spektroskopie	6400	$\pm 0,05\%$

## 6 Schlussfolgerung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, im Zuge des FWF-Projektes I2544-N30, am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der Technischen Universität Graz, einen Brenner zu untersuchen, der auf der Verbrennung von Methan mittels drallstabilisierter Flamme beruht. Dabei wurden im Speziellen drei Betriebspunkte mit unterschiedlichen Flammzuständen untersucht. Zur genauen Charakterisierung dieser sollte optische Messtechnik eingesetzt werden. Das Hauptziel bestand darin, Wärmefreisetzungsschwankungen mit einem Einpunkt-Laservibrometer zu detektieren. Die weiteren dafür benötigten Größen (lokale Dichte, lokale Temperatur und lokales Äquivalenzverhältnis) wurden mittels Spektroskopie und Background-oriented Schlierenmethode bestimmt. Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen der Verifizierung der Ergebnisse der Entwicklungen des FWF-Projektes dienen und Referenzdaten für dieses bereitstellen. Das Ziel des Projektes ist die Entwicklung und Anwendung eines Vollbildinterferometers zur Erfassung von Verbrennungsinstabilitäten, basierend auf einer Hochgeschwindigkeitskamera.

Des Weiteren sollten Möglichkeiten, Grenzen und Unsicherheiten bei der Anwendung von LIV in der Verbrennungsdiagnostik, durch Vergleich mit Referenzmessungen der Chemilumineszenz diskutiert werden. Dabei sollte festgestellt werden, ob das Messsystem auch für die Messung innerhalb einer transparenten Quarzglasbrennkammer geeignet ist.

Resümierend sei gesagt, dass die LIV durch Aufzeichnung von Brechungsindexschwankungen in der Lage ist, sowohl mit als auch ohne transparenter Brennkammer über die Gladstone-Dale-Konstante Dichteschwankungen und in weiterer Folge Wärmefreisetzungsschwankungen zu detektieren. Ab einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi > 1,1$  nimmt die systematische Unsicherheit der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten zwar signifikant zu, jedoch ist dies kein limitierender Faktor für das Messsystem, da moderne Verbrennungskonzepte auf Magerverbrennungen beruhen. Zudem stellt der maximal beobachtbare Fehler der Gladstone-Dale-Konstanten von 6% im Bereich der fetten Verbrennung, die maximal mögliche Abweichung dar, die nur auftritt, wenn sich abwechselnd nur Edukte, gefolgt von nur Produkten in der Reaktionszone befinden.

Das Messsystem ist somit geeignet um Wärmefreisetzungsschwankungen zugrunde liegende thermoakustische Oszillationen zu bestimmen. Die Verstärkung der Amplituden der Schwankungen der Wärmefreisetzungsraten konnte in einem resonanten Betriebspunkt eindeutig nachgewiesen werden.

Die zunächst als LOS-Daten vorliegenden Messergebnisse, können mittels Abel-Inversion in lokale Daten transformiert werden. Kann die Bedingung der Rotationssymmetrie nicht eingehalten werden, sollte auf tomografische Rekonstruktionsmethoden zurückgegriffen werden.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass durch Mittelung der Daten detaillierte, zeitaufgelöste Informationen der Flamme verloren gehen und beispielsweise das „Springen“ derer im bimodalen Zustand zu Messergebnissen führt, die für weitere Vergleiche unzulässig sind. Des

Weiteren ist die zur Scannung des Flammenfeldes notwendige Traversierung äußerst zeitintensiv. Das mit einer Hochgeschwindigkeitskamera gekoppelte Vollbildinterferometer soll diese eben erwähnten Schwachstellen beseitigen.

Jedoch konnte gezeigt werden, dass moderne LIV-Systeme eine ausreichend hohe Empfindlichkeit besitzen und präzise Daten erhalten werden können, wenn zusätzlich das lokale Dichte- und Temperaturfeld aufgezeichnet wird und mögliche Fehlerquellen durch die Korrekturen des lokalen Verhältnisses der spezifischen Wärmekapazitäten und der lokalen Gladstone-Dale-Konstanten minimiert werden. Hierbei sei erwähnt, dass zukünftige BOS-Aufnahmen zur Bestimmung von lokaler Dichte und Temperatur senkrecht zur Brennerachse (genannt: In-plane, engl.) und mit exakteren Referenztemperaturmessungen erfolgen sollen, um die nachfolgende Kalibrierung zu vereinfachen.

Lokale Chemilumineszenzemissionen in turbulenten, drallstabilisierten Flammen sind nicht nur von der Wärmefreisetzung, sondern auch von Scherspannungen und Turbulenz innerhalb der Flammenfront abhängig, was bei der LIV nicht der Fall ist. Mit deren Einsatz können nicht nur lokale Wärmefreisetzungsraten in der Reaktionszone, sondern auch die Wärmekonvektion über der Flamme und emittierte Schallwellen neben der Flamme bestimmt werden. Chemilumineszenzmessungen beschränken sich jedoch auf die Bestimmung globaler Wärmefreisetzungsschwankungen und lokaler Äquivalenzverhältnisse in der Reaktionszone. Eine Emissionsspektroskopie und das daraus gewonnene Verhältnis von  $\text{OH}^*$  zu  $\text{CH}^*$  eignen sich, um das lokale Äquivalenzverhältnis zu bestimmen.

Zukünftige Entwicklungen werden sich auf das Vollbild-LIV-System konzentrieren, mit dem es möglich ist, das gesamte Flammenfeld mittels einer einzigen Messung in hoher Auflösung innerhalb von Sekunden zu erfassen. Zusätzlich zu Dichtefluktuationen ist das System in der Lage, die mittlere lokale Dichte durch digitale Shearografie zu messen. Über räumlich-zeitliche Korrelationen kann ein lokales Phasenfeld gewonnen werden, aus dem ein lokales, phasengemitteltes Geschwindigkeitsfeld berechnet wird. Die größte Herausforderung dabei besteht darin, ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis in allen Pixeln zu gewährleisten und die Strahlstreuung zu minimieren, sodass nicht fälschlicherweise Informationen in benachbarte Pixel transferiert werden.

Abschließend kann gesagt werden, dass diese Arbeit jene Hypothese stützt, die besagt, dass die LIV eine ernstzunehmende Alternative zu Chemilumineszenzmessungen darstellt, um Wärmefreisetzungsschwankungen zu bestimmen. Zudem wurde gezeigt, dass sich dabei auftretende Fehler, selbst für unterschiedlichste Flammenzustände, in Grenzen halten.

## 7 Literaturverzeichnis

- [1] C. Soares, *Gas Turbines: A Handbook of Air, Land and Sea Applications*, Elsevier Inc., 2015.
- [2] S. Candel, D. Durox, T. Schuller, J.-F. Bourgoïn und J. P. Moeck, *Dynamics of Swirling Flames*, Annual Reviews, 2014.
- [3] T. C. Lieuwen und V. Yang, *Gas Turbine Emissions*, Cambridge University Press, 2013.
- [4] W. R. Bender, *The Gas Turbine Handbook*, 2006.
- [5] A. P. Dowling und S. Hubbard, „Instability in lean premixed combustors,“ *Proc Instn Mech Engrs*, Bd. 214, pp. 317-332, 2000.
- [6] A. P. Dowling und Y. Mahmoudi, „Combustion noise,“ *Proceedings of the Combustion Institute*, Bd. 35, pp. 65-100, 2015.
- [7] Rayleigh, "The explanation of certain acoustical phenomena," *Nature*, vol. 18, pp. 319-321, 1878.
- [8] Y. Huang und V. Yang, *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*, Elsevier Inc., 2009.
- [9] ICAO, *Report of the Ninth Meeting of the Committee on Aviation Environmental*, 2013.
- [10] R. Balachandran, B. Ayoola, C. Kaminski, A. Dowling und E. Mastorakos, *Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations*, Elsevier Inc., 2005.
- [11] M. R. W. Lauer, *Determination of the Heat Release Distribution in*, 2011.
- [12] F. Giuliani, B. Wagner, J. Woisetschlaeger und F. Heitmeir, „Laser vibrometry for real-time combustion instability diagnostics,“ in *Proc. ASME Turbo Expo*, 2006.
- [13] D. Crighton, A. Dowling, J. F. Williams, M. Heckl und F. Leppington, *Modern Methods in Analytical Acoustics: Lecture Notes*, ISBN 987-3-540-19737-9, Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 1992.
- [14] F. Williams, *Combustion Theory, 2nd Edition ed.*, ISBN 0-8053-9801-5, Reading, Massachusetts: Perseus Books, 1985.
- [15] J. Woisetschläger, *Laser vibrometer*, 2017.
- [16] J. Woisetschläger, *Schlieren and Shadows*, 2017.
- [17] S. Min Choi, W. Han Kim, D. Côté, C.-W. Park und H. Lee, *Blood cell assisted in vivo Particle Image Velocimetry using the confocal laser scanning microscope*, Optical Society of America, 2011.
- [18] J. Peterleithner, *Interferometric Vibrometry for Combustion Dynamics*, 2016.
- [19] C. Panoutsos, Y. Hardalupas und A. Taylor, *Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH\* and CH\**, Elsevier Inc., 2008.
- [20] M. March, *Auslegung, Konstruktion und Validierung eines Versuchs Brenners mit drallstabilisierter Flamme und optisch transparenter Brennkammer*, Graz, 2017.
- [21] G. Walz, *Lexikon der Mathematik: Band 2*, Deutschland : Springer-Verlag GmbH , 2017.
- [22] G. Pretzler, H. Jäger, T. Neger, H. Philipp und J. Woisetschlaeger, „Comparison of Different Methods of Abel Inversion Using Computer Simulated and Experimental Side-On Data,“

*Zeitschrift für Naturforsch.*, Bd. 47a, pp. 955-970, 1992.

- [23] M. Hipp und P. Reiterer, *User Manual for IDEA 1.7*, 2003.
- [24] J. Woisetschläger, *Light sheets*, 2017.
- [25] W. Swan, *On the Prismatic Spectra of the Flames of Compounds of Carbon and Hydrogen*, Transactions of the Royal Society of Edinburgh, vol. 21, no. 3, pp. 411–429, 1857.
- [26] A. G. Gaydon, *The Spectroscopy of Flames*, 2nd ed., New York: John Wiley & Sons, 1974.
- [27] J.-B. Donnet, *Carbon Black: Science and Technology, Second Edition*, ISBN 9780824789756, New York: Routledge, 1993.
- [28] J. F. D. Adam M. Steinberg, *Straining and wrinkling processes during turbulence–premixed flame interaction measured using temporally-resolved diagnostics*, Elsevier Inc., 2009.
- [29] T. L. Jacqueline O'Connor, *Further Characterization of the Disturbance Field in a Transversely Excited Swirl-Stabilized Flame*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2011.
- [30] M. Lauer, M. Zellhuber, T. Sattelmayer und C. Aul, *Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by a Model Based Correction of OH\* Chemiluminescence*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2011.

## 8 Anhang

### Herleitung der Energiegleichung

Ausgehend von Gleichung (2-1) in Abschnitt 2.1, kann für ein Gas, das sich aus  $N$  Spezies mit den Massenanteilen  $Y_n$  und dem chemischen Potential  $\mu_n$  sowie der molaren Massen  $M_n$  zusammensetzt, Gleichung (8-1) geschrieben werden.

$$de + pdv = Tds + \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} dY_n \quad (8-1)$$

$T$  ist dabei die Temperatur,  $s$  die Entropie und  $v$  das spezifische Volumen als reziproker Wert der Dichte.

Aus Gleichung (2-1) und Gleichung (8-1) folgt Gleichung (8-2) zu:

$$\rho T \frac{ds}{dt} + \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} \rho \frac{dY_n}{dt} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\nabla \mathbf{Q} - p \nabla \mathbf{u} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (8-2)$$

Mit der Kontinuitätsgleichung (8-3)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (8-3)$$

erhält man:

$$\rho T \frac{ds}{dt} = -\nabla \mathbf{Q} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} \rho \frac{dY_n}{dt} \quad (8-4)$$

Gleichung (8-4) beschreibt die Änderung der Entropie infolge des Wärmestroms, der Reibung und der chemischen Reaktion. Die zeitliche Änderung der Entropie erhält man aus dem totalen Differential des Druckes (Gleichung (8-5)).

$$\frac{dp}{dt} = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{s, Y_n} \frac{d\rho}{dt} + \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_{\rho, Y_n} \frac{ds}{dt} + \sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial p}{\partial Y_n} \right|_{s, \rho, Y_m} \frac{dY_n}{dt} \quad (8-5)$$

$\left. \frac{\partial p}{\partial Y_m} \right|_{s, \rho, Y_n}$  für  $m \neq n$  bedeutet, dass alle anderen Molanteile während der Summation unverändert bleiben.

Nimmt man Idealgasverhalten mit  $p = \rho RT$  an, wobei  $T$  die Temperatur und  $R$  die Gaskonstante darstellt, folgt mit der Isentropenbeziehung  $pv^\kappa = \text{const.}$  und dem Isentropenexponenten  $\kappa$  für den Term  $\left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{s, Y_n}$ , bei konstanter Entropie und konstantem Massenanteil, das Quadrat der lokalen Schallgeschwindigkeit  $c^2$ , wobei  $c^2 = \kappa RT$ .

Gleichung (8-4) resultiert in Gleichung (8-6).

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + \left( \nabla \mathbf{Q} - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{1}{\rho T c^2} \frac{\partial p}{\partial s} \Big|_{\rho, Y_n} + \sum_{n=1}^N \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{T} \frac{\mu_n}{M_n} \frac{\partial p}{\partial s} \Big|_{\rho, Y_n} - \frac{\partial p}{\partial Y_n} \Big|_{s, \rho, Y_m} \right) \frac{dY_n}{dt} \quad (8-6)$$

Mit der Enthalpie aus Gleichung (8-7)

$$dh = T ds + \frac{1}{\rho} dp + \sum_{n=1}^N \frac{\mu_n}{M_n} dY_n \quad (8-7)$$

ergeben sich, unter Anwendung der Kettenregel, die zwei Terme rechts in Gleichung (8-6) zu

$$\left( \nabla \mathbf{Q} - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{1}{\rho T c^2} \frac{\partial p}{\partial s} \Big|_{\rho, Y_n} = \left( \nabla \mathbf{Q} - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\kappa - 1}{\kappa} \quad (8-8)$$

$$\sum_{n=1}^N \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{T} \frac{\mu_n}{M_n} \frac{\partial p}{\partial s} \Big|_{\rho, Y_n} - \frac{\partial p}{\partial Y_n} \Big|_{s, \rho, Y_m} \right) \frac{dY_n}{dt} = \sum_{n=1}^N \rho \frac{\kappa - 1}{c^2} \frac{\partial h}{\partial Y_n} \Big|_{\rho, p, Y_m} \frac{dY_n}{dt} \quad (8-9)$$

mit  $c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1}$  für die spezifische Wärmekapazität und obigem Zusammenhang zwischen Schallgeschwindigkeit und Temperatur.

Die endgültige Gleichung (8-10) enthält somit die jeweiligen Enthalpien, welche die chemische Zusammensetzung angeben.

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} + \frac{\kappa - 1}{c^2} \left( \sum_{n=1}^N \frac{\partial h}{\partial Y_n} \Big|_{\rho, p, Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{Q} - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (8-10)$$

Gleichung (8-10) enthält einen Druckterm und einen Wärmeterm, der den zusätzlichen Wärmeeintrag der chemischen Reaktion, des Wärmestroms und der Dissipation berücksichtigt. Der erste Term in der Klammer in Gleichung (8-10) wird unter Anwendung der Kettenregel transformiert:

$$\frac{\partial h}{\partial Y_n} \Big|_{T, p, Y_m} = \frac{\partial h}{\partial Y_n} \Big|_{\rho, p, Y_m} + \frac{\partial h}{\partial \rho} \Big|_{p, Y_m} \frac{\partial \rho}{\partial Y_n} \Big|_{T, p, Y_m} \quad (8-11)$$

Der rechte Term in Gleichung (8-11) beschreibt die Dichteänderung bei konstanter Temperatur und konstantem Druck infolge der Änderung der Spezieskonzentration. Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit Luft ist die Änderung der molaren Masse des Gemisches vernachlässigbar klein, weshalb der Term gegen Null konvergiert.

Mit Gleichung (8-12) für Spezieserhaltung,

$$\rho \frac{dY_n}{dt} = \frac{d\omega_n}{dt} - \nabla \mathbf{J}_n \quad (8-12)$$

wobei  $\frac{d\omega_n}{dt}$  der Produktionsrate und  $\mathbf{J}_n$  dem Diffusionsfluss, welcher aufgrund seines geringen Beitrags im Vergleich zur Produktionsrate in der Flamme vernachlässigt werden kann, entspricht, erhält man somit für den ersten Term in der Klammer in Gleichung (8-10):

$$\sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{\rho, p, Y_m} \rho \frac{dY_n}{dt} = \sum_{n=1}^N \left. \frac{\partial h}{\partial Y_n} \right|_{T, p, Y_m} \frac{d\omega_n}{dt} = - \frac{dq_v}{dt} \quad (8-13)$$

Gleichung (8-10) vereinfacht sich damit zu der in Abschnitt 2.1 erwähnten Gleichung (2-2).

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt} - \frac{\kappa - 1}{c^2} \left\{ \frac{dq_v}{dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \nabla \mathbf{Q} \right\} \quad (8-14)$$

### Korrektur der Brechung der transparenten Quarzglasbrennkammer

Aus Abbildung 8-1 ergeben sich mit trivialer Trigonometrie und vernachlässigbarer Krümmung Gleichung (8-15) und Gleichung (8-16) zu:

$$x_a - x_i = s' \sin(\gamma) \quad (8-15)$$

$$s' = \frac{s}{\cos(\beta)} \quad (8-16)$$

Wobei Gleichung (8-17) gilt:

$$\gamma = \alpha - \beta \quad (8-17)$$

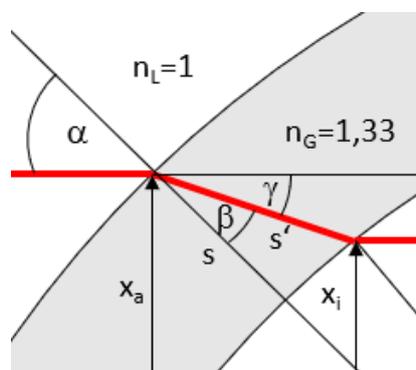


Abbildung 8-1: Detailausschnitt aus Abbildung 4-4 in Abschnitt 4.1.5 zur Herleitung von Gleichung (4-7).

Das Brechungsgesetz nach Snellius lautet für Abbildung 8-1 (Gleichung (8-18)):

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{n_G}{n_L} \quad (8-18)$$

Mit Gleichung (8-15) bis Gleichung (8-18) ergibt sich Gleichung (8-19).

$$x_a - x_i = \frac{s}{\cos \left[ a \sin \left( \sin(\alpha) \frac{n_L}{n_G} \right) \right]} \sin(\alpha - \beta) \quad (8-19)$$

$$\sin(\alpha) = \frac{x_a}{R} \quad (8-20)$$

Die Zusammenhänge in Gleichung (8-18) und Gleichung (8-20) ergeben schließlich, eingesetzt in Gleichung (8-19), Gleichung (4-7) aus Abschnitt 4.1.5.