

Optische Untersuchungen einer schwingenden Brennkammer

Daniel Neubauer

Diplomarbeit am Institut für Thermische Turbomaschinen und
Maschinendynamik der Technischen Universität Graz

Vorstand: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir

Betreuer: Ao. Univ.-Prof. DI Dr. techn. Jakob Woisetschläger

DI Stefan Köberl

Diese Arbeit wurde vom FWF im Rahmen des Projekts P-19955-N19, Flamen-
wechselwirkung in einer Gasturbinenbrennkammer, gefördert.

FWF – Der Wissenschaftsfond

Graz, 2010

Danksagung

Ich möchte mich ganz besonders bei Ao. Univ.-Prof. DI Dr. techn. Jakob Woisetschläger für die Hilfsbereitschaft und das große Engagement während den Messungen und der schriftlichen Arbeit bedanken. Durch die Betreuung der schriftlichen Arbeit und die Weitergabe von theoretischem sowie auch praktischem Wissen durfte ich bei dieser Arbeit viel lernen. Auch für die Unterstützung bei den Messungen und die Diskussion über Messergebnisse darf ich mich hiermit bedanken.

Mein besonderer Dank gilt auch DI Stefan Köberl, für die gute Zusammenarbeit und die Bereitschaft mir Sachverhalte genau zu erklären. Für meine Fragen war er mein erster Ansprechpartner zu Theorie und Praxis.

Des Weiteren möchte ich mich bei meinen Studienkollegen bedanken, die mir oft weiterhalfen und mit mir Probleme diskutierten. Auch möchte ich hier meinen Vorgänger DI Martin Heibel erwähnen, der mir Auswerterroutinen überließ und mir gerade zu Beginn oft weiterhelfen konnte.

Mein Dank gilt auch allen Mitarbeitern des Institutes für Thermische Turbomaschinen für das angenehme Arbeitsklima und die Hilfsbereitschaft.

Zu guter Letzt möchte ich mich auch bei meiner Familie für die Unterstützung während meiner Ausbildung und dieser Arbeit bedanken.

Daniel Neubauer

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.

Graz, am

Kurzreferat

In dieser Arbeit wurden verschiedene optische Messtechniken an einer vorgemischten, drall-stabilisierten Methan-Flamme angewandt, um das instationäre Verhalten von Flammen mit und ohne Instabilitäten zu untersuchen. Hierzu wurden drei Drallbrenner, eingebaut in eine Modellbrennkammer, unter atmosphärischen Bedingungen betrieben. Die Flammen wurden sowohl eingebaut in ein Rohrsystem als auch außerhalb dieses Rohrsystems untersucht, wobei im Rohrsystem eine selbsterregte Schwingung bei 150 Hz einsetzte. Die Visualisierung der Dichtegradienten erfolgte mittels Schlierenaufbau, die Frequenzanalyse der Wärmefreisetzung mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Eigenleuchtens. Die Dual-Laservibrometrie brachte Ergebnisse zu frequenz- und orts aufgelösten Dichteschwankungen. Die Ergebnisse der Flamme im selbsterregten und nicht erregten Zustand lassen auf ganz unterschiedliches Verhalten schließen. Bei der Flamme im nicht erregten Zustand ist die Fluktuation geringer, im selbsterregten Zustand größer, wobei eine überlagerte Schallwelle in den Ergebnissen der Dual-Laservibrometrie deutlich zu erkennen ist.

Abstract

In this thesis three optical measurement techniques were used on a premixed, swirl-stabilized methane flame to analyze the unsteady characteristics of the flame with and without instabilities. Three swirl type burners - built into a model combustion chamber - were operated under atmospheric conditions. They were operated in a piping system and outside the piping system, with the flame in the piping system starting self-controlled oscillations at 150 Hz. The visualization of the density gradient was done by a Schlieren-setup and the frequency analysis of the heat release was done by high-speed recordings of the chemiluminescence. The dual-laser-vibrometry was applied to record frequency- and space resolved density fluctuations.

The results of the flame in the self-controlled oscillation state and in the not oscillating state show different characteristics. For the flame in the not oscillating state the fluctuations are smaller than for the self-controlled oscillations. A superimposed acoustic wave was clearly seen in the results of self-controlled oscillations recorded by the dual-laser-vibrometry.

Inhaltsverzeichnis

Symbol und Abkürzungsverzeichnis.....	VI
1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Ziel.....	2
2. Grundlagen Verbrennung.....	3
2.1. Verbrennung in Gasturbinen	3
2.2. Brennkammerinstabilitäten	8
2.2.1. Entropiewelle	8
2.2.2. Helmholtzschwingung.....	9
2.2.3. Die stehende Welle.....	10
3. Messverfahren zur Brennkammerdiagnostik.....	12
3.1. Flammeneigenleuchten.....	12
3.2. Schlierenvisualisierung	15
3.3. Dual-Laservibrometrie	18
3.3.1. Interferometer.....	18
3.3.2. Laservibrometrie	19
4. FWF-Brennkammer und Prüfstands Aufbau.....	24
4.1. Kostruktion.....	24
4.2. Betriebszustände.....	26
4.3. Aufbau	28
4.4. Einbau im Brennkammer-Prüfstand	31
5. Messergebnisse.....	34
5.1. Drallbrenner	34
5.1.1. Flammeneigenleuchten.....	36
5.1.2. Schlierenvisualisierung	40
5.1.3. Dual-Laservibrometrie	41
5.2. Drallbrenner eingebaut in den Brennkammerprüfstand	48
5.2.1. Flammeneigenleuchten.....	50
5.2.2. Schlierenvisualisierung	53
5.2.3. Dual-Laservibrometrie	55
6. Zusammenfassung	69
7. Literaturverzeichnis.....	71

Symbol und Abkürzungsverzeichnis

Formelzeichen

A	[m ²]	Fläche
a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
C	[ZE ²]	Kreuzspektrum
d	[m]	Durchmesser
F(t)	[ZE]	Fouriertransformierte
f	[Hz]	Frequenz
f	[m]	Brennweite
G	[m ³ /kg]	Gladstone-Dale-Konstante
I	[W/m ²]	Lichtintensität
k	[mm/s/V]	Kalibrierfaktor Vibrometer
L	[m]	optische Weglänge
l	[m]	Länge
m	[kg]	Masse
n	[-]	Brechungsindex
P	[kg/sm ²]	Dichtesignal des Vibrometers
p	[kg/m ²]	Druck
q	[W/m ³]	Wärmefreisetzung
R	[-]	Korrelationsgrad
R	[kJ/kgK]	Gaskonstante
r	[m]	Radius
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit
U	[V]	Spannungssignal
u	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
X(t)	[ZE]	Zeitsignal
x, y, z	[m]	kartesische Koordinaten
Δ		Differenz

Griechische Zeichen

β	[-]	Brennstoff-Luftverhältnis
ε	[rad]	Winkel
φ	[-]	Äquivalenzverhältnis
γ	[-]	Verhältnis spezifischer Wärmekapazität

$\Delta\varphi$	[rad]	Phasendifferenz zweier Lichtstrahlen
κ	[-]	Isentropenexponent
λ	[μm]	Wellenlänge
ν	[m^2/s]	kinematische Viskosität
ρ	[kg/m^3]	Dichte
τ	[s]	Zeitverschiebung bei Korrelation
ζ	[m]	Koordinatenpunkt

Indices

0	Ausgangswert
1,2	Signal 1 & 2
Br	Brennstoff
g	Grundfrequenz
ges	gesamt
Phys	Physikalisch
s	Abtastfrequenz
tat	tatsächlich

Hochgestellte Symbole

'	Fluktuation
-	Mittelwert
*	konjugiert Komplex
·	Massenstrom

Abkürzungen

CCD	Charge-coupled Device
DLE	Dry Low Emission
FFT	Fast Fourier Transformation
fps	frames per Second
LDI	Lean Direct Injection System
LLP	Lean Premixed Prevaporized
RQL	Rich Burn – Quick Quench – Lean Burn
UHC	Unburned Hydro Carbons
ZE	Zeiteinheit

1. Einleitung

Bei der Erfindung der Gasturbine stellte diese noch kaum eine Alternative zum Kolbenmotor dar. Heute deckt die Gasturbine einen großen Einsatzbereich ab, so ist sie bei den meisten Flugzeugen anzutreffen. Aber auch am Boden zur Energiebereitstellung für Energiespitzen ist die Gasturbine nicht mehr wegzudenken. Durch die hohe Leistung bei geringem Gewicht und Größe wird sie überall dort eingesetzt wo Gewicht und Größe eine entscheidende Rolle spielen.

1.1.Motivation

Wenn fossile Energieträger verbrannt werden, entstehen unweigerlich Schadstoffe. Da es heutzutage noch keine ernst zu nehmende Alternative zur Verbrennung von fossilen Energieträgern in Gasturbinen gibt, wird versucht die Schadstoffe so weit wie möglich zu verringern. Da gerade in der Luftfahrt Sicherheit groß geschrieben wird, muss bei der Optimierung einer Gasturbine nicht nur auf die Verbesserung des Wirkungsgrades und Verringerung der Schadstoffe geachtet werden, sondern vor allem auch auf die Betriebssicherheit. Für die Brennkammer heißt dies, dass auch bei einer Verringerung der Schadstoffe eine sichere, kontrollierbare Verbrennung gewährleistet sein muss. Durch Fluktuationen bei der Verbrennung können Schwingungen auftreten, die sich sowohl auf die Betriebssicherheit als auch auf die Lebensdauer der Brennkammer negativ auswirken. Da die Brennkammer eine wichtige Komponente in jeder Turbine ist, beeinflusst diese das ganze Betriebsverhalten der Turbine. Deshalb ist es wichtig die Vorgänge in einer Brennkammer zu verstehen um nicht erwünschte Vorgänge verhindern zu können.

Diese Arbeit befasst sich mit den Vorgängen in einer Brennkammer, vor allem mit den instationären Vorgängen bei der Verbrennung. Dabei werden die Änderungen von Dichte, Druck und Wärmefreisetzung gemessen. Der Zusammenhang zwischen Dichte- ρ' , Druck- p' und Wärmefreisetzungsfuktuation q beschreibt folgende Gleichung

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{\gamma - 1}{a^2} * q \quad (\text{Dowling 2005}) \quad (1)$$

dabei ist ρ' die periodische Schwankung der Dichte und beschreibt hier nicht die Ableitung der Dichte. Weitere aufgeführte Größen sind a , die mittlere Schallgeschwindigkeit und γ das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten. In dieser Arbeit wird die Wärmefreisetzung anhand des bei der Verbrennung auftretenden Eigenleuchtens mit einer Hochgeschwindigkeitskamera detektiert, Dichtegradienten werden mit einem Schlierenaufbau visualisiert und zeitlich gemittelte orts- und frequenz aufgelöste Dichtefluktuationen mittels Dual-Laservibrometrie gemessen. Dabei konnten mit einem schnellen Drucksensor die Druckschwankungen aufgezeichnet werden.

Ziel ist ein Vergleich zwischen zur Schwingung angeregter und nicht angeregter Flammen, um die Unterschiede zwischen stabiler und instabiler Verbrennung zu erkennen und den Vorgang der Schwingungsanregung zu verstehen.

1.2.Ziel

Das FWF-Projektes (Fonds zur Förderung wissenschaftlicher Forschung) P-19955-N19 - Flammenwechselwirkung in einer Gasturbinenbrennkammer, hat die Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen den Flammen in einer Modelgasturbinenbrennkammer zum Ziel. Diese Arbeit soll sich mit den Grundlagen, der Anwendung und den Ergebnissen aus den optischen Messmethoden für die Modelbrennkammer beschäftigen. Dabei ist der Zusammenhang zwischen Dichte-, Druck- und Wärmefreisetzungsfluktuation, wie in Gleichung (1) beschrieben, von großer Bedeutung.

2. Grundlagen Verbrennung

Die Verbrennung bezeichnet die Oxidation des Brennstoffes mit Sauerstoff. Dabei ist darauf zu achten, dass der Brennstoff vollständig verbrennt, d.h. der Brennstoff sollte durch eine entsprechende Verbrennungsführung bei technischen Prozessen vollständig in seine höchsten Oxidationsstufen übergeführt werden. Dies ist bei Kohlenwasserstoffen CO_2 und H_2O . Wird nicht der ganze Brennstoff in seine höchsten Oxidationsstufen übergeführt, spricht man von unvollständiger Verbrennung. Dabei ergeben sich zwei Nachteile. Erstens wird nicht die ganze zur Verfügung stehende Energie genutzt und zweitens entstehen unverbrannte Komponenten wie CO . Gründe für unvollständige Verbrennung sind zu wenig Sauerstoff und eine zu geringe Aufenthaltsdauer der Reaktanten in der Flamme. Da die unvollständige Verbrennung einen verlustbehafteten Vorgang darstellt, ist dies durch die einwandfreie Gestaltung des Brennraumes und die sachgemäße Bedienung möglichst zu vermeiden. Die Flamme bezeichnet jenen Bereich in dem die Hauptreaktionen der Verbrennung stattfinden. (Joos 2006)

2.1. Verbrennung in Gasturbinen

Anforderungen an eine Brennkammer sind im Wesentlichen in Abbildung 1 dargestellt. Des Weiteren soll durch die steigende Umweltbelastung, durch Treibhausgase und Schadstoffe, in allen Bereichen der Verbrennung versucht werden, schädliche Abgase zu verringern. Durch die hohen Anforderungen an die Brennkammer kann zur Verringerung der Schadstoffe nur eine geeignete Verbrennungsführung in Betracht gezogen werden.

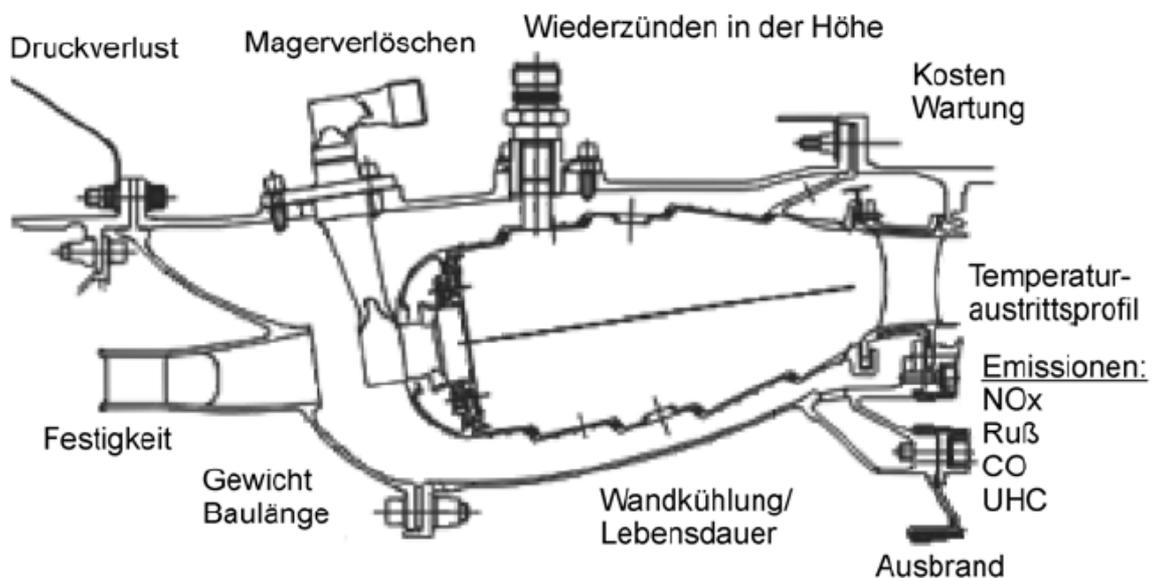


Abbildung 1 Anforderungen an eine Brennkammer (Joos 2006)

Um die Funktionsweise und Aufgabe einer Brennkammer zu verstehen soll eine kurze Funktionsweise einer Turbine erläutert werden.

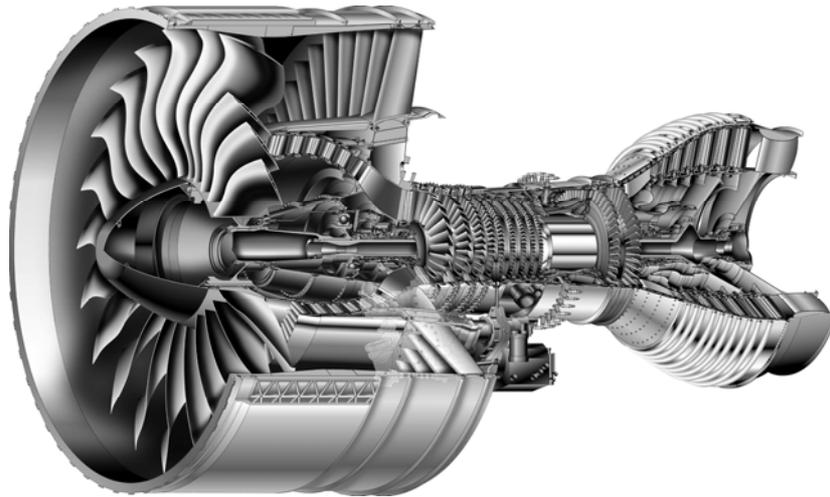


Abbildung 2 GP7000 Triebwerk¹

Die Luft strömt durch den Fan, Nieder-, Mittel- und Hochdruckverdichter. Die Brennkammer hat nun die Aufgabe Wärme zuzuführen um die Hoch-, Mittel- und Niederdruck Turbinen anzutreiben. Der Brennstoff wird in einer verdrallten Luftströmung zerstäubt, diese Strömung mit Drall dient zur Stabilisierung der Flamme. Der Hauptteil der Luft wird über seitliche Schlitze in die Brennkammer geleitet und dient als Kühlung, Stabilisierung und soll ein geeignetes Temperaturprofil für die Turbine ergeben. Die Brennerdüsen werden in allen Betriebszuständen fett betrieben. Grundsätzlich sollte eine Brennkammer folgende Anforderungen erfüllen (Joos 2006):

- hoher Ausbrand bei allen Betriebsbedingungen,
- zuverlässige, sanfte Zündung bei allen Umgebungsbedingungen; bei Flugtriebwerken gute Wiederzündigenschaften im Flug,
- weiter Stabilitätsbereich (d.h. stabile Verbrennung unter sehr mageren bis sehr fetten Bedingungen),
- keine Verbrennungsinstabilitäten und Pulsationen,
- niedere Totaldruckverluste (ca. 3 % bei kleinen Gasturbinen, ca. 5 – 6 % bei größeren Maschinen),
- Temperaturprofil am Brennkammeraustritt abgestimmt mit den Anforderungen der Turbine,
- niedere Abgasemissionen (NO_x, CO, UHC, Rauch),
- niedere Fertigungs- und Wartungskosten,
- Abmessungen angepasst an das Maschinenkonzept (klein, leicht, kleine Oberfläche),
- Lebensdauer,
- Mehrstofftauglichkeit (mit verschiedenen Kraftstoffen betreibbar).

¹ ULR:

http://www.pw.utc.com/StaticFiles/Pratt%20&%20Whitney%20New/Media%20Center/Assets/1%20Static%20Files/Images/gp7000_cutaway_high.jpg (2010.08.02)

Brennkammern werden als Rohr-, Rohr-Ring- und Ringbrennkammern ausgeführt. Die Ringbrennkammer ist für schadstoffarme Verbrennung und hohe Feuerungstemperaturen zu bevorzugen. Ziel bei der Entwicklung an Gasturbinenbrennkammern ist die Reduktion von Schadstoffen. Dabei ist eine Modifizierung der Verbrennung nötig. Als primäre Maßnahme werden zum Beispiel magere Verbrennung, Absenkung der Flammtemperatur und fett-mager Verbrennung bezeichnet. Für diese Maßnahmen müssen Brennkammern aber meist geometrisch verändert werden, sodass bestehende Turbinen nicht nachgerüstet werden können. (Joos 2006)

Magerverbrennung gasförmiger Brennstoffe (DLE: Dry Low Emission);

Für Verbrennung bei tieferen Temperaturen, um NO_x -Emissionen zu vermeiden, gibt es nur zwei Bereiche bei denen einerseits die Temperatur möglichst gering ist und andererseits das Gemisch zündfähig bleibt. Dies ist der fette Bereich der durch Brennstoffüberschuss gekennzeichnet ist (mit $\phi \approx 1,4$) und der magere Bereich mit ($\phi \approx 0,6$). Diese Bereiche werden durch gute Vormischung erreicht, in denen das Äquivalenzverhältnis ϕ genau eingestellt werden kann. Die Reduzierung von NO_x -Emissionen ist vor allem auf die homogene Vormischung von Luft und Brennstoff zurückzuführen. Aufgrund der längeren Zündverzugszeit von Erdgas kann die Luft mit dem Brennstoff Erdgas ohne Probleme vorgemischt werden. Bei guter Durchmischung sind zwar die NO_x -Emissionen gut zu reduzieren, der Stabilitätsbereich der Flamme wird aber enger. Durch diesen eingeschränkten Betriebsbereich wird meistens im Leerlauf und Teillastbereich auf die NO_x Reduzierung durch Magerverbrennung verzichtet.

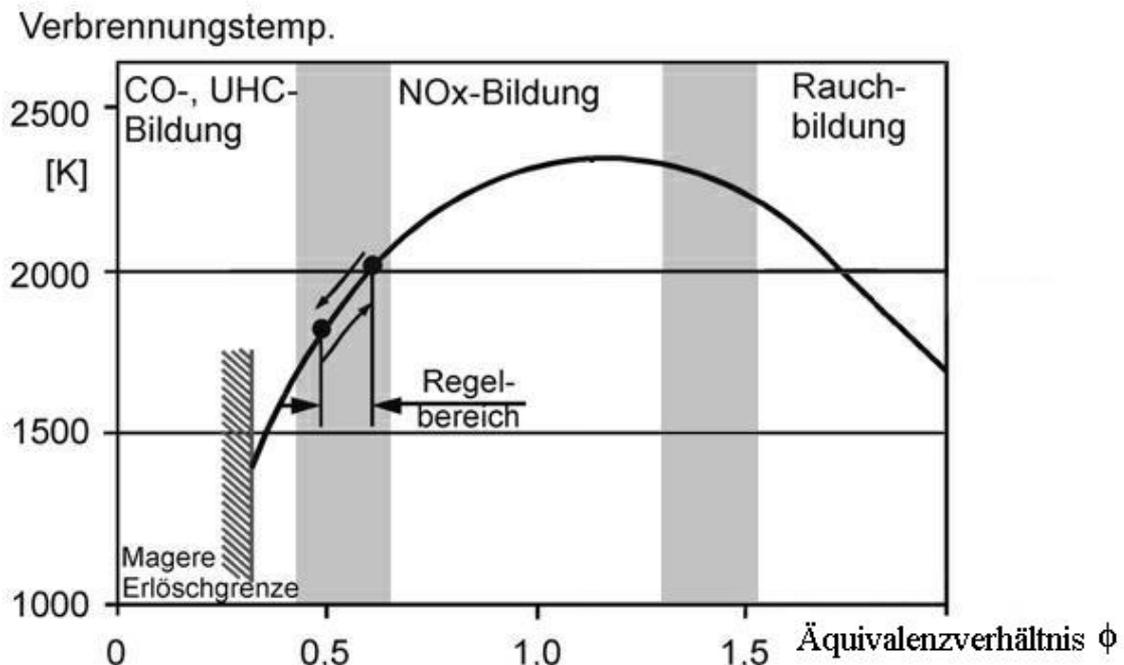


Abbildung 3 Betriebsbereiche einer DLE-Brennkammer (nach Joos 2006)

Da die Turbinen größten Teils im Volllastbereich betrieben werden, sind auch die Emissionen hauptsächlich in diesem Bereich von Bedeutung. Die unterschiedlichen Betriebsbereiche werden mit einer fett betriebenen Pilotflamme erreicht. Meist wird zusätzlich auf gestufte Verbrennung zurückgegriffen. Die zweite Stufe kann dann durch die bereits höheren Temperaturen magerer betrieben werden.

Magerverbrennung flüssiger Brennstoffe (LPP: Lean Premixed Prevaporized);

Ziel ist es den Brennstoff möglichst homogen für die primäre Magerverbrennung zu verdampfen, dafür wird eine Vorverdampfung- und Vorvermischungszone benötigt. Bei den üblichen Druckverhältnissen ist die Eintrittstemperatur in die Brennkammer schon relativ hoch, was dazu führt, dass die Zündverzugszeiten sehr kurz sind (0,1 ms (Joos 2006)). Das heißt aber, dass die Vorverdampfungszone relativ kurz sein muss. Auch wenn in den kurzen Vorverdampfungszone nicht alles verdampft werden kann, werden trotzdem NO_x Reduktionen erzielt. Des Weiteren werden verschiedene Zonen konstruiert um optimale Bedingungen einstellen zu können. Der Pilotbrenner wird fett betrieben um eine stabile Verbrennung zu gewährleisten. Die heißen Abgase des Pilotbrenners sollen danach zur Stabilisierung der mageren Hauptverbrennung beitragen. Der mager betriebene Hauptbrenner wird für den Volllastbetriebspunkt optimal eingestellt. Abbildung 4 zeigt ein Beispiel für eine solche Brennkammer. Die Brenner werden zwar noch immer fett betrieben, die Primärzone wird aber durch zumischen von Luft mager. Durch kürzere Aufenthaltsdauer und verbesserter Vermischung werden Emissionen reduziert. (Joos 2006)

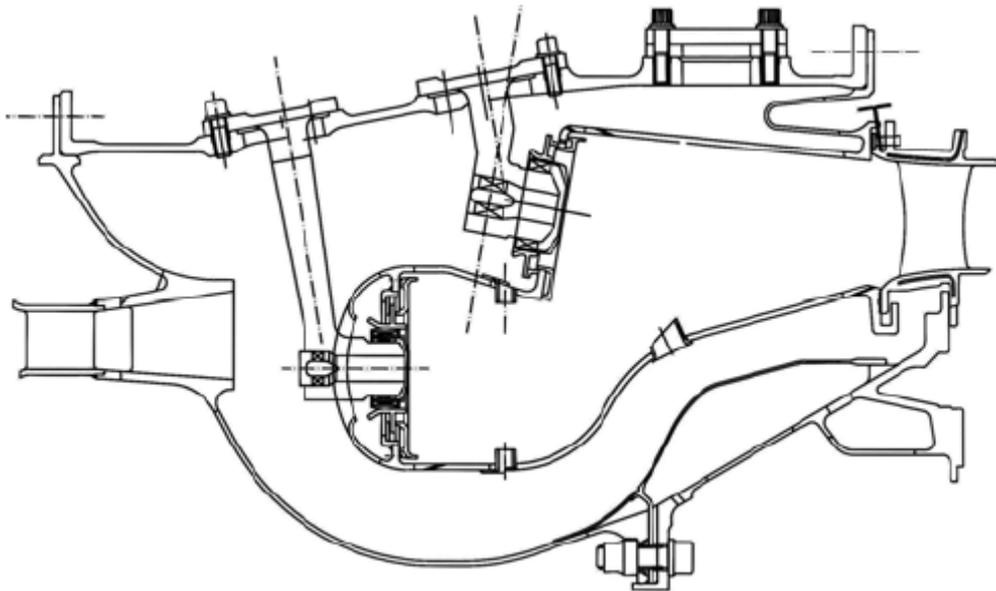


Abbildung 4 Axial gestufte Brennkammer der 3. Generation (Rolls-Royce-Deutschland, Joos 2006)

Fett-Magerverbrennung (RQL: Rich Burn – Quick Quench – Lean Burn);

Die zwei Möglichkeiten der Verbrennung bei geringen Temperaturen haben jeweils einen Vor- und Nachteil. So verbrennt das fette Gemisch stabil aber mit hohen Emissionen, das magere Gemisch dagegen verbrennt mit geringeren Emissionen aber nicht stabil. Die Fett-

Magerverbrennung macht sich nun beide Vorteile zu nutzen. Der Brenner wird in der Primärzone fett betrieben und in der nachgeschalteten Ausbrandzone mager. Wichtig ist hierbei das der Übergang zwischen der fetten und mageren Zone schnell vor sich geht, um hohe Temperaturen und NO_x Bildung zu vermeiden. Dargestellt ist dies in der folgenden Abbildung, dabei stellen die gestrichelten Linien den schnellen Übergang von der rechten, fetten Seite auf die linke, magere Seite dar.

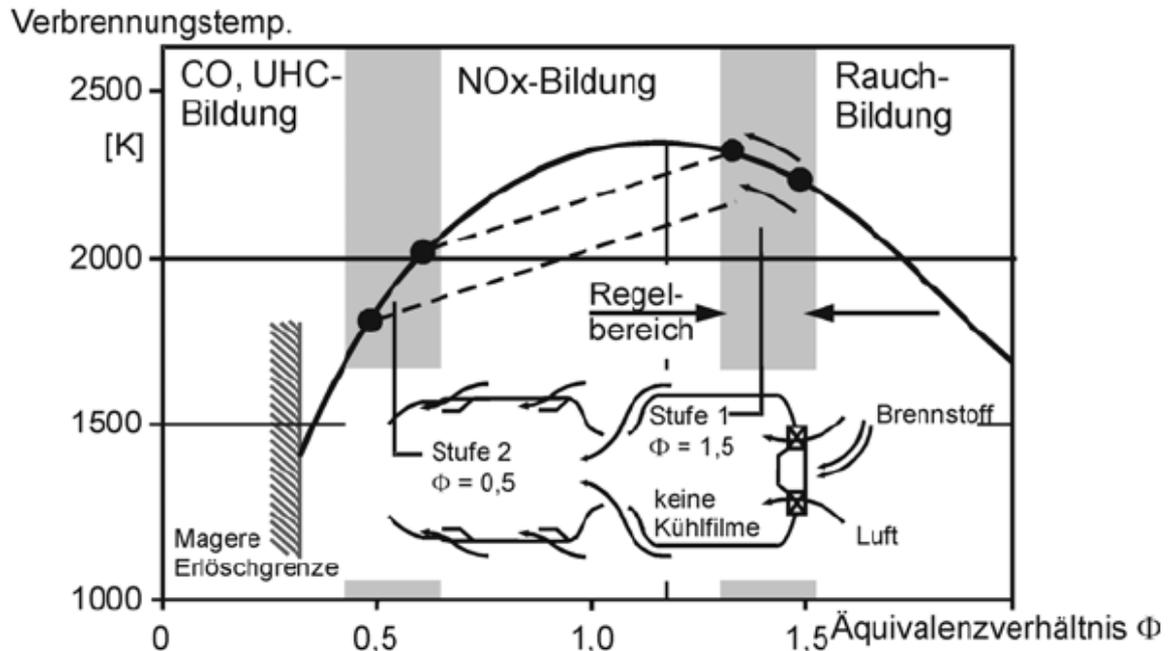


Abbildung 5 Betriebsbereiche einer RQL-Brennkammer (Joos 2006)

Um die fette Verbrennung nicht zu stören, darf keine Filmkühlung in der ersten Stufe verwendet werden, da dies zu falschen Äquivalenzverhältnissen führen würde.

Lean Direct Injection Systeme (LDI)

Dieses System versucht mit der Verringerung der Aufenthaltsdauer der Gase in der heißen Primärstufe die NO_x-Emissionen zu verringern. Dies wird mit geometrischen Veränderungen und mit der Erhöhung der Brenneranzahl erreicht.

2.2. Brennkammerinstabilitäten



Abbildung 6 Links: Zerstörte Ausmauerung eines Winderhitzers durch Druckpulsation. Rechts: Schaden in einem Übergangsstück durch Brennkammerpulsationen (Joos 2006)

Im Hinblick auf Brennkammerinstabilitäten erweisen sich die vorher genannten Magerkonzepte, die zur Reduktion der NO_x Emissionen eingesetzt werden, als besonders problematisch. Magerverbrennung geht oft mit thermo-akustischen Verbrennungsinstabilitäten einher und dies verursacht eine Verringerung der Betriebssicherheit, Änderung des möglichen Betriebsbereiches und einer Verringerung der Lebensdauer. Dass eine Brennkammer zu schwingen beginnt ist eher unwahrscheinlich, wenn sich aber eine Eigenschwingung ausbildet so kann dies großen Schaden anrichten. Das Anschwingen einer Brennkammer hängt von vielen Komponenten ab und ist sehr komplex. Eine Berechnung zeigt sehr viele Eigenfrequenzen auf, dabei wird versucht die am meisten wahrscheinlichen Eigenfrequenzen durch geeignete Maßnahmen zu unterdrücken.

2.2.1. Entropiewelle

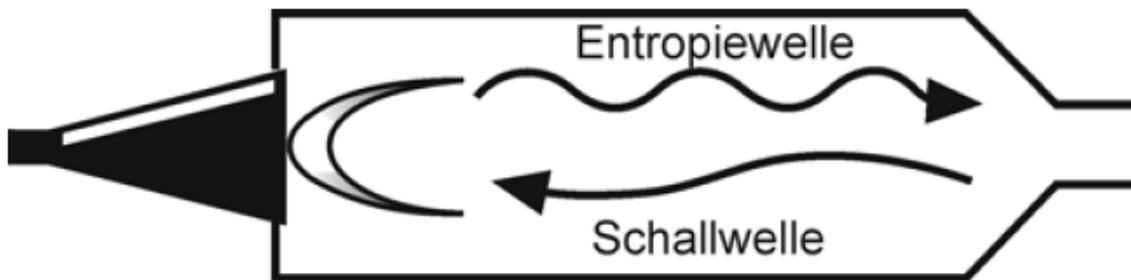


Abbildung 7 Entstehung der Entropiewelle (Joos 2006)

Durch Schwankungen in der Verbrennung entsteht eine Dichtewelle die mit der Strömungsgeschwindigkeit mitschwimmt und am Brennkammeraustritt als Druckwelle reflektiert wird. Diese Welle kommt mit Schallgeschwindigkeit wieder zur Flamme zurück. Trifft die Schallwelle phasenrichtig auf die Flamme, so wird die abschwimmende Dichtestörung durch Rückkoppelung verstärkt. Dies hat eine tieffrequente Brennkammerpulsation zur Folge, mit der Frequenz f :

$$f = \frac{1}{\frac{1}{u * l} + \frac{1}{a * l}} \quad (2)$$

Hier bedeutet u die Strömungsgeschwindigkeit, a die Schallgeschwindigkeit und l den Abstand Flamme Brennkammeraustritt. Diese Schwankungen werden auf Fluktuationen des Äquivalenzverhältnisses zurückgeführt und treten meist bei 10 bis 150 Hz auf. Dieser Frequenzbereich trifft auf die gemessene Frequenz sehr gut zu. Da aber in einer Brennkammer hohe Temperaturgradienten auftreten, kann diese Beziehung wegen der veränderlichen Schallgeschwindigkeit nicht angewendet werden.

2.2.2. Helmholtzschwingung

Die Zuleitungen des Brennstoffes und der Luft entsprechen einem Feder-Masse-System, welches auch als Helmholtz-Schwinger bezeichnet wird. Vereinfacht dargestellt ist dies in Abbildung 8. Dabei entspricht zum Beispiel der Hals mit der Fläche A dem Zuluftkanal und das Volumen V dem Brennraum. Folgende Formel gibt die mögliche Frequenz f wieder, wobei a die Schallgeschwindigkeit, l die Zuströmlänge und r der Radius des Halses ist. (Joos 2006)

$$f = \frac{a}{2\pi} * \sqrt{\frac{A}{V \left(l + \frac{\pi}{2} r \right)}} \quad (3)$$

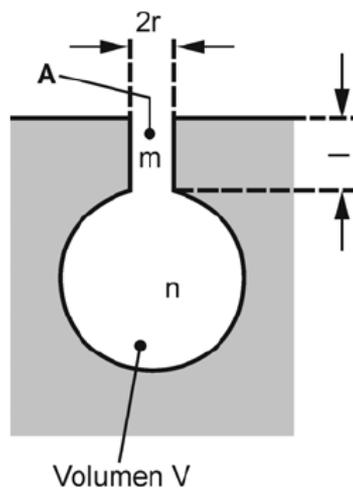


Abbildung 8 Helmholtz-Schwinger (Joos 2006)

Dass die Zuströmung der Luft, wie in der Formel (3) angeführt, von Bedeutung ist, wurde auch experimentell gezeigt. So ist die Länge der Zuströmleitung von großer Bedeutung.

2.2.3. Die stehende Welle

Wenn die Abmessung der Brennkammer größer als die Wellenlänge der angeregten Schwingung ist, so kann in der Brennkammer ein System selbsterregter Schwingungen entstehen. Dabei muss die Phasenlage zwischen Anregung und Rückkoppelung günstig sein um die Schwingung aufrecht zu erhalten. Im eindimensionalen Fall entspricht die angeregte Frequenz einem Vielfachen der Wellenlänge die in die Brennkammer passt. Ein Beispiel zeigt folgende Abbildung, in der ein Rohr links geschlossen (schallhart) und rechts offen (schallweich) ist. (Joos 2006)

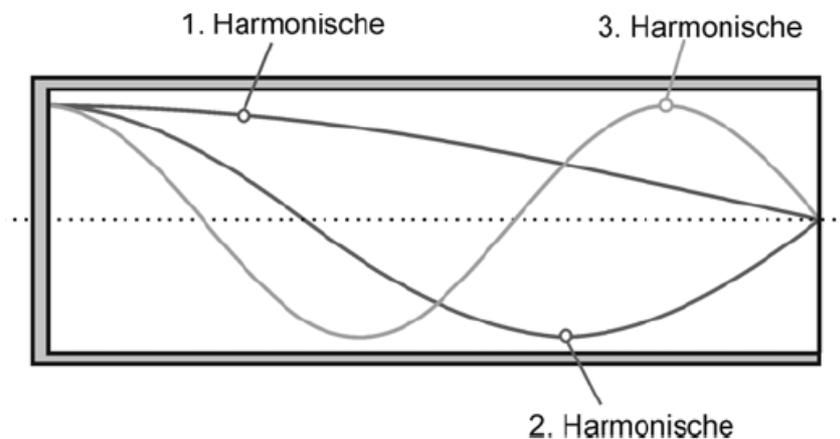


Abbildung 9 Eigenschwingung in einem Rohr (Joos 2006), Druckverteilung

Gezeigt sind die ersten drei harmonischen Wellen für dieses Rohr. Berechnet werden können die Eigenschwingungsfrequenzen f für ein einseitig offenes und einseitig geschlossenes Rohr grundsätzlich mit den Formeln

$$f = \frac{n}{2} * \lambda \quad (4)$$

mit $(n=1, \dots)$

$$\text{und } a = f * \lambda = \sqrt{\kappa * R * T} \quad (5)$$

a ist hierbei die Schallgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge, κ der Isentropenexponent, R die Gaskonstante und T die Temperatur. Bei einer Brennkammer treten jedoch hohe Temperaturgradienten auf, diese verursachen lokal andere Schallgeschwindigkeiten, sodass die Beziehungen in einer Brennkammer nicht oder nur bedingt angewendet werden können.

In einer 2005 erschienenen Publikation (Giezendanner 2005) wurde versucht die komplexen Zusammenhänge zwischen Strömungsfeld, chemischer Kinetik, Wärmefreisetzung, Druckfluktuationen und Akustik, bei einer drallstabilisierten Methan Flamme unter atmosphärischen Bedingungen aufzuzeigen. Bei der schwingenden Brennkammer (290 Hz) wurden unter anderem die Geschwindigkeit, Temperatur, Druck und Konzentrationen gemessen. Beim Anschwingen der Brennkammer wird die Flamme flacher und senkt sich Richtung Bodenplatte. Dies konnte bei der, in dieser Arbeit untersuchten Flamme auch beobachtet werden. Aus die-

sen Untersuchungen ging hervor, dass aus erhöhter Wärmefreisetzung eine thermische Expansion folgt, welche einen Druckanstieg verursacht. Dabei ist die Wärmefreisetzung, Temperatur und der Druck in Phase. Der Druckanstieg geht mit einer erhöhten axialen, im Vergleich zur tangentialen, Geschwindigkeit einher.

Interessant bei der Beobachtung der Flamme war die Stabilität der Verbrennung. Obwohl die Flamme beim schwingenden Rohrsystem Druckschwankungen ausgesetzt war und fluktuierende Wärmefreisetzung zu beobachten wurde, erlosch die Flamme in diesem Zustand selten. Das Anschwingen des Rohrsystems war von sehr vielen Komponenten abhängig. Gegliedert werden kann dies in drei Bereiche: der Zuströmung, dem Rohrsystem und den Betriebsbedingungen. Beim Zuströmen war vor allem die Mischluft für den Dallbrenner ausschlaggebend. Dabei spielte die Länge des verwendeten Schlauches sowie auch die Menge der Luft eine wichtige Rolle. Beim Rohrsystem waren die Temperatur im System, sowie die Nebenkanäle von Bedeutung. Bei den Betriebsbedingungen war die Flamme entscheidend: Methan-Luftgemischverhältnis sowie auch die Aufwärmzeit des Rohrsystems, bzw. dessen Temperatur.

3. Messverfahren zur Brennkammerdiagnostik

3.1. Flammeneigenleuchten

Bei der Untersuchung des Flammeneigenleuchtens wird versucht, die Helligkeitsfluktuation der Flamme mittels Kamera aufzunehmen. Für die Aufnahmen wird eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ CASIO EXILIM F1 verwendet. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Intensität des Eigenleuchtens der Flamme in Zusammenhang mit der Wärmefreisetzung steht, welche über Gleichung (1-1) wiederum mit Dichte- und Druckschwankungen gekoppelt ist. Abbildung 10 zeigt die Flammen der Brennkammer welche untersucht wurden. Deutlich dabei zu sehen ist, dass der Blauanteil überwiegt. Das blaue Licht der Flamme kommt vom CH-Radikal welches bei einer Wellenlänge von 430 nm Licht aussendet. Deshalb wird für die Auswertung nur der Blauanteil der Bilder herangezogen.

Ziel der Auswertung ist die Untersuchung der Helligkeitsschwankungen bezüglich der Frequenzen, da diese eine Instabilität indizieren würde. Dabei werden Aufnahmen mit obiger Hochgeschwindigkeitskamera bei 300 und 600 fps (frames per second) gespeichert. Diese Aufnahmen werden danach in Einzelbilder zerlegt und mittels einer Matlabroutine auf ihre Helligkeit untersucht. Die Routine errechnet die durchschnittliche Helligkeit eines Bildes. Die Abweichung von der durchschnittlichen Helligkeit (Fluktuationen) aller Bilder wird danach mittels FFT untersucht und als Spektrum ausgegeben. Abbildung 11 zeigt oben den zeitlichen Verlauf der Bildintensität für jedes Bild, die Intensitätsschwankungen sind dabei sehr deutlich zu erkennen. Es handelt sich dabei um ein Zeit-Intensitäts-Signal des Blauanteiles der Flammen. Von der oberen Darstellung werden durch eine FFT-Analyse mit 4096 Bildern die zwei unteren Darstellungen errechnet. Die mittlere Darstellung zeigt den Betrag des Frequenzspektrums und die untere Darstellung zeigt das Leistungsspektrum der Intensitätsschwankung. Die höchste noch darstellbare Frequenz ist durch das Nyquist-Kriterium beschränkt. Da die Aufnahmen mit 600 fps gemacht wurden, können nur Frequenzen bis 300 Hz detektiert werden.

Störende Einflüsse wurden versucht zu minimieren. Die verwendeten Aufnahmen wurden bei Dunkelheit durchgeführt und störende Lichter abgedreht. Das thermische Rauschen des CCD-Chips der Hochgeschwindigkeitskamera kann nicht unterdrückt werden. Dazu wurden bereits Untersuchungen durchgeführt die zeigen, dass es sich um ein $1/f$ -Rauschen handelt, d.h. Störungen treten vor allem in niederfrequenten Bereichen auf (Heimel 2010). Für die Auswertung wurde die MATLAB Version 7.1.0.246 (R14) Service Pack 3 verwendet.

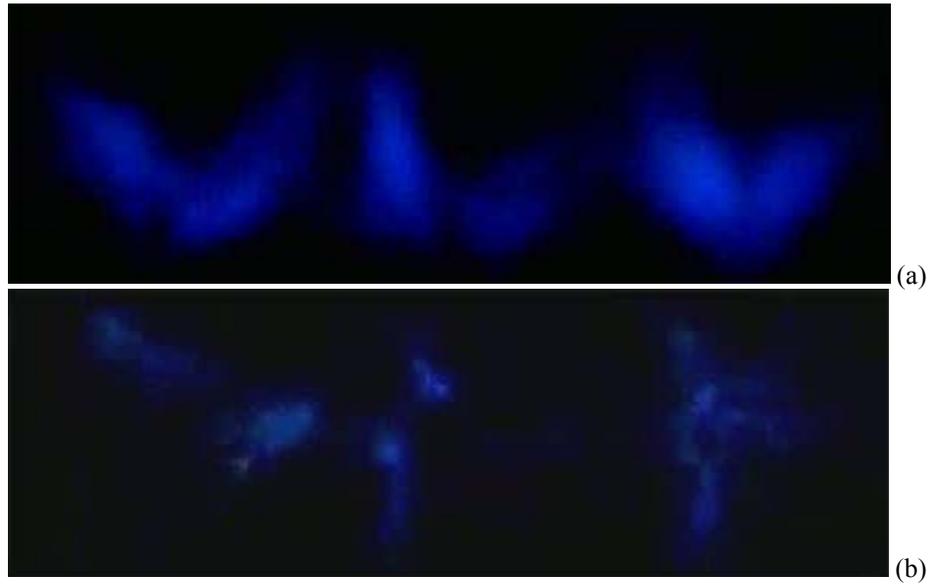


Abbildung 10 (a) Flammenaufnahme von oben, (b) Flammenaufnahme von vorne. Die Bilder entstammen der gleichen Flamme zur gleichen Zeit bei kurzen Belichtungszeiten (300 fps).

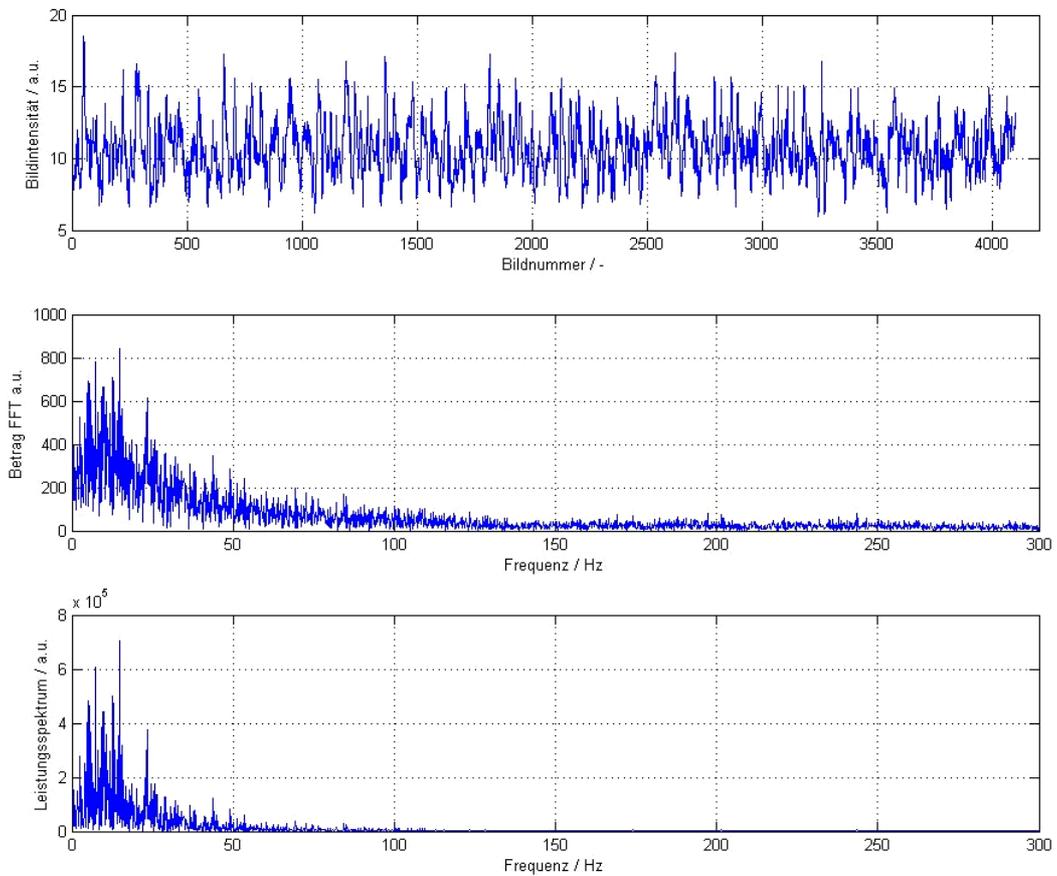


Abbildung 11 FFT-Analyse

Wenn eine thermoakustische Koppelung zwischen Flamme und Brennkammerprüfstand auftritt, so führt dies zu Instabilitäten der Flamme und dadurch zu einer fluktuierenden Wärme-freisetzung. Dies ist die Ursache für die Brennkammerschwinungen. Wie die Flamme sich verhalten kann, zeigt das Beispiel der Abbildung 12, die einen Zeitbereich von 22,8 ms darstellt. Die Abbildung zeigt eine periodisch fluktuierende Flamme für zwei Perioden, d.h. die Flamme leuchtet zweimal auf. Da der Periodenanfang und -ende nicht klar ersichtlich ist, wird eine Periodendauer von 9 Bildern angenommen. Bei einer Aufnahme-frequenz von 1200 Bildern pro Sekunde ergibt sich bei einer Periodendauer von 9 Bildern eine Frequenz von 133,3 Hz. Wenn nun eine FFT-Analyse für diese Aufnahmen durchgeführt wird, ergibt sich, wie in Abbildung 13 gezeigt, eine Hauptfrequenz von 135,9 Hz. Die FFT-Analyse wurde über 4096 Bilder errechnet, dadurch werden sehr viel mehr Perioden analysiert. Zu erkennen ist auch noch eine Frequenz von 271,9 Hz, dies ist die erste Oberschwingung der Grundfrequenz von 135,9 Hz und entspricht dem doppelten Wert der Grundfrequenz. Die kleine Spitze (Peak) bei 100 Hz ist auf Umgebungseinflüsse zurückzuführen, zum Beispiel auf Neonröhren die mit einer Frequenz von 100 Hz in der Helligkeit schwanken (Leistung der Netzfrequenz 50 Hz).

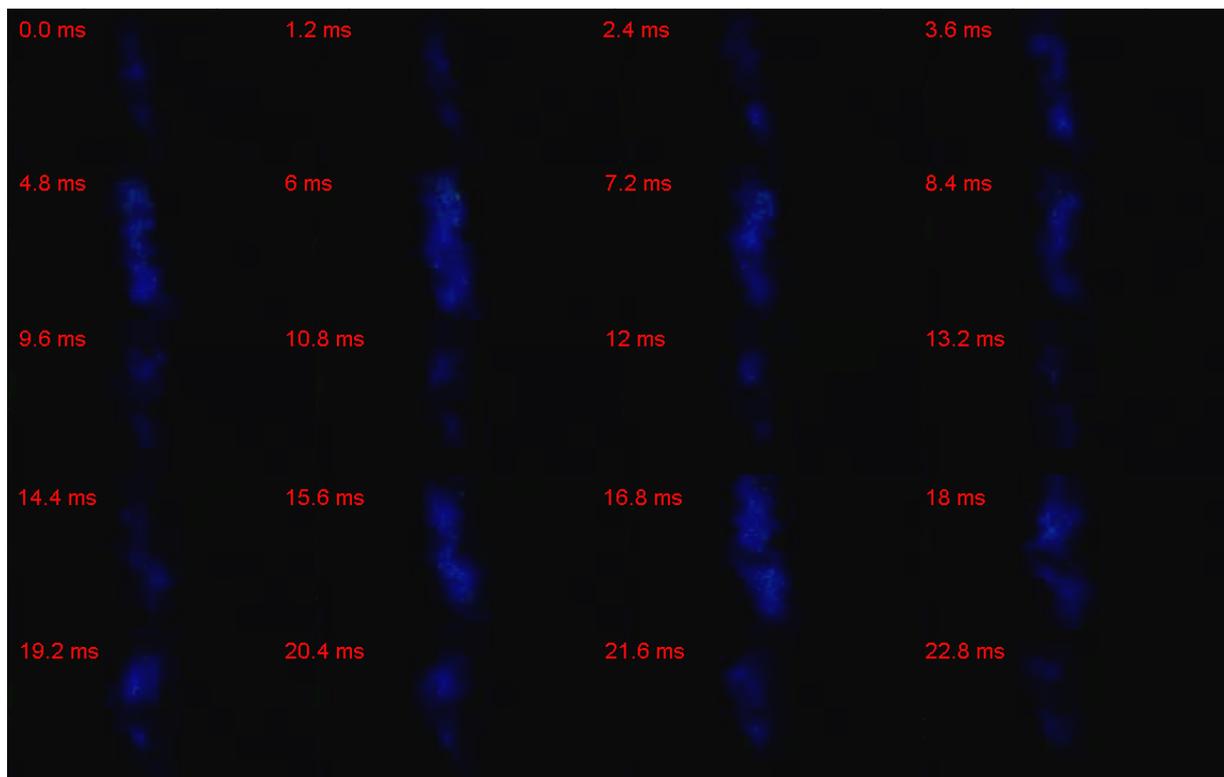


Abbildung 12 Periodisch fluktuierende Flamme

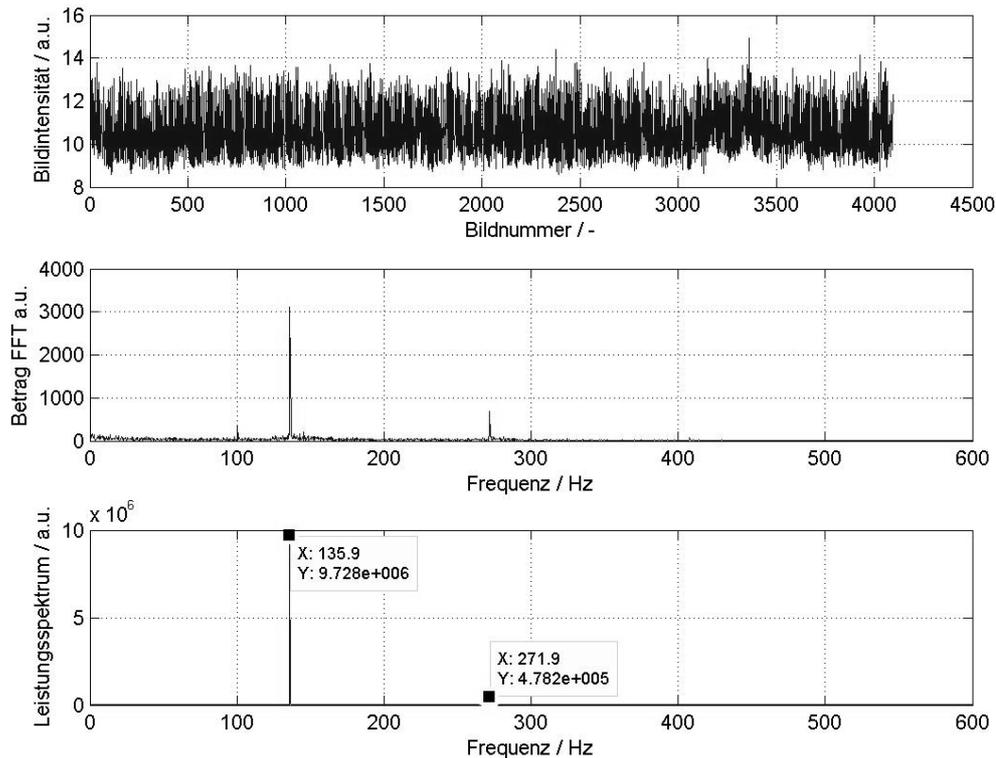


Abbildung 13 FFT-Analyse der schwingenden Brennkammer

3.2.Schlierenvisualisierung

Schlieren entstehen durch die Brechung von Licht, wenn es durch ein Gas mit Dichtegradienten leuchtet. Der Dichtegradient bricht das Licht kontinuierlich über eine Strecke z wie Abbildung 14 zeigt. Durch die Dichteunterschiede in einem Gas wird ein Lichtstrahl mehr und ein anderer weniger abgelenkt. Dadurch gibt es helle und dunkle Bildpunkte. Bei der Schlierenmethode wird zusätzlich eine kleine Blende eingesetzt, die z.B. die abgelenkten Strahlen ausblendet und dadurch den Kontrast zwischen Strömung mit und ohne Dichtegradienten verstärkt. Visualisiert werden also Dichtegradienten. Ziel dieser Untersuchung an Flammen ist die Visualisierung der Flamme, quantitative Aussagen können schwer bis gar nicht getroffen werden. Da der Aufbau aber relativ einfach ist, ist die Schlierenmethode eine gute Visualisierungsmethode zum Einstieg in eine Untersuchung und somit eine klassische Visualisierungsmethode für kompressibler Strömungen.

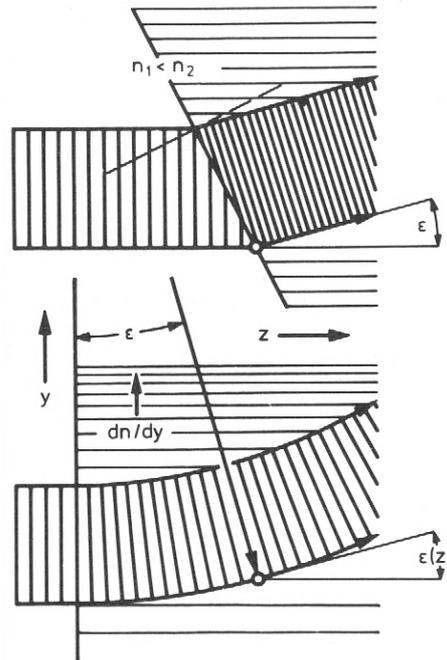


Abbildung 14 Brechung an einer Ebene und an Dichtegradienten (Oertel 1989)

Die Ablenkung eines Lichtstrahls hängt in erster Linie vom Dichtegradienten $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ ab. Der genaue Zusammenhang ist in Abbildung 15 dargestellt.

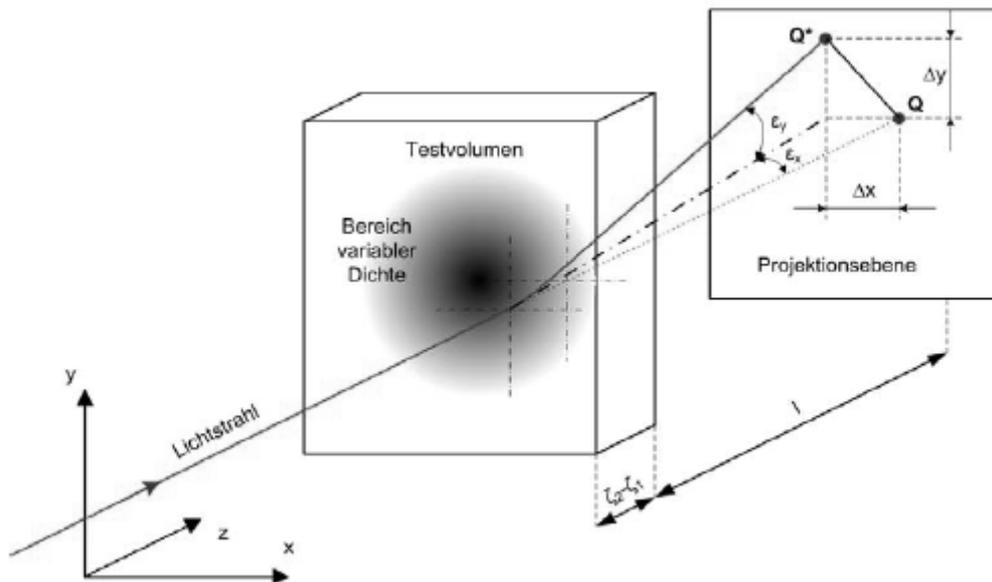


Abbildung 15 Lichtstrahlablenkung durch Dichtegradienten (Heimel 2010)

Die Strahlablenkung vom Bildpunkt Q zu Q* wird durch die zwei Winkeln ε_x und ε_y beschrieben. Sowie in Abbildung 15 ersichtlich hängt der Winkel $\varepsilon(z)$ vom Weg z ab. Daraus ergeben sich die zwei Winkel ε_x und ε_y zu:

$$\varepsilon_x = \frac{G}{G\rho + 1} \frac{\partial \rho}{\partial x} (\zeta_2 - \zeta_1) \quad \text{und} \quad \varepsilon_y = \frac{G}{G\rho + 1} \frac{\partial \rho}{\partial y} (\zeta_2 - \zeta_1) \quad (6)$$

Dabei ist G die Gladstone-Dale-Konstante, ρ die Dichte und $(\zeta_2 - \zeta_1)$ der Weg durch den Dichtegradienten. Mit der Länge l vom Testvolumen zur Projektionsebene kann die Abweichung Δx und Δy berechnet werden.

Bei der Schlierenmethode können z.B. nur die abgelenkten Lichtstrahlen die Schlierenblende passieren, so treffen die nichtabgelenkten Strahlen nicht auf den Schirm. Diese Methode wird vor allem bei kleinen Dichtegradienten angewendet, weil hier nur die abgelenkten Lichtstrahlen auf den Schirm gelangen und so die Helligkeit geringer ist und die Schlieren besser zu erkennen sind. Wenn nun aber die Dichtegradienten groß genug sind gegenüber der Lichtquelle, so kann auf eine eigene Schlierenblende verzichtet werden, da in diesem Fall bereits die Öffnung der zur Beobachtung eingesetzten Kamera als Schlierenblende wirkt. Hier kommt also das ganze Licht, welches das Objekt einfängt auf den CCD-Array der Kamera. Der Aufbau ist etwas einfacher, das Bild allerdings auch erheblich heller. Für diese Arbeit wurde auf diese Methode zurückgegriffen, da die Dichtegradienten in Flammen, durch die hohen Temperaturen bei atmosphärischen Drücken, sehr groß sind. Der genaue Aufbau ist in Abbildung 3-7 zu sehen. Es handelt sich hierbei um einen gefalteten Aufbau, d.h. die Messstrecke wird zweimal durchlaufen, der visualisierte Gradient ist doppelt so groß im Vergleich zu einem einmal durchlaufenen Objektbereich:

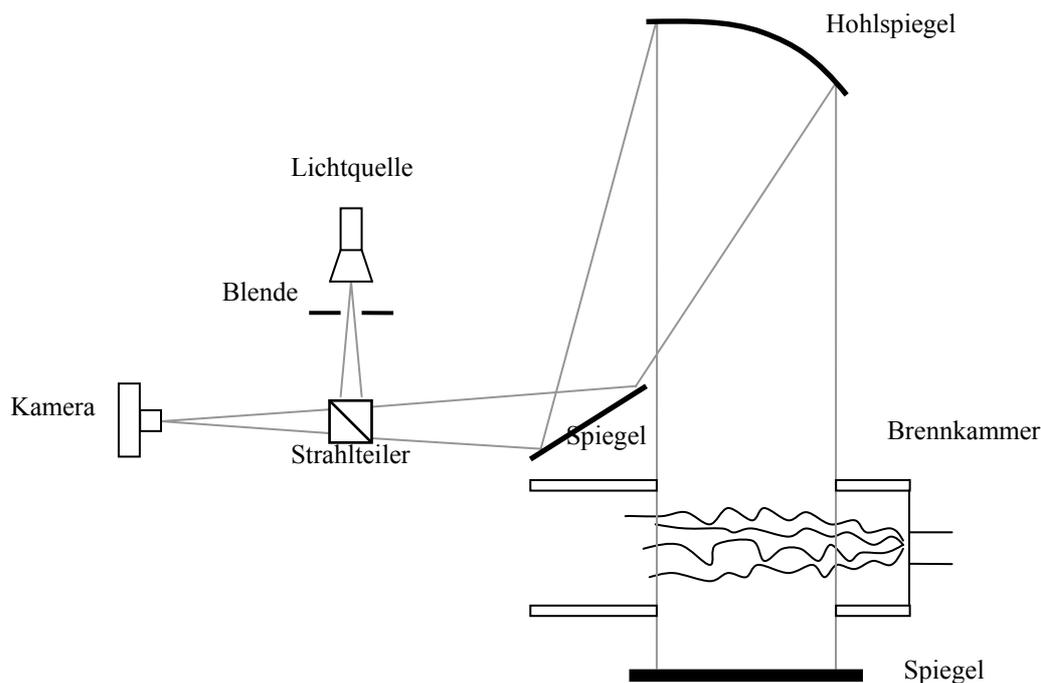


Abbildung 16 Visualisierungsaufbau

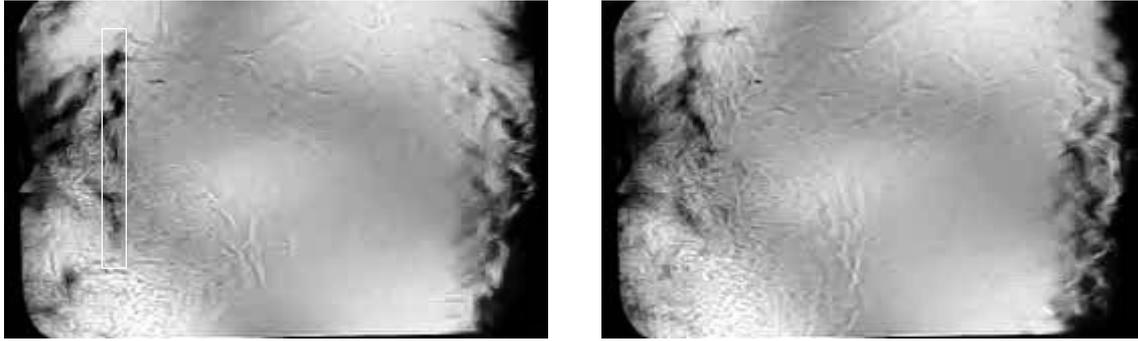


Abbildung 17 Schlierenaufnahmen aus der Brennkammer

Diese Abbildung zeigt zwei Bilder aus der Schlierenaufnahme, welche in einem Zeitabstand von 3,33ms hintereinander gemacht wurden. Die Flamme ist hier auf der linken Seite als dunkler Bildbereich zu erkennen. Die Aufnahmen entstanden bei auftretender Verbrennungsinstabilitäten, die Annahme ist daher naheliegend das im linken Bild die Schallwelle gerade auf die Flamme trifft. Dies ist durch die dunklen Stellen nach der Flamme, welche mit dem weißen Rechteck gekennzeichnet sind, sichtbar. Im rechten Bild sind diese dunklen Stellen nicht so deutlich sichtbar, evtl. ist die Störung weiter Richtung Flammenfuß gewandert.

3.3.Dual-Laservibrometrie

Die Dual-Laservibrometrie verwendet zwei Laservibrometer um sowohl orts- als auch frequenz aufgelöst messen zu können. Um aber den genauen Vorgang dieser Messmethode zu verstehen wird zuerst auf die Grundlagen des Laservibrometers eingegangen.

3.3.1. Interferometer

Ein Interferometer nutzt die Eigenschaft der Interferenz zweier Lichtstrahlen. Jede konstruktive und destruktive Interferenz wird detektiert und ist ein Maß für die Weglängenänderung. Die minimale Weglängenänderung kann in der Größenordnung der verwendeten Lichtwellenlänge detektiert werden. Meistens wird das Interferometer zur Messung von Weglängenänderungen eingesetzt. Im Detektor werden der Referenzstrahl und der Objektstrahl überlagert, die entstehenden Interferenzen bei Bewegung des Spiegels werden detektiert, die Weglängenänderung kann berechnet werden. Die Weglängenänderung bezieht sich immer auf den optischen Weg. Lässt man nun den geometrischen Weg konstant, so kann man trotzdem eine Weglängenänderung detektieren, wenn sich der optische Weg ändert. Bei konstanter geometrischer Länge z wird die optische Weglänge L nach der Formel

$$L = \int_z n(z) dz \quad (7)$$

berechnet. Dabei ist der Brechungsindex n abhängig vom Ort (hier z die Koordinate in Richtung des Strahls). Detektiert wird die Summenintensität I des auf den Detektor eintreffenden Lichtes.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) \quad (8)$$

wobei I_1 der Messstrahl, I_2 der Referenzstrahl (nur innerhalb des Interferometers) und $\Delta\varphi$ die Phasendifferenz zwischen beiden ist. Mit der Beziehung zwischen Brechungsindex n und der Dichte ρ über die Gladstone-Dale Konstante G

$$n - 1 = G\rho \quad (9)$$

und dem Zusammenhang zwischen Phasendifferenz $\Delta\varphi$ und optischer Weglängendifferenz ΔL lautet:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta L(t) \quad (10)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Nun ergibt sich das $\Delta\varphi$ für Gleichung (8) zu

$$\Delta\varphi(t) = G \frac{4\pi}{\lambda} \int_z \Delta\rho(z, t) dz - \varphi_0 \quad (11)$$

Durch diesen Zusammenhang können Dichteänderungen aus einem Interferenzmuster nach Gleichung (8) gemessen werden. Abbildung 18 Interferometer zur Messung von Dichteänderungen (Heimel 2010) zeigt ein Interferometer zur Messung von Dichteänderungen mit einem fest montierten Spiegel.

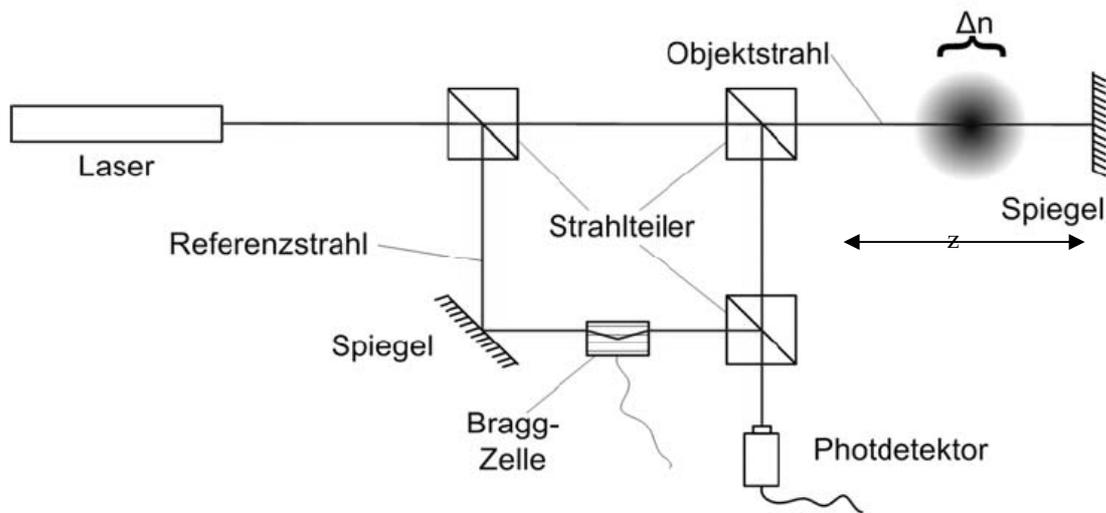


Abbildung 18 Interferometer zur Messung von Dichteänderungen (Heimel 2010)

Es wird die Dichteänderung über die gesamte optische Weglänge gemessen, d.h. es kann mit diesem Messaufbau nicht orts aufgelöst gemessen werden. Durch die Anordnung des Vibrometers in Abbildung 18 Interferometer zur Messung von Dichteänderungen (Heimel 2010) ist zudem ersichtlich, dass der Laserstrahl zweimal durch das Messvolumen geleitet wird, dies ist bei der Auswertung zu berücksichtigen.

3.3.2. Laservibrometrie

Wie schon gezeigt, kann ein Laservibrometer nur integrale Werte messen, d.h. es wird nur die gesamte Dichteänderung über den Laserstrahl detektiert. Um nun aber orts aufgelöst messen zu können, wird eine zweite Laservibrometer Einheit benötigt. Wenn sich die zwei Laserstrahlen in einem Punkt kreuzen, so sind Dichtefluktuationen aus diesem Messvolumen in

beiden Strahlen enthalten. Ziel ist es nun, den gemeinsamen Anteil aus den Signalen zu filtern um das Signal aus dem Messvolumen zu erhalten, dies kann durch Korrelation erreicht werden. Ein Problem dieser Vorgehensweise besteht aber darin, dass der gesamte gemeinsame Anteil aus den zwei Signalen herausgefiltert wird, d.h. auch Anteile die nicht aus dem untersuchten Messvolumen stammen. Das können Artefakte sein wie Schallwellen und größere Wirbel abseits des Kreuzungspunktes.

Anschaulich ist die Vorgehensweise in folgender Abbildung dargestellt

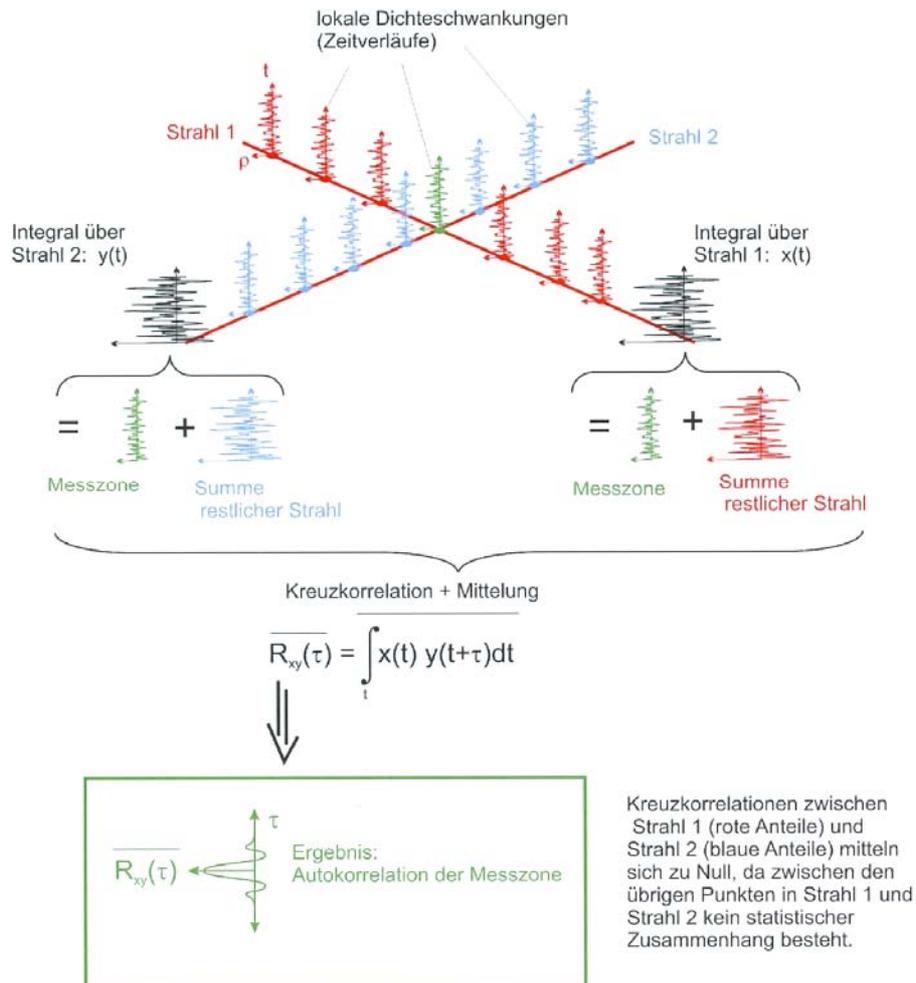


Abbildung 19 Filterung eines lokalen Signals aus den Integralsignalen im Zeitraum (Hampel 2005)

Das grüne Zeitsignal befindet sich in beiden Strahlen $x(t)$ und $y(t)$. Durch die Kreuzkorrelation beider Strahlen kann das gesuchte Zeitsignal aus der Messzone extrahiert werden.

Das Messsignal wird, um in den Frequenzraum zu gelangen, zuerst Fouriertransformiert und erst danach der Kreuzkorrelation unterzogen, da eine Faltung in der Zeitdomäne durch einen Multiplikation im Frequenzraum zu verwirklichen ist.

Bei der verwendeten Dual-Laservibrometrie geht es nur um die Dichteschwankung. Die absolute Dichte am Messpunkt kann nicht gemessen werden, weil kein Referenzpunkt zur Verfügung steht, d.h. nur die aufgenommenen Interferenzen werden detektiert und daraus die Ände-

rung der Dichte gemessen. Die Dichte ρ in einer Flamme ist abhängig von der Zeit und vom Ort. Die Dichte setzt sich aus dem Mittelwert $\bar{\rho}$ und der Abweichung $\Delta\rho$ bzw. ρ' zusammen:

$$\rho(t) = \bar{\rho} + \Delta\rho(t) \quad \text{oder} \quad \rho(t) = \bar{\rho} + \rho'(t) \quad (12)$$

Gemessen wird nur die Abweichung im Laservibrometer. Weil nur Schwankungen und Schwingungen interessieren, ist der konstante Mittelwert in diesem Fall auch ohne Bedeutung. Wichtig zu wissen ist, dass bei der vorgestellten Messmethode die Annahme getroffen wird, dass die Dichteschwankungen linear über den Messstrahl aufsummiert werden und dass die Dichteschwankungen in jedem Punkt unabhängig von allen anderen Punkten ist. Zweites kann man nicht ohne Weiteres annehmen. Wie schon erwähnt, können Schallwellen als Artefakte auftreten. Unter diesen Umständen sind die Dichteschwankungen nicht mehr unabhängig voneinander.

Die Spannungszeitsignale $U(t)_{1,2}$ der beiden Vibrometer sind der Ausgangspunkt der Auswertung. Es wurde immer der Geschwindigkeitsdekoder für die Messungen verwendet, deshalb ist das Ausgangssignal des Vibrometers proportional zu einer Geschwindigkeit (mm/s). Die Spannungszeitsignale sind Aufzeichnungen über die Geschwindigkeitsänderung, geben also in diesem Fall die zeitliche Ableitung $\partial\rho/\partial t$ der Dichte an. Den Zusammenhang zwischen der zeitlichen Ableitung der Dichte und dem Spannungssignal gibt folgende Formel wieder.

$$P(t) = \int_z \frac{\partial\rho}{\partial t}(t) dz = \frac{kU(t)}{G} \quad (\text{Mayrhofer 2001}) \quad (13)$$

Dabei ist $P(t)$ das integrale Dichtesignal des Vibrometers, k der Kalibrierfaktor, U die Spannung und G die Gladstone-Dale Konstante.

Bei der Verwendung des Geschwindigkeitsdekoders ergibt sich der Zusammenhang zwischen Phasenwinkel $\Delta\varphi$, der optischen Weglänge L und dem Spannungssignal U zu:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} * \frac{\partial}{\partial t} * \Delta L(t) = \frac{4\pi}{\lambda} * kU(t) \quad (14)$$

Bei der Messung von Fluktuationen ist darauf zu achten, dass eine entsprechende Anzahl an Mittelung erfolgt. Dies ist notwendig weil Fluktuationen stochastisch auftreten. Nach der FFT der beiden Signale werden aus einer großen Anzahl von Samples Kreuzspektren gebildet, aus denen in Folge ein mittleres Kreuzspektrum $C(f)$ berechnet wird

$$\overline{C(f)} = \overline{F_1(f) * F_2^*(f)} \quad (15)$$

Dabei ist $F_1(t)$ das erste Frequenzspektrum und $F_2^*(t)$ das zweite konjugiert komplexe Frequenzspektrum.

Die Auswertung in Matlab der Spannungszeitsignale gibt die Phase, das Leistungsspektrum und das Kreuzspektrum im Frequenzraum wieder. Dabei gibt der Phasenwinkel φ an, um wie viel die Signale zueinander verschoben sind. Der Winkel zeigt die Phasenverschiebungen und somit die Laufzeitunterschiede beider Signale im Messpunkt an. Dadurch kann festgestellt werden ob eine Fluktuation aus der untersuchten Messposition (Kreuzungspunkt der Laserstrahlen) stammt, oder es sich um eine akustische Welle handelt, deren Ursprung anderswo im Feld liegt. Wendet man einen Phasenfilter an, so werden alle Werte die zum Beispiel über 1 rad voneinander abweichen geblockt und nicht weiterverarbeitet um so akustische Störungen

auszufiltern. Weiters gibt der Korrelationsgrad R die Stärke der Korrelation beider Signale an. Auch dies ist ein Indiz für den Einsatz eines Filters. Ist nämlich eine Frequenz im gesamten Feld stark korreliert –also auch außerhalb der Flammenzone – so liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Schallwellenfeld vor. Die folgende Bildreihe zeigt die Auswertung einer Mess-ebene.

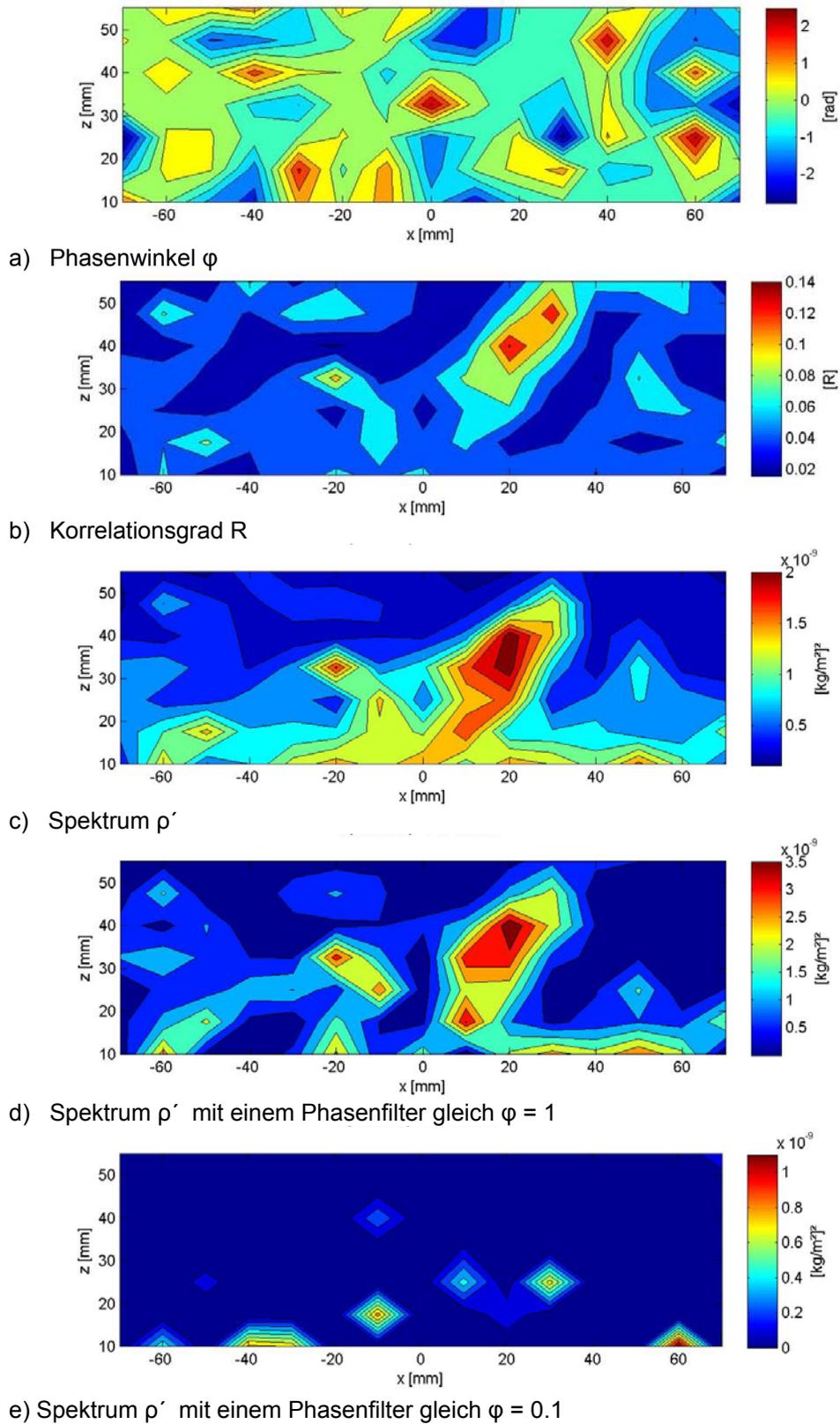


Abbildung 20 Darstellung von Rohdaten zu Phasenwinkel, Korrelationsgrad und Spektrum bei 490 Hz im untersuchten Drallbrenner. Dieser wurde außerhalb des Brennlammerprüfstandes betrieben.

4. FWF-Brennkammer und Prüfstands Aufbau

4.1. Kostruktion

Die untersuchte Modellbrennkammer wurde mit Methan unter atmosphärischen Betriebsbedingungen betrieben. Für optische Zugänge wurden vier Glasscheiben eingebaut, welche mit einer Filmkühlung aus Luft gekühlt wurden.

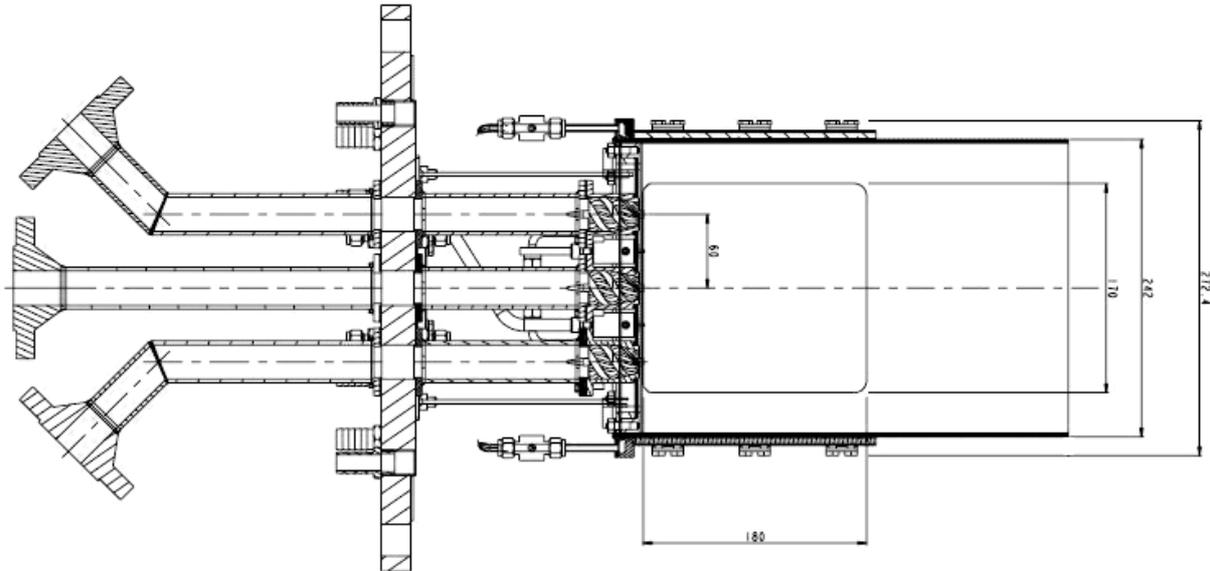


Abbildung 21 Die Brennkammer (Köberl)

Eine genaue Zeichnung der Brennkammer befindet sich am Ende der Arbeit. In diese Modellbrennkammer wurden drei Drallbrenner eingebaut. Auf einer Vormischstrecke werden Methan (CH_4) und Luft vermischt und danach im Drallbrenner durch einen Drallerzeuger, oder auch Swirl genannt, beschleunigt und in Rotation versetzt. Das Herzstück dieser Drallbrenner ist der Drallerzeuger. Dieser Drallerzeuger hat drei Kanäle. Um ein Zurückbrennen in die Vormischstrecke zu verhindern, verjüngt sich der Drallerzeuger im Verhältnis von Ein- zu Austrittsfläche von 2. Ziel des Drallerzeugers ist es die Flamme durch den Drall zu stabilisieren, ohne das sie am Drallerzeuger anliegt. Dadurch werden keine Flammhalter benötigt.

Abbildung 22 zeigt den Schnitt der Vormischstrecke. Das folgende Brennkammerbild zeigt den Einbau der Drallerzeuger, dabei wird in der Abbildung 22 von links auf die Vormischstrecke geschaut (-Z). Die zwei Zündkerzen sind unter den Brennern eingebaut.

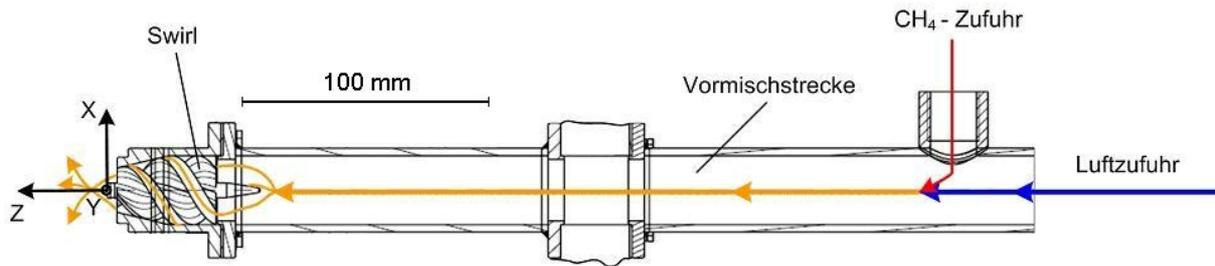


Abbildung 22 Vormischstrecke (Köberl)

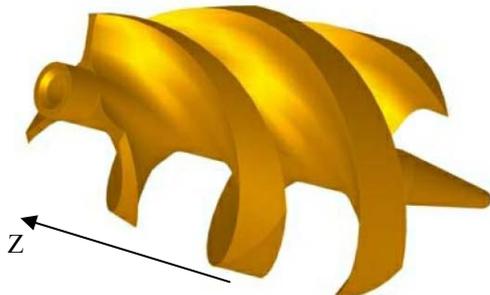


Abbildung 23 Links: Drallerzeuger (Köberl), Rechts: Einbau der Drallbrenner in die Brennkammer, Ansicht aus der Modellbrennkammer

Für optische Zugänge kann nicht jedes Material verwendet werden. So kann Plexiglas die Polarisationsrichtung der Laserstrahlen stören und es tritt nicht mehr die erwünschte Interferenz ein. Das zuerst verwendete Glas für die optischen Zugänge hielt die thermischen Spannungen nicht aus (Glastyp: Borofloat, Bezugsquelle: Glas Zemann GmbH). Bedingt durch die Form der Flamme gab es Temperaturgradienten von bis zu 6 K/mm. Danach wurde Quarzglas eingesetzt, welches bedingt durch den niedrigen Ausdehnungskoeffizienten, die thermischen Spannungen aushielt (Glastyp: Silux, Bezugsquelle: Sico Technology GmbH).

4.2. Betriebszustände

Mit dem Brennstoff-Luftverhältnis β

$$\beta = \frac{\dot{m}_{Br}}{\dot{m}_{Luft}} \quad (16)$$

und dem Äquivalenzverhältnis ϕ

$$\phi = \frac{\beta_{tat}}{\beta_{st\ddot{o}chiometrisch}} \quad (17)$$

wird eine Verbrennung auf deren Brennstoffeinsatz charakterisiert. Dabei steht \dot{m} für den Massenstrom, Br ist die Abkürzung für Brennstoff und tat die Abkürzung für tatsächlich. Es wird von der vereinfachten Verbrennungsgleichung für Methan $\text{CH}_4 + 2 \cdot \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2 + 2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ausgegangen. Das stöchiometrische Brennstoff-Luftverhältnis errechnet sich daraus zu $\beta = 0,0525$. Das Äquivalenzverhältnis $\phi > 1$ bezeichnet dabei eine fette Verbrennung und $\phi < 1$ eine magere Verbrennung. Das Verhältnis Sauerstoff O_2 zu Methan CH_4 in der Vormischstrecke (Modul) ist unterstöchiometrisch ($\phi > 1$). In der Brennkammer ist durch die Kühlluft aber genug Luft vorhanden um eine stöchiometrische Flamme zu ermöglichen. Gesamtluftverhältnis in der Brennkammer ist überstöchiometrisch ($\phi < 1$). Es wurden zwei Betriebszustände vermessen. Im Betriebszustand 1 wurde nur eine Brenner betrieben und diese außerhalb des Brennkammerprüfstandes. Bei Betriebszustand 2 wurden alle drei Brenner im Brennkammerprüfstand betrieben, hier war die Brennkammer selbst erregt bei 150 Hz. Folgende Tabelle gibt die Betriebsdaten für die zwei Betriebszustände wieder.

Tabelle 1	Massendurchsatz in der Brennkammer für die zwei untersuchten Zustände				
	Gesamtluft	Modulluft	Methan	Φ_{ges}	Φ_{modul}
	g/s	g/s	g/s		
Betriebszustand 1	24.65	3.7195	0.3501	0.2707	1.7930
Standardabweichung in %	3.96	0.21	0.82	3.81	0.76
Betriebszustand 2	53.49	2.6121	0.2249	0.2403	1.6400
Standardabweichung in %	0.57	0.27	0.16	0.47	0.25

Der Fehler des Massendurchsatzes beträgt, wie in Tabelle 6 angegeben, 2 %. Der Fehler der durch das Ablesen erfolgt kann nicht angegeben werden.

Die Gesamtluft beinhaltet sowohl die Luft aus der Vormischstrecke als auch die Kühlluft, die Modulluft ist die Luft aus der Vormischstrecke. Dabei beziehen sich die Angaben Modulluft und Methan immer nur auf eine Vormischstrecke. Werden alle drei Vormischstrecken verwendet so wird die dreifache Menge an Modulluft und Methan gebraucht. Gut zu erkennen ist, dass die schwingende Brennkammer fetter betrieben wurde.

Die Reynoldszahl Re berechnet sich aus der bekannten Formel für Rohrströmungen zu $Re = u \cdot d / \nu$ (mit u der Geschwindigkeit, d dem Rohrdurchmesser, ν der kinematischen Visko-

sität). Für die Betriebsbedingungen aus Tabelle 1 ergeben sich daraus Reynoldszahlen für den Austritt an der Düse von:

Tabelle 2 Reynoldszahlen in der Brennkammer für die zwei untersuchten Zustände (Verwendung des Hydraulischen Durchmessers)

	Re	u in m/s
Betriebszustand 1	18333	17.53
Betriebszustand 2	12726	12.16

Bei Rohrströmungen spricht man bei $Re > 2300$ von turbulenter Strömung. Dies trifft bei diesen zwei Betriebsbedingungen zu. Deshalb kann man von turbulenter Einströmung und turbulenter Verbrennung ausgehen. Die Flamme hat, beeinflusst durch den Swirl, drei „Hauptarme“ und drei „Nebenarme“. Die Flamme ist durch die Ausströmgeschwindigkeit aus der Vormischstrecke beeinflussbar. Bei geringerer Austrittsgeschwindigkeit legt sich die Flamme an den Swirl an und wird dünner. Bei höherer Austrittsgeschwindigkeit hebt die Flamme ab und das Verhältnis horizontaler zu vertikaler Ausbreitung wird größer. Bei sehr hoher Austrittsgeschwindigkeit aus dem Swirl, biegen sich die Flammenenden etwas zurück. In Falle der Selbsterregung der Flamme im Brennkammerprüfstand kommt es zu einem „Zurückbiegen“ der Flammenarme und einer Verbreiterung der Flammenzone vgl. auch Abbildungen in Kapitel 5. Dieses Verhalten wurde auch bei einem Einzelbrenner, einer ähnliche Modellbrennkammer beobachtet (Giezendanner 2005).

4.3.Aufbau

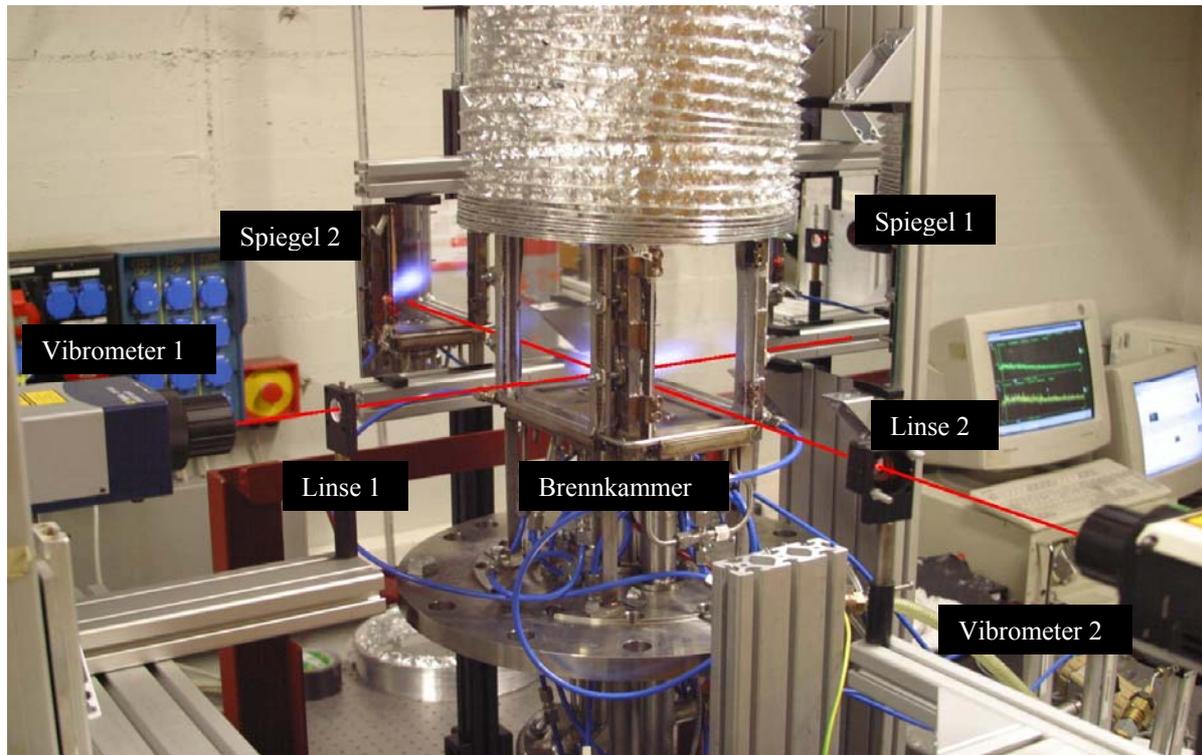


Abbildung 24 Versuchsaufbau der Dual-Laservibrometrie zur Untersuchung der Modellbrennkammer außerhalb des Brennkammerprüfstandes, die zwei Laserstrahlen der Laservibrometer wurden rot nachgezeichnet. Diese werden an den im Hintergrund zu sehenden Spiegeloberflächen reflektiert und durch kleine Linsen parallel gerichtet.

Außerhalb des Brennkammerprüfstandes wurde die Brennkammer senkrecht aufgestellt. Ohne den Druckmantel konnte ein größerer Bereich vermessen werden. Die Brennkammer und die Traversierung wurden auf einem schwingungsdämpfenden Tisch montiert. Die nächste Abbildung zeigt den schematischen Versuchsaufbau zu Abbildung 24.

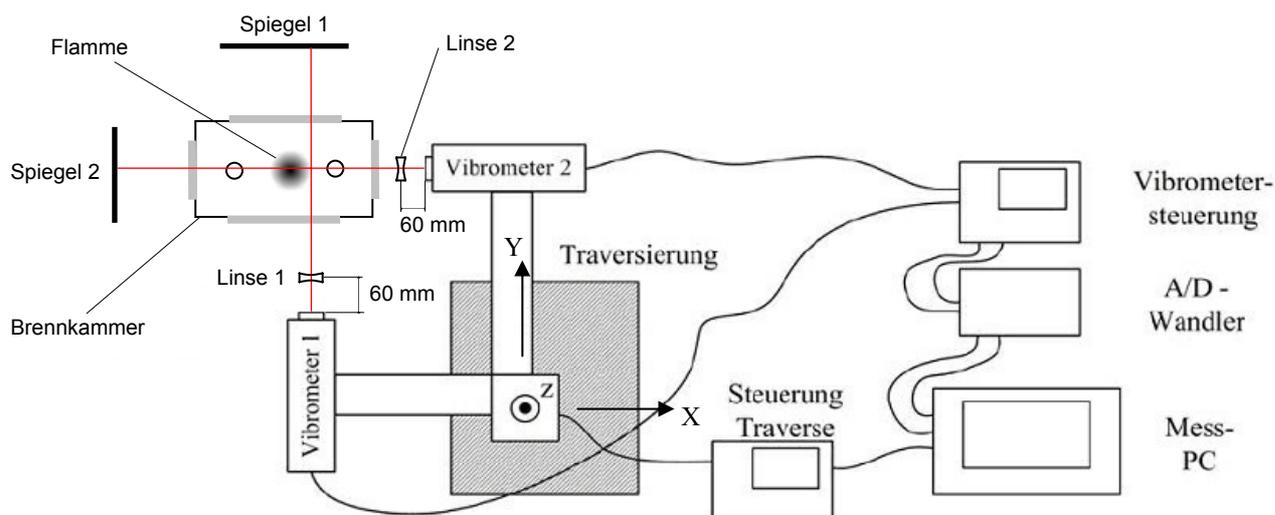


Abbildung 25 Schematischer Versuchsaufbau der Dual-Laservibrometrie zur Untersuchung der Modellbrennkammer außerhalb des Brennkammerprüfstandes, z-Richtung in Flammachsenrichtung (nach Heimel 2010)

Der Laserstrahl jedes Vibrometers wurde in einer Linse ($f = -40 \text{ mm}$) parallel gerichtet. So wurde mit zwei dünnen parallelen Laserstrahlen (Strahldurchmesser ca. 1.5 mm) die Flamme vermessen. Durch die heißen Gase kam es zu einer Brechung der Strahlen was zur Folge hatte, dass der Strahl manchmal nicht mehr ganz ins Vibrometer zurückkam. Dies ergibt eine schlechte Signalqualität was zu verfälschten Ergebnissen führt.

Tabelle 3 Daten der Laservibrometer

	Vibrometer 1	Vibrometer 2
Marke	Polytec	Polytec
Sensorhead	OFV - 503	OFV - 303
Controller	OFV - 5000	OFV - 3001
Linse (Brennweite f)	$f = -50$	$2 * f = -100$

Die Messungen wurden mit den zwei Laservibrometern aus Tabelle 3 durchgeführt, dazu wurden die Laservibrometer auf eine Traversierung angebracht, sodass die Laserstrahlen in horizontaler Richtung verliefen und sich unter einem Winkel von 90° in einem Punkt schnitten vgl. Abbildung 26. Von den Vibrometersteuerungen (Vibrometer Controller) wurde über einen Analog/Digital-Wandler (National Instruments NI BNC-2110) die Messdaten am Mess-PC aufgezeichnet. Bevor die Aufzeichnungen begannen, wurden einige Sekunden gewartet, um die Schwingungen der Traversierung abklingen zu lassen. Die Traversierung konnte über den Mess-PC angesteuert werden, dabei konnten alle drei Koordinaten extra angesteuert werden. Die Vibrometer blieben aber zueinander immer in gleicher Position. Folgende Tabelle gibt die Parameter zur Messdatenerfassung wieder.

Tabelle 4	Einstellungen der Aufnahmesensoren	
	Messwerte pro Messpunkt	$3 \cdot 10^6$
	Abtastfrequenz f_s	40960 Hz
	Velocity Filter	20000 Hz
	Vibrometerkonstante 1 k_1	10 V/mm/s
	Vibrometerkonstante 2 k_2	5 V/mm/s
	Stützstellen	2048
	Grundfrequenz f_g	10 Hz

Für die Messung der Massenströme wurden Schwebekörper-Durchflussmesser, Differenzdrucksensoren und Drucksensoren verwendet. Angenommen wurde immer 20°C, es gab aber auch Abweichungen davon die nicht berücksichtigt wurden. Es kann bei 6 K Abweichung ein maximaler Fehler von 1,1 % angenommen werden. Berechnet wurden die Massenströme über die ideale Gasgleichung und die Angaben der Hersteller.

Tabelle 5	Verwendete Durchflussmessgeräte	
	Methan	Luft
	Marke Vögtlin V-100 140	InFlux LPL G1/2" 30-230 l/min Luft
	Fehler +-2%	+2%

4.4. Einbau im Brennkammer-Prüfstand

Folgend ein paar Bilder zur Veranschaulichung des Brennkammerprüfstandes.

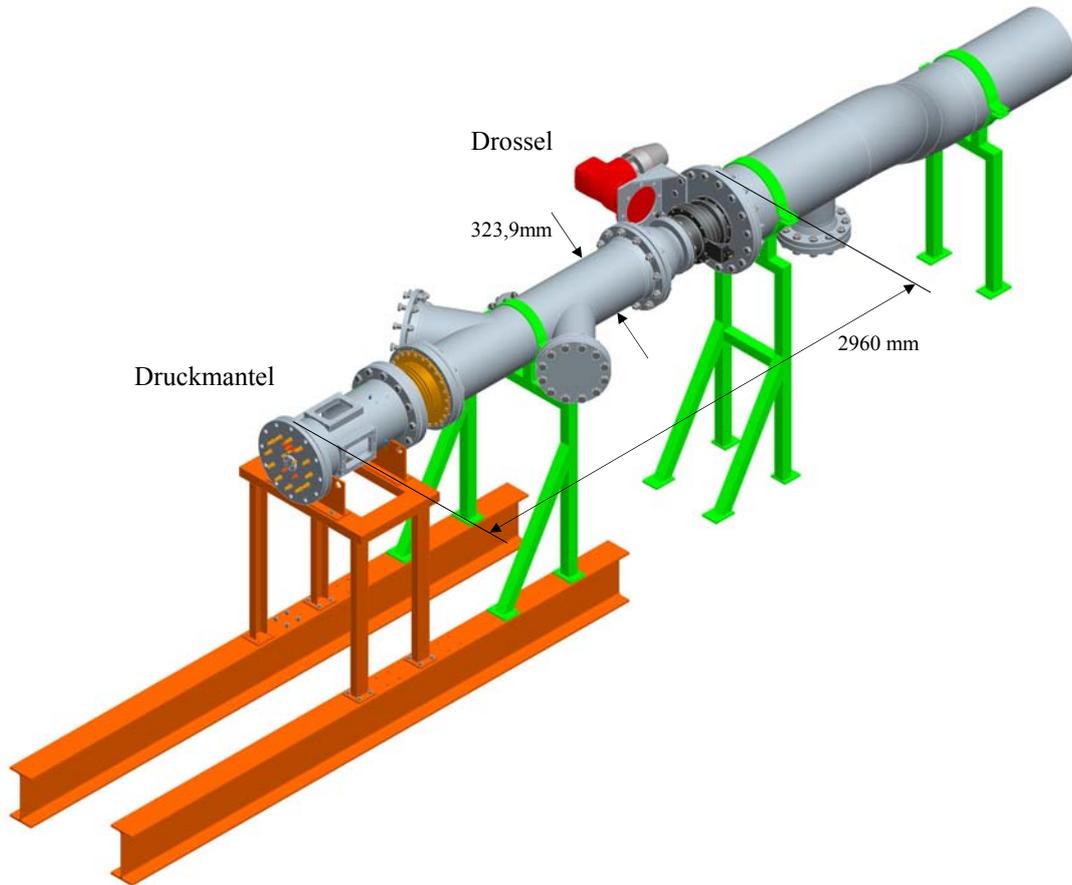


Abbildung 26 Brennkammerprüfstand

Module

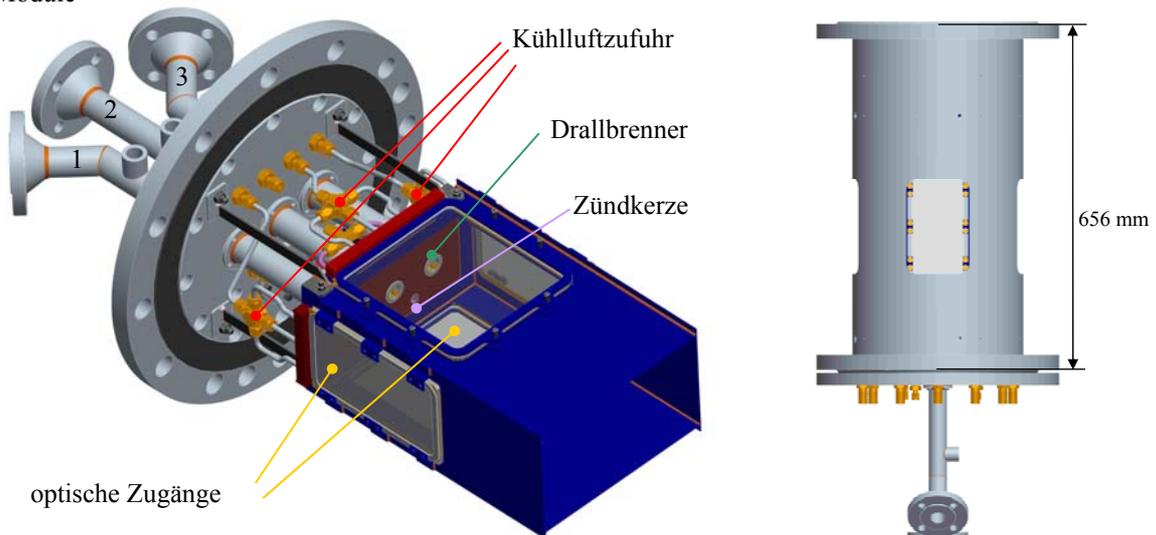


Abbildung 27 Links: Brennkammer, Rechts: Brennkammer im Druckmantel (Köberl)

Die Brennkammer in Abbildung 27 wird in den Druckmantel eingebaut, dieser wiederum ist der Anfang des Rohrsystems des Brennkammerprüfstandes in Abbildung 26. Das Rohrsystem des Brennkammerprüfstandes hat zwischen Druckmantel und Drossel drei Abzweigungen. Wie Abbildung 26 zeigt, ist die rechte Abzweigung geschlossen, an der Linken Abzweigung hingegen sind noch weitere Rohre angebracht, die dritte Abzweigung ist in dieser Abbildung nicht zu sehen. Da die Abzweigungen einige Ventile aufwiesen wurde der Einfluss der Ventilstellung auf das Schwingen der Brennkammer untersucht. Ein Einfluss auf die Frequenz der Brennkammerschwingung je nach Ventilstellung war nicht gegeben, bei einer bestimmten Ventilstellung gab es jedoch überhaupt keine Erregung der Brennkammer. Alle Messungen wurden daher mit geschlossenen Ventilen ausgeführt, d.h. dass alle Messungen unter gleichen geometrischen Bedingungen durchgeführt wurden.

Die Außendurchmesser von Rohr und Druckmantel sind gleich (323,9 mm), die Wandstärke des Druckmantels beträgt 10 mm die des Rohres 2 mm. Das Rohr verjüngt sich vor der Drossel, danach gibt hat das Rohr wieder einen größeren Durchmesser. Das Rohr des Brennkammerprüfstandes endet in einem Abluftturm.

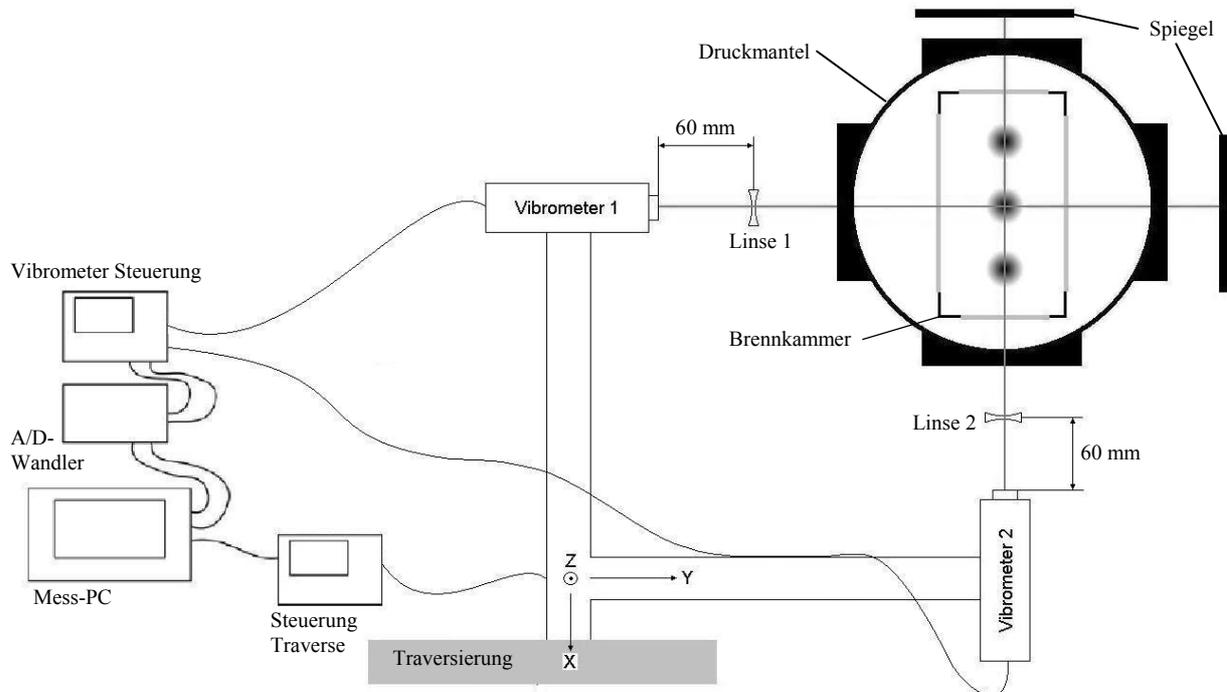


Abbildung 28 Schematischer Versuchsaufbau der Dual-Laservibrometrie zur Untersuchung der Modellbrennkammer im Brennkammerprüfstand, Z-Richtung in Richtung der Flammenachse

Die Brennkammer wurde vertikal eingebaut. Der Unterschied zwischen vertikaler, horizontaler und senkrechter Aufstellung ist durch die hohe Einströmgeschwindigkeit der Gase in die Brennkammer zu vernachlässigen. Auch im Brennkammerprüfstand kreuzten sich die Laserstrahlen in einem Winkel von 90° .

Tabelle 6	Verwendete Messgeräte			
	Vibrometer 1	Vibrometer 2	Drucksensor	
Marke	Polytec	Polytec	Vibro-Meter	
Sensorhead	OFV - 353	OFV – 303	Piezoelectric pressure transducer CP 502	
Vibrometer Controller	OFV - 3001	OFV – 3001		
Linse (Brennweite f)	f= -40	f= -40		

Die Einstellungen aus Tabelle 4 wurden auch hier verwendet, nur dass beide Vibrometerkonstanten 5 V/(mm/s) betragen.

Messdatenerfassung: Mit dem Programm *LabVIEW Version 8.2* wurde sowohl die Traversierung mit Koordinatenfiles angesteuert, als auch die Aufnahme der Messdaten durchgeführt. Die Messdaten wurden als dat-file abgespeichert und erhielten pro Aufzeichnungsgerät (Vibrometer & Drucksensor) eine Spalte. Die Zeilen gaben die Zeit an, wobei die Werte das Spannungssignal des Aufzeichnungsgerätes wiedergaben.

Beim Einbau der Modellbrennkammer in den Brennkammerprüfstand kam es bei bestimmten Betriebszuständen zur Selbsterregung. Insgesamt wurden drei verschiedene Frequenzen in der Brennkammer vermessen. Folgende Tabelle zeigt den Zusammenhang zwischen Frequenz und Betriebsbedingungen.

Tabelle 7	Frequenzerscheinungen im Rohrsystem			
		133 Hz	150 Hz	180 Hz
		1 Flamme	3 Flammen	3 Flammen
Gesamtluft	g/s	27.187	54.252	48.663
Modulluft	g/s	2.693	2.597	2.344
Methan	g/s	0.296	0.216	0.150
Φ_{ges}		0.207	0.076	0.059
Φ_{modul}		2.092	1.582	1.219

Bei der Vermessung einer selbsterregten Flamme bei 133 Hz wurde der zuführende Luftschlauch verlängert, um den Einfluss der Zuströmung zu untersuchen. Dabei konnte die Flamme nicht mehr zur Oszillation gebracht werden. D.h. auch die Anströmung ist entscheidend für die Selbsterregung der Flamme. Wenn sich die Flamme im selbsterregten Zustand befand, brannte die Flamme sehr stabil. Im nicht erregten Zustand erlosch die Flamme öfter als im selbsterregten Zustand.

5. Messergebnisse

Sämtliche Messungen die dieses Kapitel behandelt, wurden an der Brennkammer, welche in Kapitel 4 beschrieben wurde, durchgeführt. Dabei wurden unterschiedliche Betriebsbedingungen eingestellt und gemessen. Zuerst wurde die Brennkammer außerhalb des Brennkammerprüfstandes und dann im Brennkammerprüfstand gemessen. Es wurden in beiden Fällen Fotos der Flamme aufgenommen, um die Struktur der Flamme zu zeigen. Dann wurden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen für die Frequenzanalyse des Eigenleuchtens gemacht und die Visualisierung der Dichtegradienten erfolgte mittels Schlierenaufbau. Des Weiteren wurden lokale und frequenz aufgelöste Dichtefluktuationen mit der Dual-Laservibrometrie erfasst.

5.1. Drallbrenner

Die erste Messung des Drallbrenners erfolgte außerhalb des Brennkammerprüfstandes. Hier wurde keine Resonanzfrequenz der Brennkammer gefunden. Die dabei untersuchten Betriebspunkte der Flamme können in der nachfolgenden Tabelle gefunden werden.

Tabelle 8 Betriebszustand der Flammen

Messmethoden	Gesamtluft in g/s	Modulluft in g/s	Methan in g/s	Anzahl Flammen
Flammeneigenleuchten	72.29	2.39	0.1476	3
Schlierenvisualisierung	-	3.600	0.3500	1
Dual-Laservibrometrie	24.65	3.720	0.3501	1

Die Schlierenvisualisierung wurde ohne Flammrohr durchgeführt, daher gibt es auch keine Angabe zur Gesamtluft, weil diese in diesem Fall gleich der Modulluft ist.

Die Fotos und das Flammeneigenleuchten wurden von drei Flammen aufgenommen; die Schlierenaufnahmen und die Dual-Laservibrometrie wurden hingegen nur bei Betrieb des mittleren Moduls der Brennkammer gemacht.

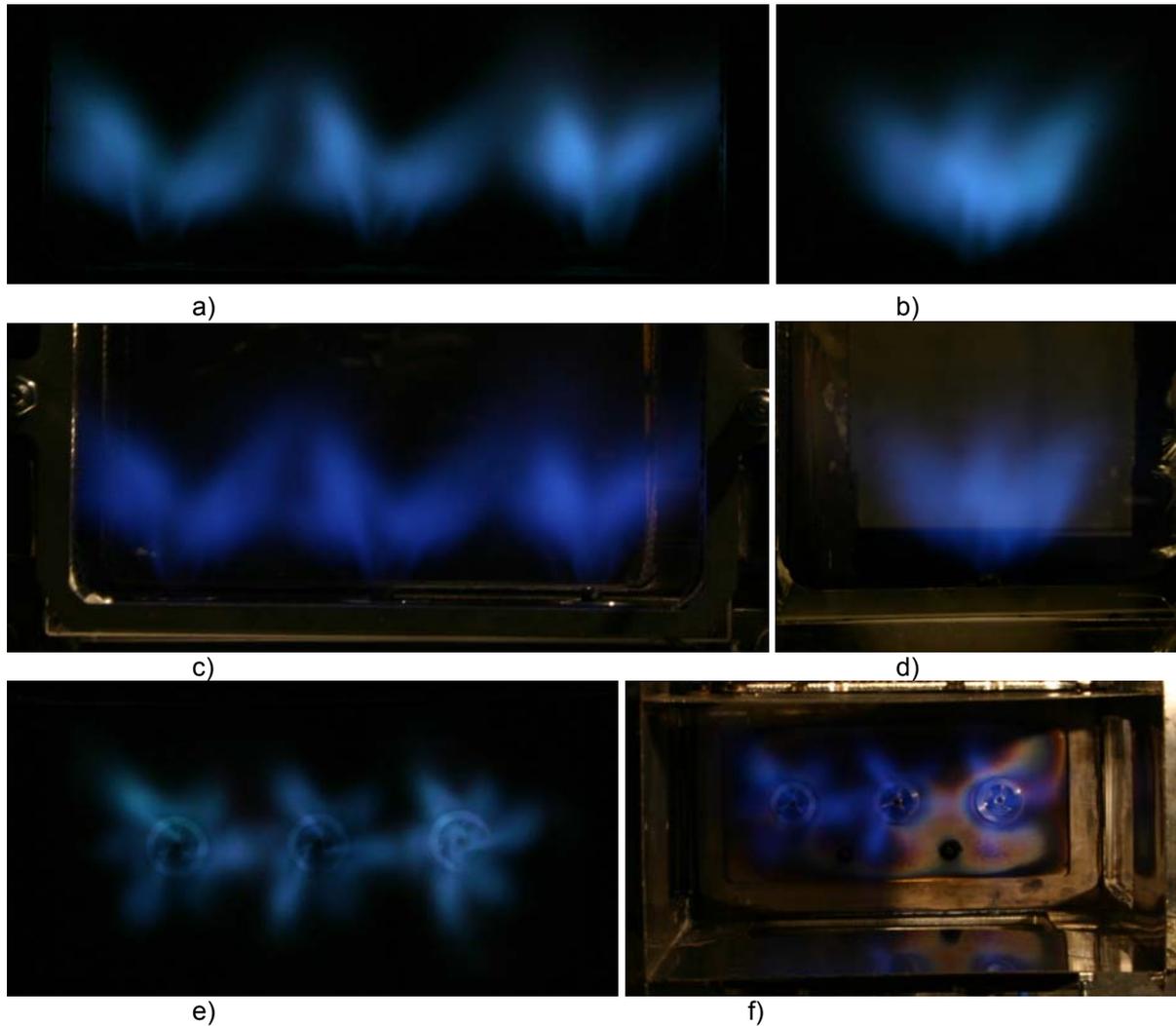


Abbildung 29 Fotos der Drallbrenner aus drei Richtungen. a) von oben, b) seitlich, c) von oben mit Hintergrund, d) seitlich mit Hintergrund, e) von vorne, f) von vorne mit Hintergrund.

Die Fotos in Abbildung 29 zeigen die Struktur der Flamme. Von der Seite betrachtet weisen die Flammen eine kegelige Form auf, wobei bei der Einzelflamme drei Arme erkennbar sind. Betrachtet man Abbildung 29 e) so ist zu erkennen, dass zwischen diesen drei „Hauptarmen“ zusätzlich drei „Nebenarme“ zu finden sind. Abbildung 29 e) zeigt, dass bei der linken und mittleren Flamme sich die Flammenarme am Flammenfußpunkt nicht berühren, bei der rechten Flamme hingegen die Flammenarme aus einer gemeinsamen Mitte heraus brennen. Dies sieht man auch in Abbildung 29 a); hier sind die Flammenarme der rechten Flamme enger zusammen als bei der linken und mittleren Flamme. Es ist auch zu erkennen, dass die Düsen alle gleich eingestellt waren, da die Flammenarme alle in die gleiche Richtung brennen. Diese Bilder zeigen das Überlappen der Flammenarme deutlich, ganz besonders bei den Aufnahmen mit Hintergrund. Die Flammen mit und ohne Hintergrund wurden mit unterschiedlicher Belichtungszeit aufgenommen.

5.1.1. Flammeneigenleuchten

Für die Untersuchung des Flammeneigenleuchtens wurden Bilder mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Die Flammen wurden aus zwei unterschiedlichen Richtungen, von oben und von vorne, gemacht.

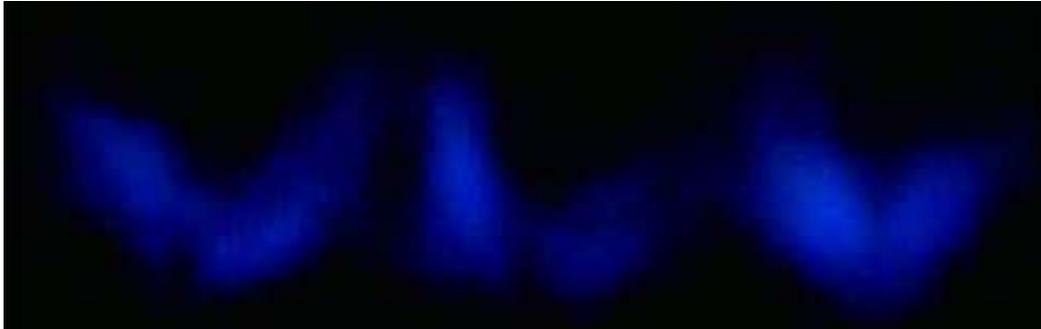


Abbildung 30 Flamme von oben (300 fps)

Abbildung 30 zeigt ein Einzelbild der drei Flammen von oben. Die Zuströmung des Methan-Luft-Gemisches erfolgt von unten nach oben, d.h. die Flammenfußpunkte (Drallbrenner) befinden sich im Bild unten. Der Flammenfuß befindet sich auf annähernd gleicher Höhe, die Flammenarme brennen aber unterschiedlich hoch. Das kegelförmige auseinander Brennen ist auch hier ersichtlich, wobei jede Flamme in dieser Aufnahme einen unterschiedlich starken Öffnungswinkel bezüglich des Flammenkegels aufweist. Es wurde das ganze Bild auf Frequenzen des Eigenleuchtens analysiert. Weiters wurde jeder Bildbereich der eine einzelne Flamme darstellt separat untersucht. In Abbildung 31 ist zu sehen, dass die mittlere Flamme, im Gegensatz zu den beiden äußeren, größere Fluktuationen im Bereich um 20-50 Hz aufweist. Generell ist jedoch die Amplitude im Niederfrequenzbereich deutlich höher als im höheren Frequenzbereich, d.h. dass das Eigenleuchten bzw. die Wärmefreisetzung der Flamme im Niederfrequenzbereich deutlich stärker fluktuiert, wobei immer nur eine Analyse des Blauanteils der Flamme erfolgt ist. Es wurden immer 2048 Bilder für die Auswertung herangezogen. Vergleicht man die einzelnen Flammen untereinander, so erkennt man, dass die Spektren doch größere Unterschiede aufweisen und die größten Amplituden bei unterschiedlichen Frequenzen auftreten. Die mittlere Flamme weist die größten Fluktuationen auf, brennt also am instabilsten. Versuche zeigten, dass die mittlere Flamme ohne die zwei äußeren Flammen noch instabiler brannte, d.h. die zwei äußeren Flammen stabilisieren die mittlere Flamme.

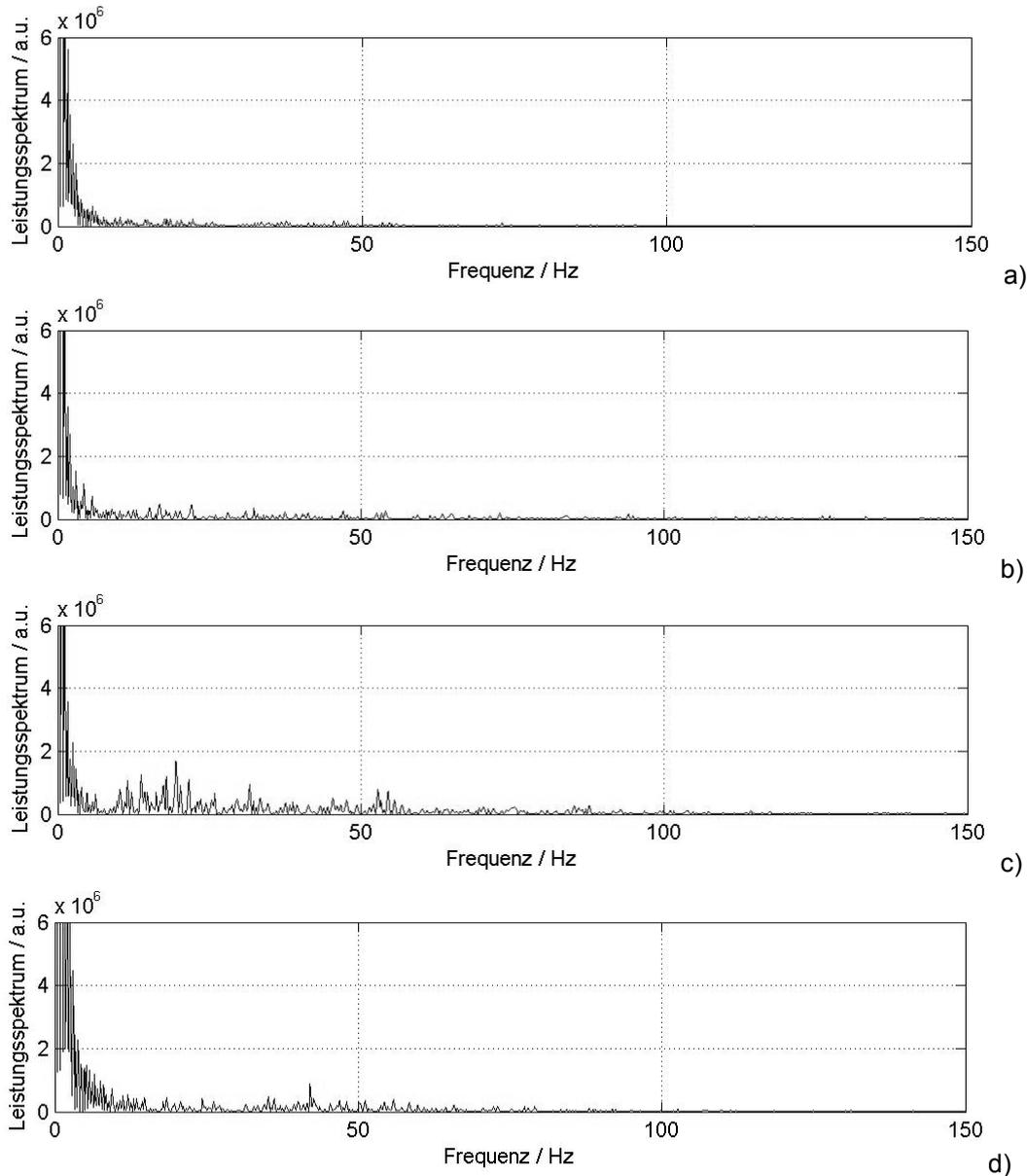


Abbildung 31 Leistungsspektren a) aller Flammen, b) der linken, c) der mittleren und d) der rechten Flamme

Des Weiteren ist zu erkennen, dass alle Flammen gemeinsam in Summe kleinere Fluktuationen aufweisen als jede Flamme für sich. Dies erscheint auf den ersten Blick nicht ganz korrekt zu sein, da ja die Wärmefreisetzung bzw. das Eigenleuchten der Flammen in Summe größere Fluktuationen aufweisen müsste als bei jeder Flamme alleine. Um nun eine Erklärung zu finden wird die Auswertung noch einmal genau betrachtet.

Die Matlabroutine liest jedes Bild ein und errechnet aus dem ausgewählten Bildbereich die mittlere Intensität für dieses Bild. Aus einer Reihe von Bildern erhält man dadurch ein Zeitsignal der mittleren Intensität des Flammeneigenleuchtens. Dieses Zeitsignal wird für die Frequenzanalyse herangezogen. Betrachtet man nun Abbildung 30, so wird deutlich, dass die mittlere Intensität des gesamten Bildes ähnlich der mittleren Intensität der rechten Hälfte sein wird, weil die gesamte Intensität immer auf die Fläche bezogen wird. Daraus folgt nun, dass die Amplituden der Leistungsspektren von Teilen des Bildes und vom ganzen Bild in der

Größenordnung ähnlich sind. Um nun aber auf den deutlichen Unterschied zwischen Teilen des Bildes und dem ganzen Bild zu kommen, muss noch der ausgewählte Bildbereich betrachtet werden. Für Abbildung 30 ist deutlich auszumachen, wo welche Flamme beginnt und wieder aufhört. In Abbildung 32 ist dies schon wesentlich schwieriger zu bestimmen. Beim Betrachten der ganzen Bilderreihe welche für die Auswertung herangezogen wurde, erkennt man, dass die Grenzen der Flamme sich verschieben und dass die Flammen auch immer wieder ineinander brennen. Es kann auch davon ausgegangen werden, dass bei der Auswertung des ganzen Bildes ein Ausgleich über das Bild stattfindet, d.h. wenn zu einem Zeitpunkt die linke Flamme heller leuchtet und die rechte gerade weniger hell leuchtet, dass sich die mittlere Intensität über den gesamten Bildausschnitt nicht ändert, obwohl in den einzelnen Flammen sehr wohl eine Fluktuation stattfindet. Daher werden Intensitäten in einem Bildbereich ausgewertet die vielleicht gar nicht von der untersuchten Flamme stammen und andererseits werden Intensitäten nicht beachtet wenn sie aus dem Bildbereich fallen. Das Hinauswandern einzelner Flammenarme aus dem Bildausschnitt kann dann zu einem geänderten spektralen Verlauf des Eigenleuchtens führen, insbesondere dann, wenn diese Bewegung der Flamme periodisch erfolgt.

Betrachtet man nun die Aufnahmen von vorne, wie in Abbildung 33 dargestellt, so sind die Leistungsspektren qualitativ ähnlich zu den Aufnahmen von oben. Die geringsten Amplituden sind wieder bei der Auswertung über alle Flammen zu finden, und die Spektren der einzelnen Flammen weisen untereinander deutliche Unterschiede auf. Die Blickrichtung zeigt in Richtung der Flammenachse. Die Frequenzauflösung beträgt $\approx 0,15$ Hz für das Leistungsspektrum. Abbildung 30 und Abbildung 32 entstammen beide der gleichen Flamme zur gleichen Zeit, d.h. das erste Bild der analysierten Bildreihen wurde zur gleichen Zeit von der Flamme aufgenommen. Unter diesen Voraussetzungen könnte man davon ausgehen, dass die Leistungsspektren aus Abbildung 31 und Abbildung 33 sehr ähnlich seien. Diese Vermutung trifft jedoch nicht ganz zu. Ein Grund dafür ist sicher wieder der ausgewählte Bildbereich, da hier unter anderem Überschneidungen der Flammen stattfinden; dies wird in Abbildung 29 ersichtlich. Die Leistungsspektren der ganzen Flamme sind aber doch sehr ähnlich. Auch die höheren Amplituden der mittleren Flamme im Vergleich zur Linken sind in beiden Abbildungen ersichtlich.



Abbildung 32 Flamme von Vorne (300 fps)

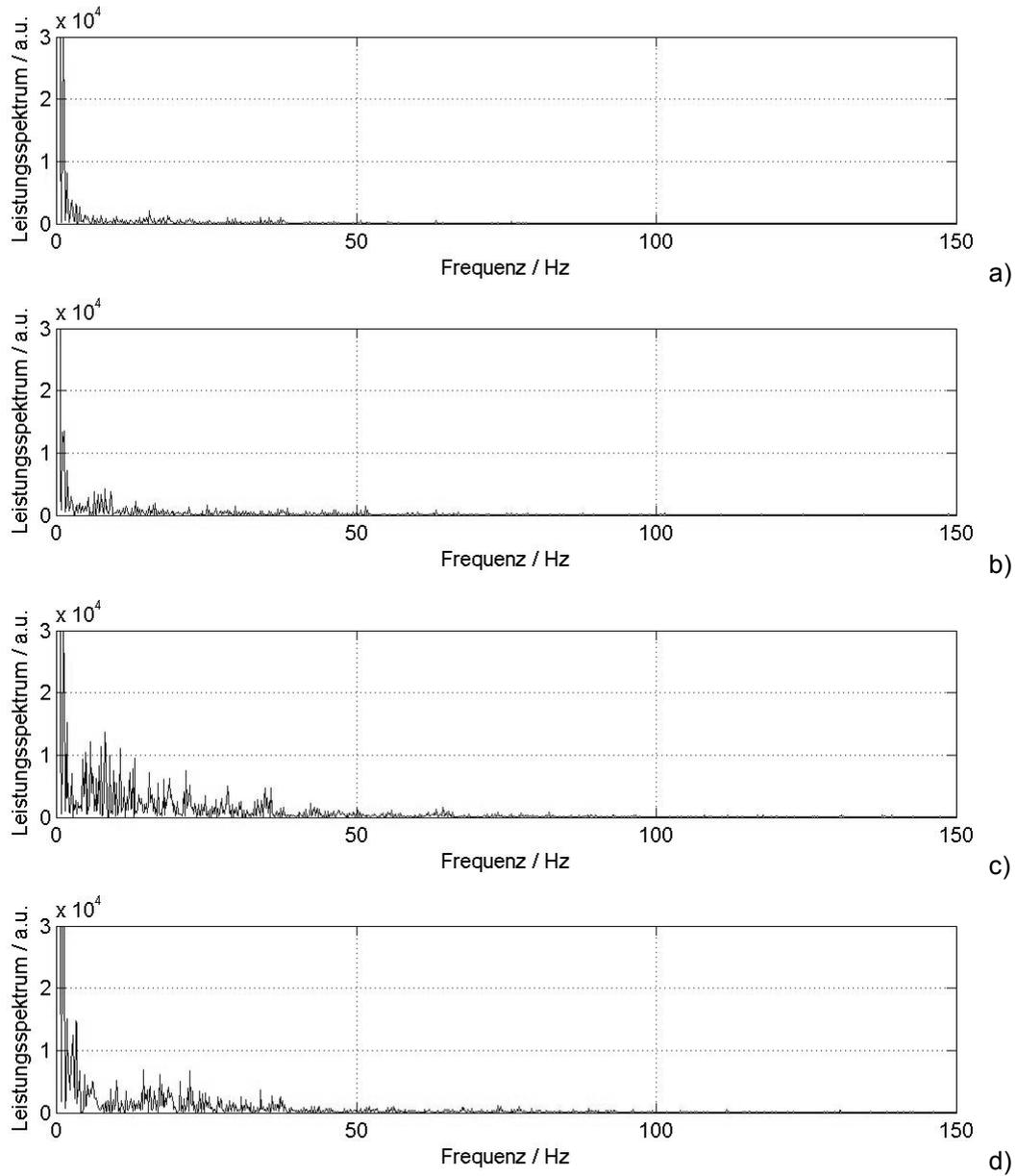


Abbildung 33 Leistungsspektrum a) aller Flammen, b) der linken, c) der mittleren und d) der rechten Flamme

5.1.2. Schlierenvisualisierung

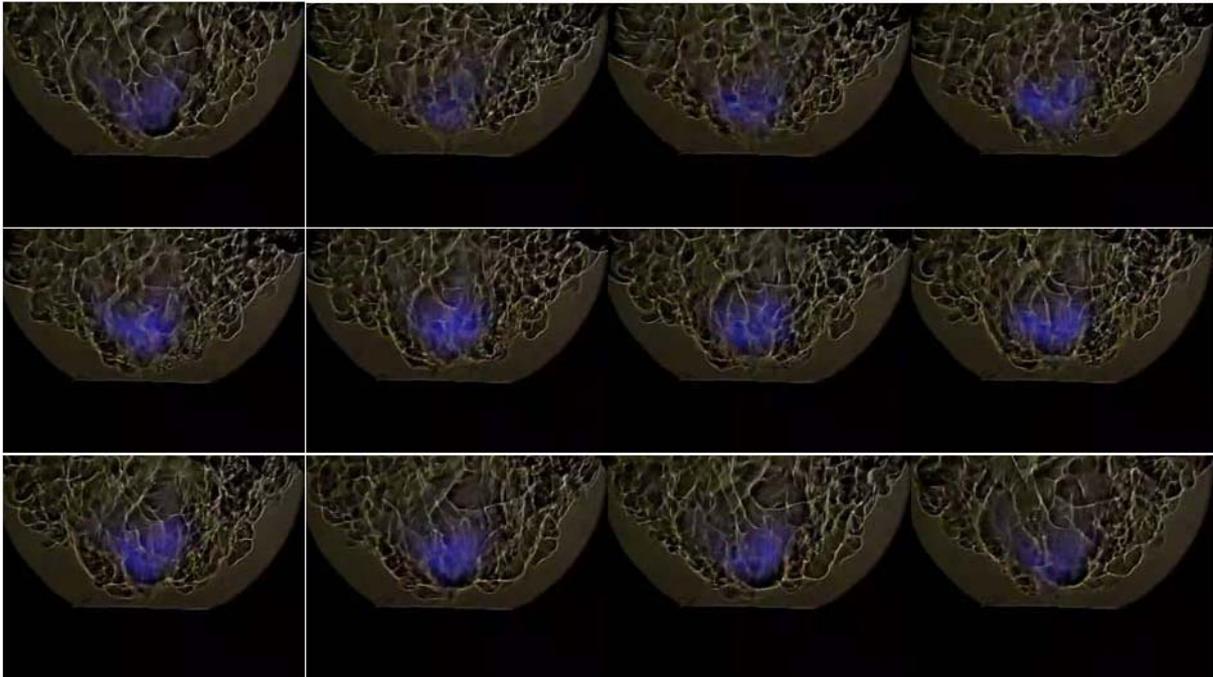


Abbildung 34 Schlierenaufnahmen eines einzelnen Drallbrenners 300fps (Heimel 2010)

Diese Abbildung zeigt Schlierenaufnahmen mit Eigenleuchten eines Drallbrenners. Zwischen dem ersten und letzten Bild ist eine Zeitspanne von 0,04 s d.h. zwischen zwei Bildern ist ein Zeitabstand von 0,0033 s. Schlierenaufnahmen stellen immer Dichtegradienten dar. Hier entstehen die Dichtegradienten durch die Verbrennung. Die Flamme ist deutlich durch das blaue Leuchten sichtbar. Etwas unterhalb der Flamme sind noch Schlieren zu erkennen, welche durch die Wärmefreisetzung der Flamme entstehen. Weiter unten sind kaum mehr Schlieren sichtbar; hier strömt das vorgemischte Methan-Luft Gemisch aus. Die Strukturen sind relativ homogen, was auf die vorgemischte Flamme zurückgeführt werden kann. Oberhalb der Flamme sind die Schlieren im Gegensatz zu den äußeren Bereichen verschwommen. Dies ist nachvollziehbar, wenn man bedenkt, dass Schlierenaufnahmen immer eine integrale Darstellung einer Flamme zeigen. Betrachtet man die äußeren Bereiche der Aufnahmen, so können die Strukturen verfolgt werden. So kann z. B. auf der rechten Seite in der ersten Bildreihe eine Struktur beobachtet werden, die langsam größer wird und sich in der zweiten Bildreihe weiter nach oben bewegt, um anschließend in der dritten Bildreihe langsam zu verschwinden.

5.1.3. Dual-Laservibrometrie

Außerhalb des Brennkammerprüfstandes wurde eine Flamme untersucht. Die folgende Darstellung zeigt die Messebenen in der Brennkammer.

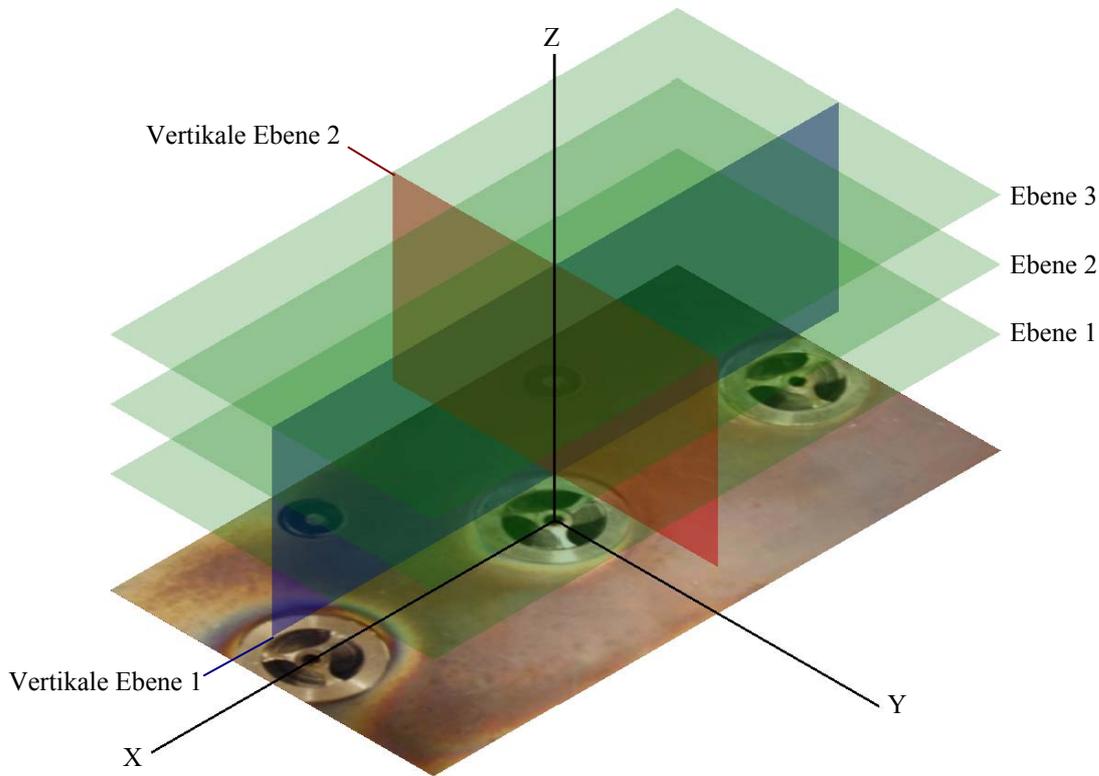


Abbildung 35 Die Messebenen in der Brennkammer

Tabelle 9 Messebenen in der Brennkammer

	x	y	z
	in mm	in mm	in mm
Ebene 1	[-70:10:70]	[-40:10:40]	25
Ebene 2	[-70:10:70]	[-40:10:40]	40
Ebene 3	[-70:10:70]	[-40:10:40]	55
Vertikale Ebene 1	[-70:10:70]	0	[10:7.5:55]
Vertikale Ebene 2	0	[-40:10:40]	[10:7.5:55]

Tabelle 9 gibt die Koordinaten der Messebenen wieder. Dabei liegt Ebene 1 parallel zur x-y-Ebene in einer Höhe $z = 25$ mm. $x = [-70:10:70]$ bedeutet, dass die Ebene bei $x = -70$ mm beginnt, in 10 mm Schritten gemessen wurde und bei $x = 70$ mm endet.

Der Koordinatenursprung wurde in der Mitte des zu untersuchenden mittleren Drallbrenners gewählt. Alle Ebenen sind parallel zu einer Ebene des Koordinatensystems. Die nun folgenden Ergebnisse sind mit den Namen der Ebenen bezeichnet und können so eingeordnet werden. Die Bilder sind alle so dargestellt, dass die Ebenen in positiver Achsrichtung betrachtet werden, d.h. zum Beispiel für die Ebene 1, dass die Ebene in positiver z-Richtung dargestellt ist, also die in Abbildung 35 von unten nach oben betrachtet wird. Für die Einstellung der Vibrometer gelten die Angaben in Kapitel 4. Für jeden Messpunkt wurden $3 \cdot 10^6$ Messwerte aufgenommen.

Die Einheit der Dichteschwankung $[\text{kg}^2/\text{m}^4]$ in den nachfolgenden Darstellungen scheint auf den ersten Blick ungewöhnlich zu sein, kann aber anhand nachfolgender Überlegungen nachvollzogen werden. Da im Strömungsfeld auftretende koherente Dichtestrukturen, z.B. Wirbel, in sich korreliert sind, trägt bei dieser Messtechnik nicht nur der Kreuzungspunkt der beiden Laserstrahlen zum Kreuzspektrum bei, sondern vielmehr alle Punkte entlang der beiden Laserstrahlen, die sich in dieser koherenten Struktur befinden. Dadurch erhöht sich das Messsignal in Abhängigkeit der Größe dieser Strukturen.

Um nun aber auf die tatsächliche Dichteschwankung kg/m^3 zu kommen, muss eine Bezugsfläche A eingeführt werden, die sich auf die Größe der auftretenden Dichtestrukturen bezieht. Dann ergibt sich die Einheit des Leistungsspektrums zu $(\text{kg}/\text{m}^2)^2/A$ und die Wurzel daraus stellt nun die Dichteschwankung in kg/m^3 da. Da aber das Vermessen der Fläche A einer Strömungsstruktur den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen würde, werden die Messdaten in der Einheit kg/m^2 angegeben.

In den folgenden Abbildungen bezieht sich der Farbbalken der vertikalen Ebene 1 immer auch auf die dazugehörigen anderen Ebenen.

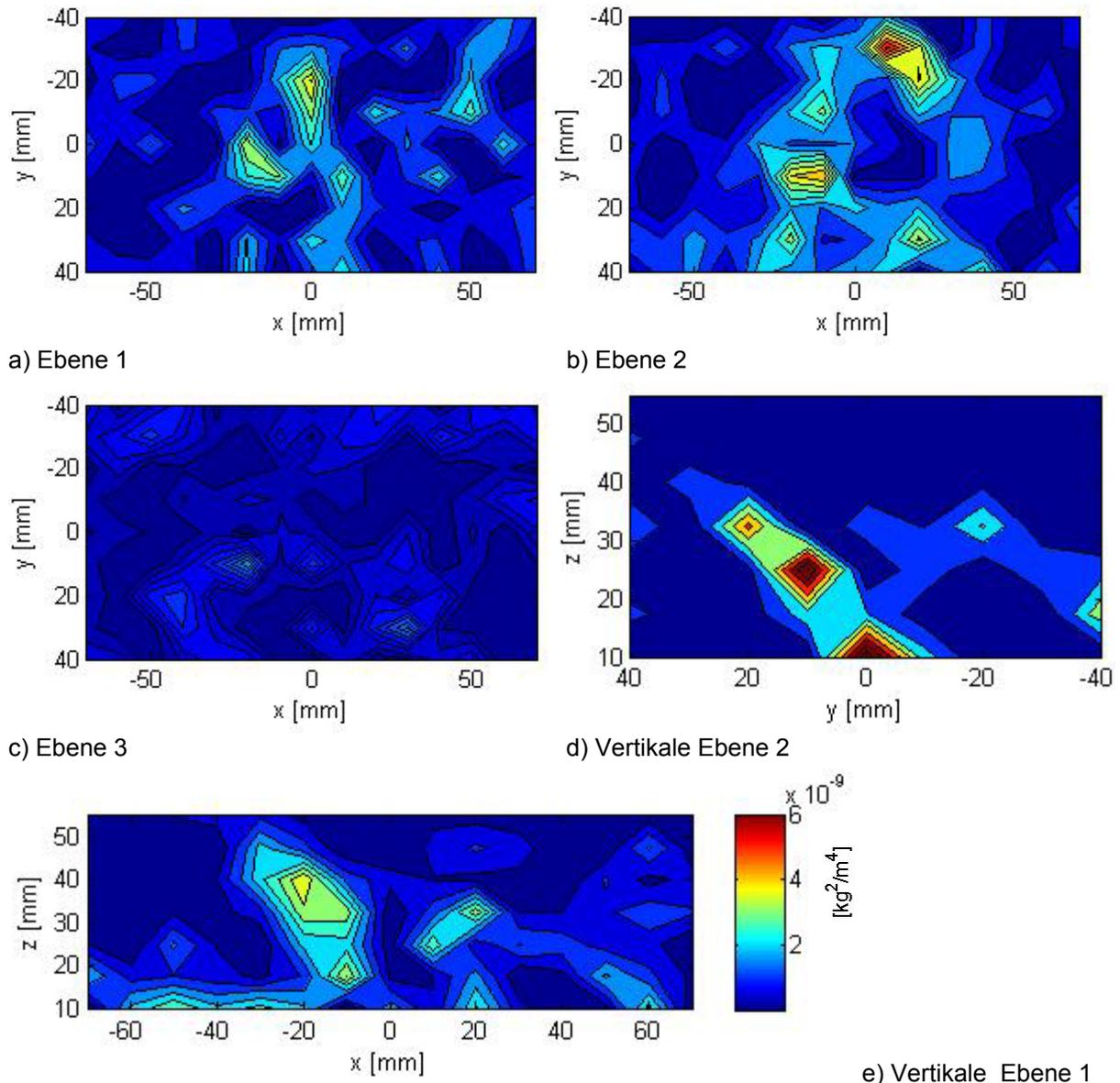


Abbildung 36 Kreuzspektren der Dichteschwankung ρ' bei 490 Hz mit Phasenfilter = 1.

Abbildung 36 zeigt die Dichtefluktuationen bei 490 Hz in den einzelnen Messebenen. Es wurde ein Phasenfilter von $\varphi = 1$ rad verwendet. Die Kreuzspektren bei 490 Hz stellen die Struktur der Flamme dar. Bei Vergleich der Ebenen 1 bis 3 sieht man, dass die Maxima der Dichteschwankungen immer weiter nach außen wandern. Wie auf den Fotos aus Abbildung 29 zu erkennen hat die Flamme drei Arme, bedingt durch den Drallerzeuger. Diese drei Arme sind auch in den Ebenen 1 bis 3 zu erkennen, wobei die Flamme nahe an der Düse noch sehr schmal ist und mit zunehmender Höhe weiter auseinander geht. Für Ebene 3 kann vermutet werden, dass die Reaktionszone nicht bis in diese Ebene reicht, bzw. ein Großteil des Brennstoffs in dieser Höhe bereits mit dem Sauerstoff reagiert hat. Diese Vermutung wird durch die Darstellung aus der vertikalen Ebene 1 unterstützt. Die Zonen größter Dichteschwankungen in der vertikalen Ebene 1 befinden sich in dieser Abbildung unterhalb der Ebene 3. Betrachtet man die vertikale Ebene 1 kann davon ausgegangen werden, dass bei $x = -20$ mm ein Flammenarm teilweise geschnitten wird. Bei $x = 20$ mm befindet sich die Messebene zwischen den

beiden anderen Flammenarmen. Auch in der vertikalen Ebene 2 sieht man, dass ein Flammenarm geschnitten wird. Weiters erkennt man das kegelförmige Auseinanderbrennen der Flamme. Zonen hoher Dichteschwankungen befinden sich bei geringer Höhe im Zentrum und wandern mit zunehmender Höhe nach außen. So ist bei $z = 10$ mm die maximale Dichteschwankung noch im Zentrum zu finden und bei $z = 30$ mm sind maximale Dichteschwankungen schon deutlich nach außen gewandert. Vergleicht man die Ergebnisse der Dual-Laservibrometrie für diese Frequenz mit Aufnahmen des Flammeneigenleuchtens, so kann angenommen werden, dass diese Dichteschwankungen in der Flamme stattfinden und großteils auf die lokale Wärmefreisetzung zurückzuführen sind.

Die Messungen wurden aus einer Richtung durchgeführt. Besser wären mehrere Messungen aus unterschiedlichen Richtungen um Artefakte herausmitteln zu können. Da hier aufgrund des beschränkten optischen Zugangs jedoch nur aus einer Richtung gemessen werden konnte, muss der Wahl des richtigen Phasenfilters eine höhere Bedeutung beigemessen werden.

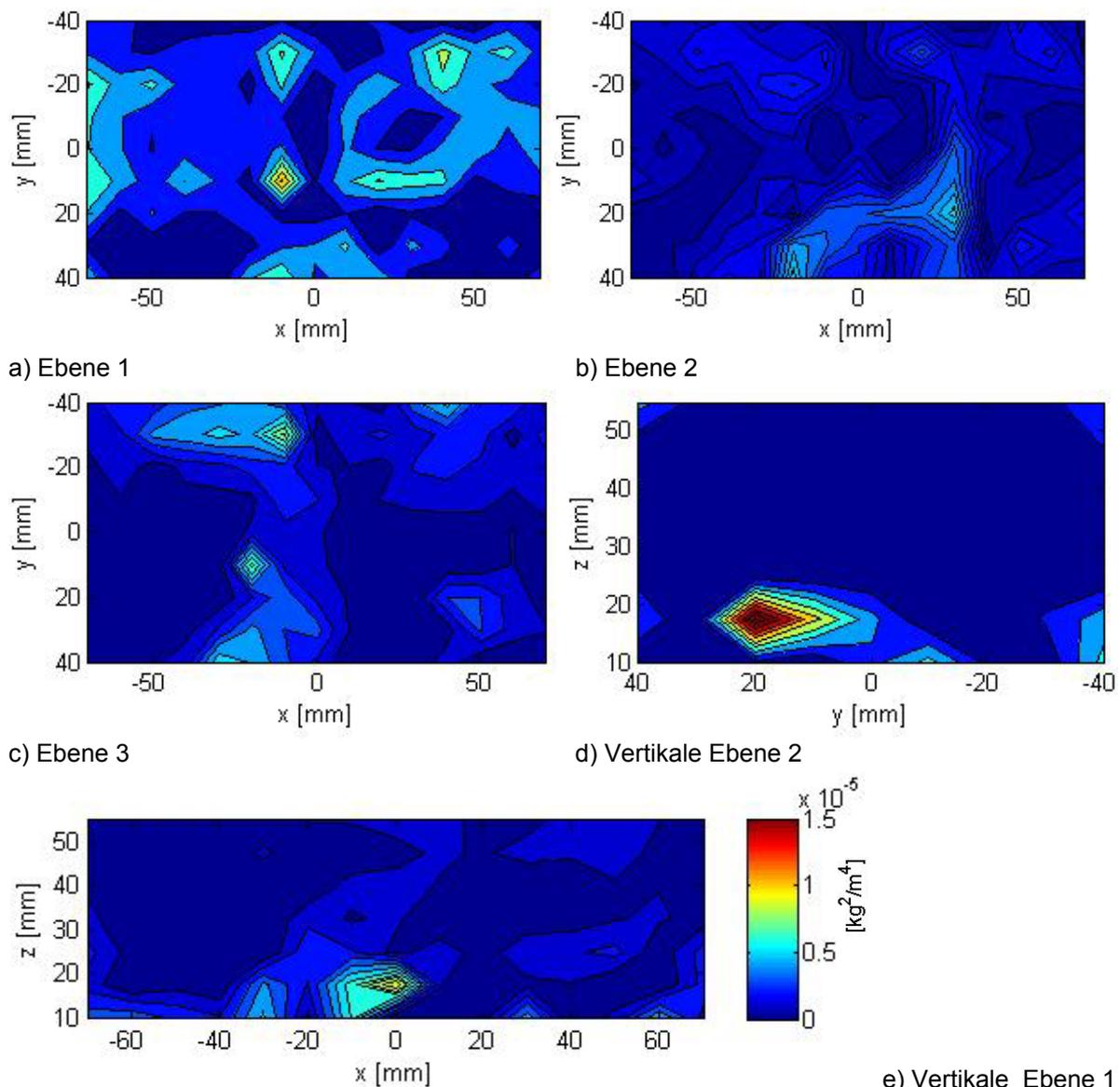


Abbildung 37 zeigt die Kreuzspektren der fünf Ebenen bei 30 Hz und einem Phasenfilter von 1 rad. Beim ersten Betrachten fällt auf, dass in der vertikalen Ebene 2 eine sehr hohe Dichteschwankung auftritt. Dies ist jedoch nicht auf ein schlechtes Signal zurückzuführen. In den Ebenen 1 bis 3 sind vier Maxima zu erkennen, die von Ebene 1 bis 3 weiter auseinander wandern. In den vertikalen Ebenen sind keine deutlichen Strukturen zu erkennen. Des Weiteren unterscheiden sich die Darstellungen bei 30 Hz stark von jenen bei 490 Hz. Vergleicht man aber die Ebenen 1 bis 3 bei 30 Hz mit den Ebenen 1 bis 3 bei 490 Hz, so kann man erkennen, dass die Maxima bei 30 Hz meist zwischen den Maxima bei 490 Hz liegen. Diese hätte zur Folge, dass Dichteschwankungen bei niedriger Frequenz zwischen den Flammenarmen stattfinden und bei höheren Frequenzen in den Flammenarmen auftreten. Vergleicht man nun die Amplitude der Dichteschwankung, so liegt das Maximum des Farbbalkens von 30 Hz bei $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ kg}^2/\text{m}^4$, das bei 490 Hz bei $6 \cdot 10^{-9} \text{ kg}^2/\text{m}^4$. Dies bedeutet, dass die Amplitude bei tiefen Frequenzen höher ist als bei hohen Frequenzen. Diese beiden Phänomene wurden bereits von Heibel (2010) beschrieben.

Die Aussagekraft der Messergebnisse ist nicht gerade überwältigend. Flammenarme sind nicht deutlich auszumachen und auch die Ursache für auftretende Maxima ist oft nicht deutlich zu erkennen. Ein Problem ist hier sicher die geringe Anzahl von $3 \cdot 10^6$ Messwerten pro Messpunkt und die geringe Auflösung von 10 mm zwischen zwei Messpunkten. Verbessert man die örtliche Auflösung von 10 mm auf 5 mm zwischen zwei Messpunkten, verdoppelt sich die Messdauer. Erhöht man auch noch die Anzahl der Messwerte pro Messpunkt auf das 6-fache, so würde die Messzeit 12-mal länger werden. Die Dauer der Messung für die Dual-Laservibrometrie war ungefähr eine Woche, d.h. die Messzeit würde sich von einer Woche auf ungefähr drei Monate verlängern. Des Weiteren wären Messungen aus mehreren Richtungen sinnvoll, dies ist aber aufgrund der optischen Zugänge nicht möglich.

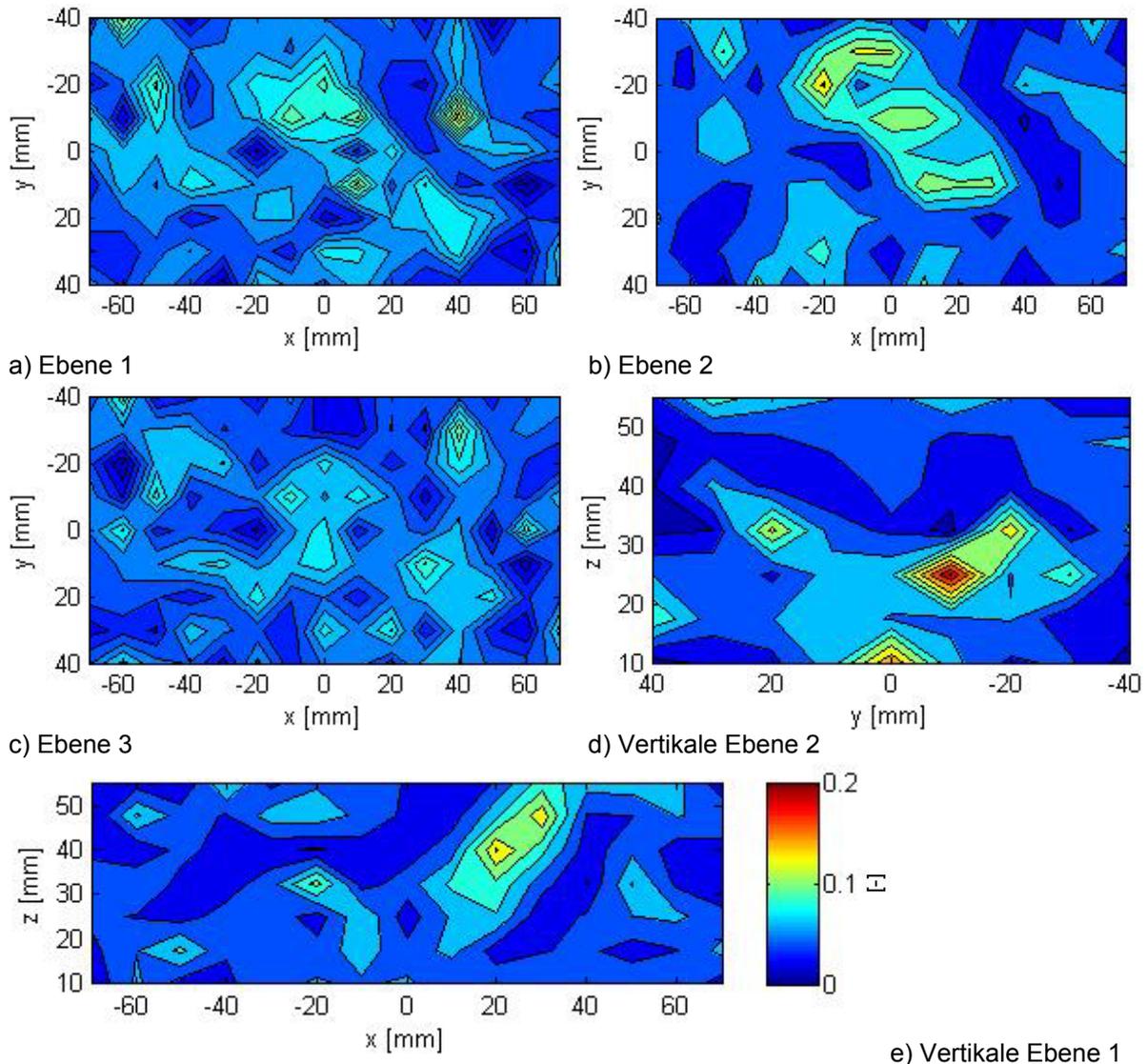


Abbildung 38 Korrelationsgrad R der Messebenen bei 490 Hz

Der Korrelationsgrad vergleicht die Signalleistung des Kreuzspektrums mit dem geometrischen Mittel aus den Signaleinzelleistungen beider Vibrometer. Fällt dieser Korrelationsgrad unter einen bestimmten Grenzwert, so deutet dies auf ein schlechtes Signal aus dem Messpunkt hin. Untersuchungen von Hampel (2005) ergaben, dass man unter einem bestimmten Wert des Korrelationsgrades nicht mehr mit Sicherheit zwischen Signal und Rauschen unterscheiden kann. Je höher die Anzahl der Spektren, desto geringer wird dieser Wert. Für eine Spektrenanzahl von 1000 gibt Hampel (2005) einen Wert für den Korrelationsgrad von 0,028 an, d.h. bei allen Werten die geringer sind kann nicht mehr mit Sicherheit davon ausgegangen werden, dass diesem Signal eine Dichteschwankung in der Strömung zugeordnet zugrunde liegt; es könnte sich genauso gut um Rauschen handeln. Je größer der Korrelationsgrad, desto besser wird das Signal- zu- Rausch-Verhältnis.

Aus diesem Grund eignet sich der Korrelationsgrad, um die Qualität von Messergebnissen zu beurteilen. Durch die Berechnung eines Grenzwertes für den Korrelationsgrad, in Abhängigkeit von der Anzahl der Samples, kann im Messergebnis sofort zwischen Signal und Rauschen unterschieden werden. In Zonen, in denen das Kreuzspektrum hohe Werte aufweist,

sollte der Korrelationsgrad ebenfalls erhöht sein. Weist der Korrelationsgrad hingegen im ganzen Feld hohe Werte auf, so lässt dies auf große korrelierte Strukturen, z.B. Schallwellen, schließen, welche das lokale Messergebnis verfälschen.

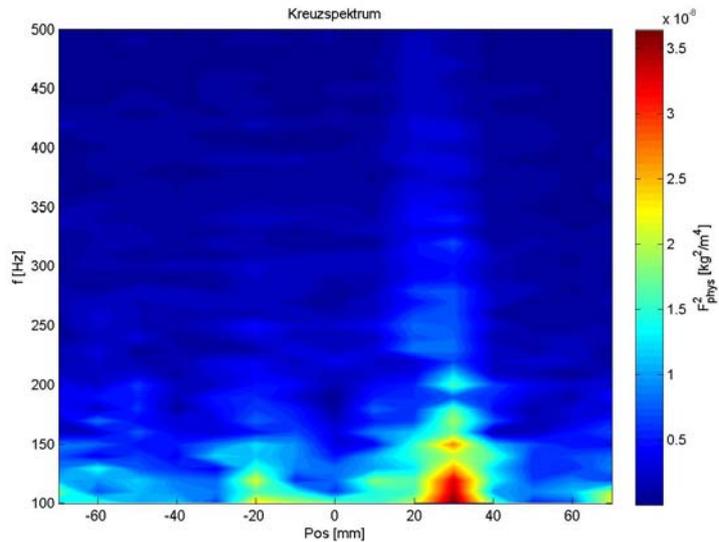


Abbildung 39 Kreuzspektrum für Pos = x, y = 0, z = 40

Das Kreuzspektrum der Linie in Abbildung 39 wurde für die Ebene 2 berechnet. Dargestellt ist es für $x = [-70:10:70]$ und $f = [100:10:500]$. Hier wird deutlich sichtbar, dass die Flammen bereits auseinander laufen. Das Maximum bei $x = 30$ mm kann direkt auf einen Flammenarm hindeuten. Das kleinere Maximum bei $x = -20$ mm wird demnach zwischen zwei Flammenarmen liegen. Diese Abbildung verdeutlicht auch, dass die Dichtefluktuationen im Niederfrequenzbereich deutlich größer sind als im Hochfrequenten.

5.2. Drallbrenner eingebaut in den Brennkammerprüfstand

Nach den Messungen außerhalb des Brennkammerprüfstandes wurde die Brennkammer in den Brennkammerprüfstand eingebaut. Es wurden verschiedene Betriebsbedingungen eingestellt und daraus ergaben sich drei Resonanzfrequenzen, die in Abbildung 41 dargestellt sind. Es gab auch Betriebszustände, bei denen keine Resonanz auftrat. Den Unterschied der verschiedenen Zustände zeigen die folgenden Fotos in Abbildung 40.

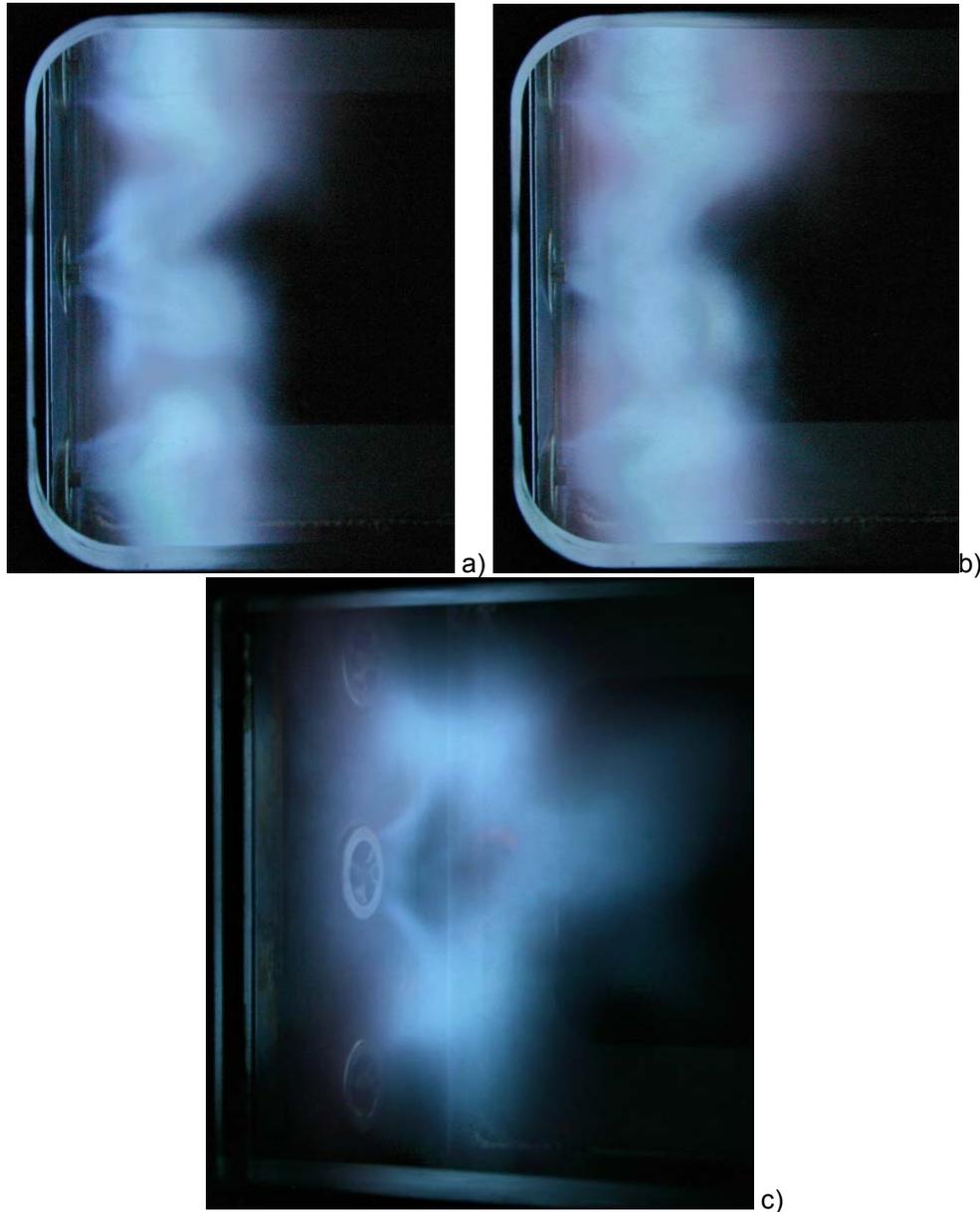


Abbildung 40 Fotos der Flammen a) nicht oszillierende Flammen, b) oszillierende Flammen, c) einzelne oszillierende Flamme

Diese Fotos wurden im Brennkammerprüfstand aufgenommen und zeigen verschiedene Zustände der Flamme. Die nicht oszillierende Flamme weist scharfe Konturen des Eigenleuchtens auf und ist vergleichbar mit den Aufnahmen außerhalb der Brennkammer in Abbildung 29. Wieder ist das Auseinander-Brennen der Flammenarme sichtbar, wobei hier noch deutlicher wird, dass sich die Flammen überschneiden. Auch die kegelige Form ist zu erkennen,

wobei die Arme etwas dicker zu sein scheinen. Dies ist wohl auf die längere Belichtungszeit zurückzuführen. Bei der oszillierenden Flamme erscheinen die Arme noch dicker und die Konturen verschwimmen. Dies erscheint logisch, wenn man beachtet, dass sich eine oszillierende Flamme hin und her bewegt. Ist nun die Belichtungszeit länger als eine Periode, so erscheint die Flamme größer als sie wirklich ist. Die Flamme behält jedoch ihre kegelige Form bei. Die oszillierenden Flammen sind etwas breiter und niedriger als die nicht oszillierenden Flammen. Es ist ebenfalls gut zu erkennen, dass die Reaktionszone, also das Eigenleuchten, schon an der Düsenspitze anfängt und sich danach schnell aufweitet. Die Untersuchung der oszillierenden Flamme auf deren Frequenzen ergab eine deutliche Oszillation des Flammeneigenleuchtens bei 147,1 Hz, vgl. Abbildung 43. Die einzelne Flamme ist sehr breit, was unter anderem auch deshalb der Fall ist, weil sich seitlich keine behindernden Flammen befinden. Hier wird deutlich, dass sich eine sehr dünne Reaktionszone schon vom Düsenausgang ausgehend bildet, jedoch nur sehr langsam dicker wird, bis ein „Aufplatzen“ der Flamme zu beobachten ist. Die einzelne Flamme ist auch wesentlich größer als eine der drei Flammen allein. Hierzu muss angemerkt werden, dass der Methananteil bei einer einzelnen Flamme wesentlich größer war als beim Betrieb mit allen drei Flammen. Dies kann ein Grund für die größere Flamme sein. Die kegelige Form bleibt aber auch hier erhalten, obwohl sich die Enden der Flammenarme etwas zurück biegen. Diese Veränderung der Flammenfront wurde bereits von Giezendanner (2005) beobachtet.

Die Oszillation war bei den Messungen deutlich wahrzunehmen. Gerade akustisch zeigte sich die Schwingung als sehr konstant, d.h. die Resonanzfrequenz war immer deutlich zu hören und die Tonhöhe blieb immer gleich.

5.2.1. Flammeneigenleuchten

Vergleich der drei in der Brennkammer auftretenden Resonanzfrequenzen:

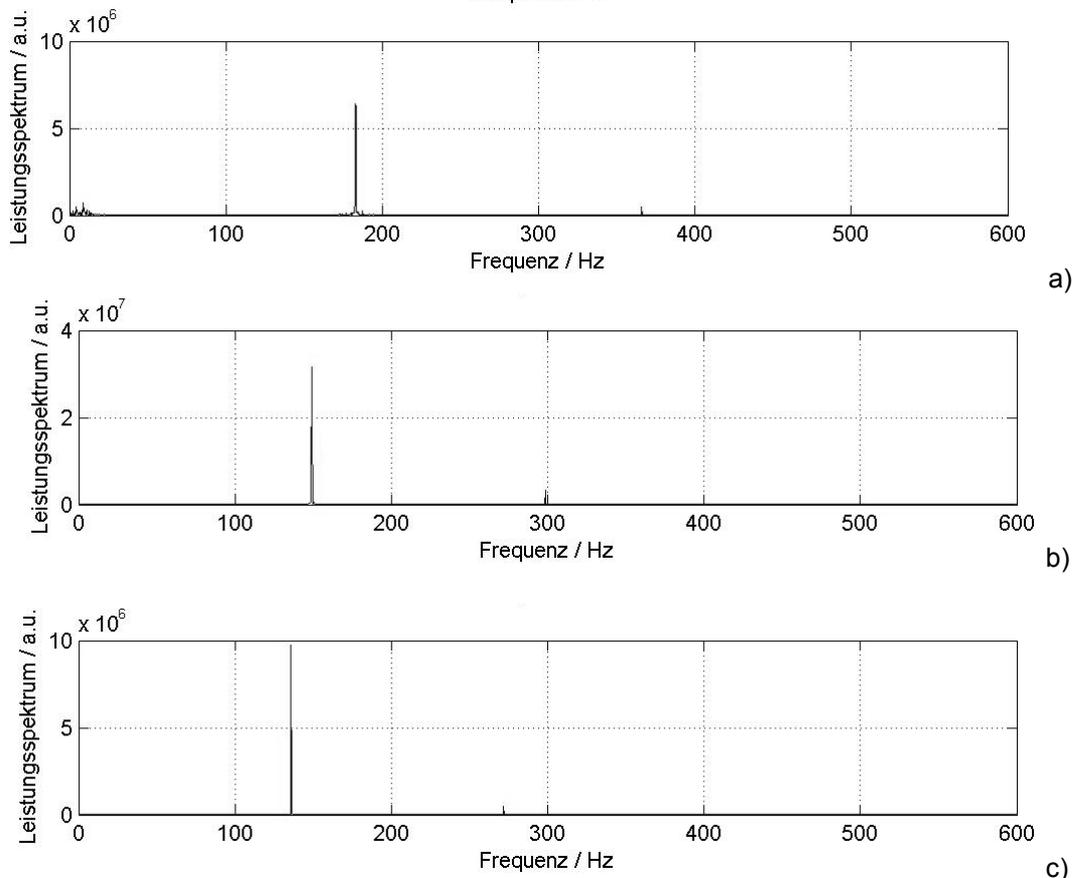


Abbildung 41 Leistungsspektrum a) der drei Flammen bei 183,1 Hz, b) der drei Flammen bei 147,1 Hz und c) einer Flamme bei 135,9 Hz

Der Vergleich zeigt die drei untersuchten Frequenzen, bei denen Brennkammerschwingungen im Brennkammerprüfstand auftraten. Es traten drei verschiedene Frequenzen bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen auf. Die Daten der Betriebsbedingungen sind in Tabelle 4.6 dargestellt. Diese Daten zeigen, dass bei fett betriebener Flamme die Frequenz geringer ist und bei mager betriebenen Flammen bildet sich eine höhere Resonanzfrequenz aus. Bei der Resonanzfrequenz von 135,9 Hz wurde die Brennkammer nur mit einem Modul betrieben, bei den anderen zwei Resonanzfrequenzen wurde die Brennkammer mit allen drei Modulen betrieben. Der Abstand zwischen der oberen und mittleren Frequenz ist annähernd drei Mal so groß wie der Abstand zwischen mittlerer und niederer Frequenz. Wenn man von harmonischen Schwingungen ausgeht, ist dies naheliegend. Zu berücksichtigen ist, dass Brennkammer, Flamme und Rohrsystem die Resonanzbedingungen vorgeben. Alle Messungen wurden, wie in Kapitel 4 beschrieben, bei geschlossenen Klappen des Rohrleitungssystems durchgeführt. Die Amplitude der Resonanzfrequenz bei 147,1 Hz ist am höchsten, die bei 183,1 Hz am geringsten. Für die Auswertung des Eigenleuchtens und der Laservibrometrie wurden die drei oszillierenden Flammen bei 147,1 Hz verwendet. Die Schlierenvisualisierung zeigt Ergebnisse einer oszillierenden Flamme bei 135,9 Hz.

Flammeneigenleuchten bei 147,1 Hz



Abbildung 42 zeigt ein Bild der fluktuierenden Flammen bei 147,1 Hz, dabei befinden sich die Düsen auf der linken Seite des Bildes. Im Gegensatz zu den Bildern des vorigen Abschnitts brennt die Flamme nun waagrecht. Wir blicken also seitlich in die Brennkammer (siehe auch die Fotos in Abbildung 40). Die mittlere Flamme ist ganz dargestellt, die äußeren werden nur zur Hälfte dargestellt. Der Grund dafür liegt im Brennkammerprüfstand; hier beschränken die optischen Zugänge die Größe des Bildes. Diese Abbildung ist etwas verschwommen und die Flammen sind nicht leicht zu erkennen. Die verschwommene Darstellung ist auf die fluktuierende Flamme zurückzuführen. Die Flammenarme zeigen weiter auseinander und berühren sich deutlich. Diese Abbildung zeigt die Flamme, wie sie gerade aufleuchtet; wenige Bilder später wäre die Flamme nicht mehr sichtbar.

Abbildung 42 Bild der schwingenden Flamme (300 fps)

Auch in der Brennkammer wurden die Betriebszustände der Flammen immer aufgezeichnet. Nachfolgende Tabelle gibt die Betriebsbedingungen wieder.

Tabelle 10	Betriebsbedingungen im Brennkammerprüfstand				
	Messmethode	Gesamtluft in g/s	Modulluft in g/s	Methan in g/s	Anzahl Flammen
	Flammeneigenleuchten	53.31	2.610	0.2188	3
	Schlierenvisualisierung	29.63	2.730	0.3032	1
	Dual-Laservibrometrie	53.68	2.607	0.2119	3

Das Flammeneigenleuchten und die Dual-Laservibrometrie wurden unter gleichen Betriebszuständen durchgeführt, bei der Schlierenvisualisierung wurde nur ein Modul betrieben.

Die Leistungsspektren sind alle sehr ähnlich und haben alle das Maximum bei 147,1 Hz. Das Leistungsspektrum der unteren Flamme weist eine etwas größere Amplitude auf als die anderen. Dies kann wieder auf die Auswahl der Bildbereiche zurückgeführt werden. In Abbildung 42 wird es noch deutlicher, wie nahe die Flammen zueinander Brennen. Es zeigte sich, dass alle Flammen ohne Phasendifferenz zueinander fluktuieren. Auch für diese Auswertung wurden 2048 Bilder pro Leistungsspektrum verwendet.

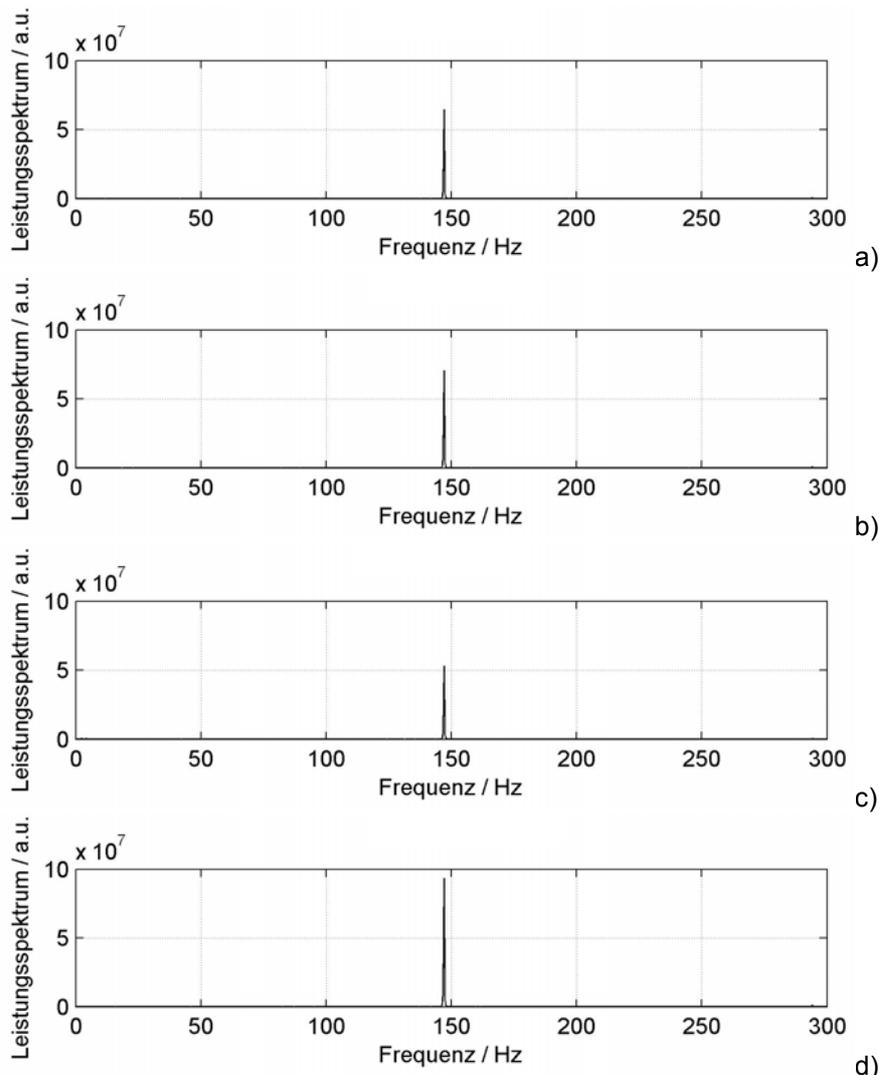


Abbildung 43 Leistungsspektren a) aller Flammen, b) der oberen, c) mittleren und d) unteren Flamme

Vergleicht man diese Leistungsspektren mit denen in Abbildung 31, so ist die Amplitude in dieser Abbildung wesentlich größer ($6 \cdot 10^6$ zu 10^8). Die erste Oberschwingung ist hier nicht zu erkennen, betrachtet man aber Abbildung 41 b), welches bis 600 Hz auflöst, so ist dort ein kleiner Peek bei 300 Hz zu erkennen.

5.2.2. Schlierenvisualisierung



Abbildung 44 Pulsierende Flamme bei 135,9 Hz. Aufnahmefrequenz 600 fps

Diese Abbildung zeigt eine zeitliche Abfolge von Schlierenaufnahmen einer einzelnen Flamme bei einer Resonanzfrequenz von 135,9 Hz. Die Düse befindet sich auf der linken Seite der Bilder, das Gemisch strömt von links nach rechts. Der Zeitbereich zwischen erstem und letztem Bild beträgt 0,015 s, d.h. der Zeitbereich zwischen zwei Bildern beträgt 0,0016 s. Die braunen Strukturen im Hintergrund sind von Temperaturgradienten in der Quarzglasscheibe verursacht und ortsfest.

Im Gegensatz zur Abbildung 34 ist in diesen Schlierenaufnahmen ein starker vertikaler Dichtegradient erkennbar, mit welchem die Flamme gegen die Brennkammer abschließt. Diese Front oszilliert und wird während dieser Oszillation unscharf, was den Beginn einer Strömung in Achsrichtung darstellen dürfte. Die dunklen Stellen auf der linken Seite zeigen den Beginn der Verbrennung. Die Schlierenstrukturen sind wesentlich kleiner als in Abbildung 5-6 und auch die Konturen sind nicht so scharf. Dies kann unter anderem auf die Kühlluft zurückgeführt werden. Die Schlieren werden kleiner bzw. verschwinden langsam ab der Hälfte des Bildes, dies lässt auf das Verschwinden der Dichtegradienten schließen, d.h. die Temperatur vergleichmäßig sich in den Verbrennungsabgasen. Im Vergleich zur Abbildung 5-6 fehlen in dieser Abbildung der Beginn und die seitliche Abgrenzung der Schlieren. Dies kann zum einen auf die Kühlluft der Scheiben und zum anderen auf die geschlossene Brennkammer zurückgeführt werden. Durch die geschlossene Brennkammer können Rückströmungen und

Wirbel entstehen, welche heiße Abgase Richtung Düse bewegen. Diese verursachen wieder Schlieren.

5.2.3. Dual-Laservibrometrie

Im Brennkammerprüfstand wurden alle drei Flammen betrieben und die Dichtefluktuationen in der mittleren Flamme mit Hilfe der Laservibrometrie gemessen, so wie folgende Abbildung zeigt.

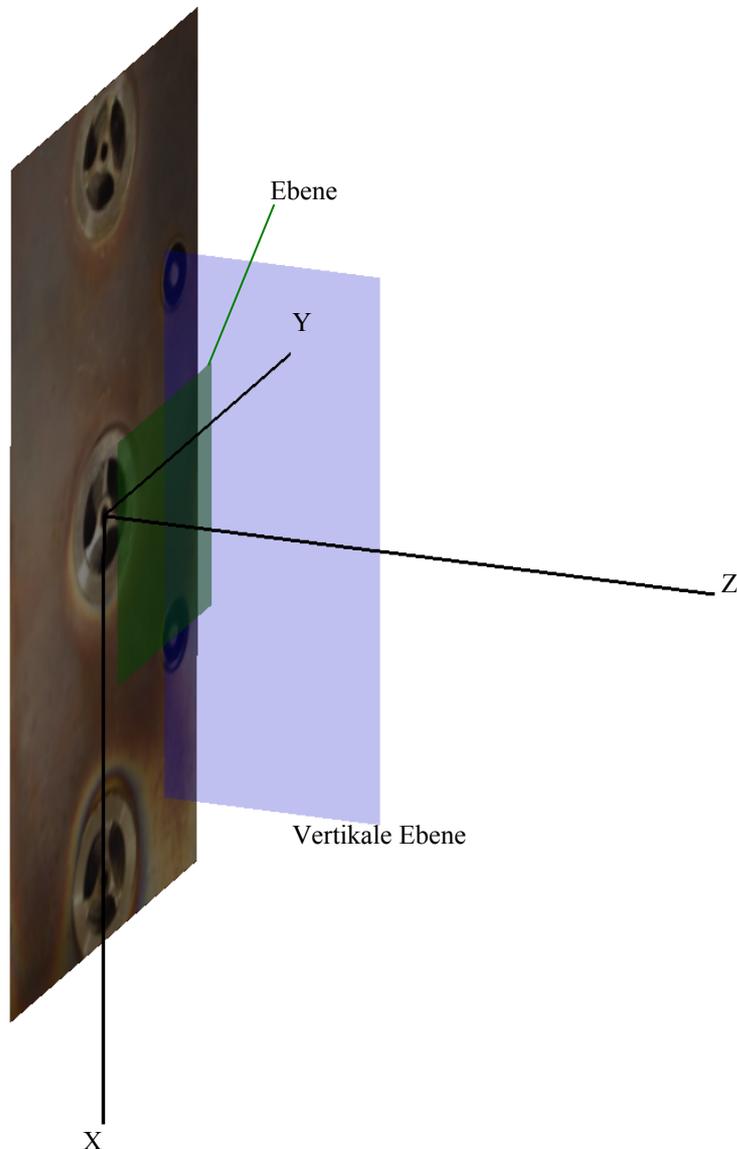


Abbildung 45 Die Messebenen der Brennkammer im Brennkammerprüfstand

Bei den Messungen wurden immer drei Signale aufgezeichnet: das des horizontalen Vibrometers 1, das des vertikalen Vibrometers 2 und das Signal des Drucksensors. Auch hier wurde der Nullpunkt des Koordinatensystems auf die Mitte der mittleren Düse gesetzt. Die Bilder werden so dargestellt, dass in Achsrichtung geschaut wird. Der Betriebspunkt der Brennkammer wurde wiederum so gewählt, dass Schwingungen bei der Resonanzfrequenz von 147,1 Hz auftraten.

Die Dichtegradienten haben auch zur Folge, dass der Laserstrahl abgelenkt wird und so nicht mehr im Ganzen ins Vibrometer zurückkommt. Dadurch wird das Messsignal schwächer. Die Qualität des Messsignals wurde aufgezeichnet und als zeitlicher Mittelwert für jeden Messpunkt gespeichert. Diese zeitlich gemittelte Signalqualität betrug meist über 90 %.

Tabelle 11 Koordinaten der Messebenen im Brennkammerprüfstand

	x	y	z
	in mm	in mm	in mm
Ebene	[-20:5:20]	[-20:5:20]	10
Vertikale Ebene	[-55:5:55]	0	[10:5:35]

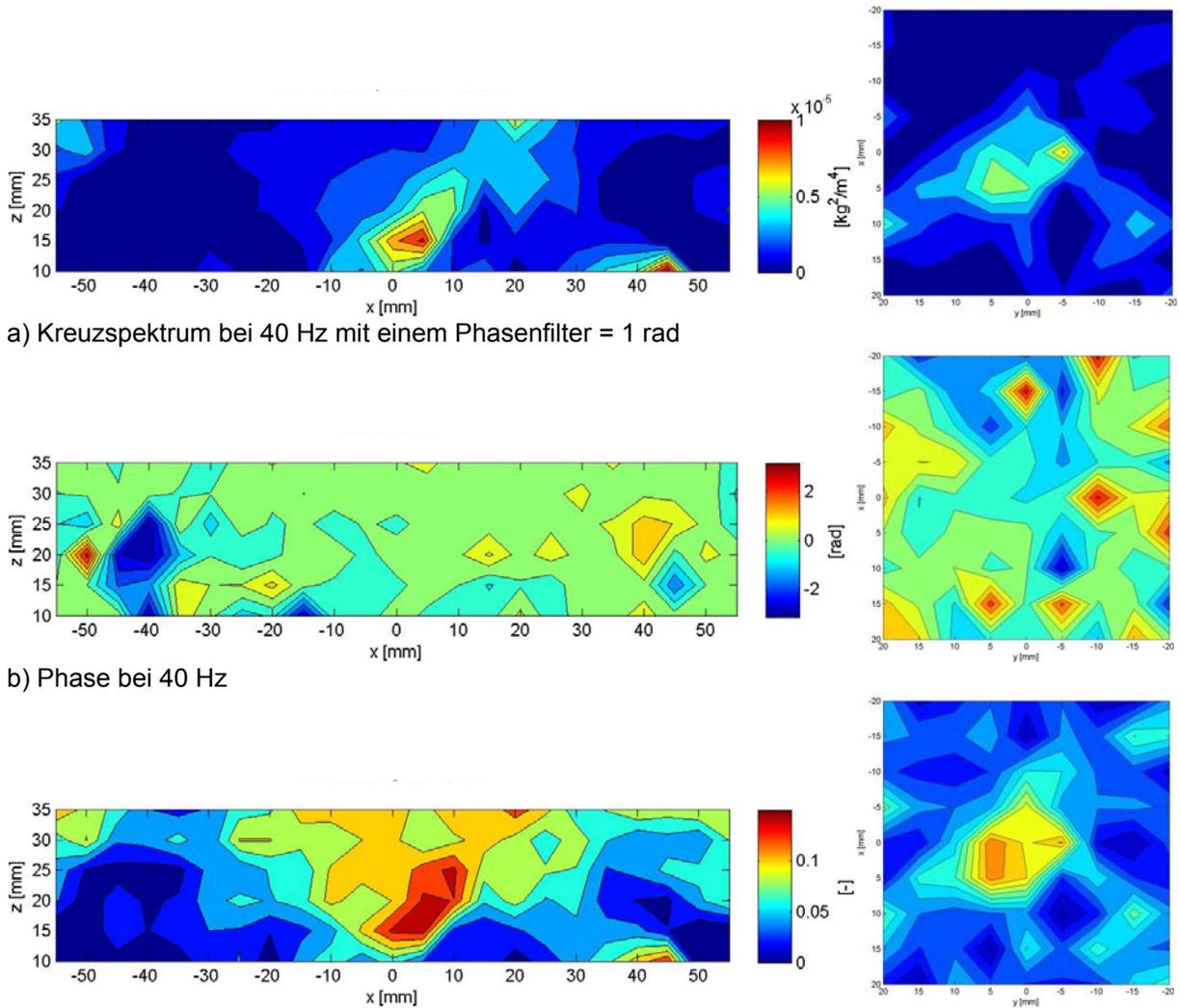
Bedingt durch die optischen Zugänge des Brennkammerprüfstandes konnten die vier Messpunkte in den Ecken der vertikalen Ebene nahe der Düse nicht gemessen werden, d.h. für die acht Messpunkte $z = 10$ & 15 mm und $x = \pm 50$ & 55 gibt es keine Messwerte. In den folgenden Darstellungen wurden diese Werte auf 0 gesetzt. Deutlich wird dies beim Korrelationsgrad von 150 Hz.

Folgende Tabelle gibt die Anzahl der Messwerte pro Messpunkt wieder.

Tabelle 12 Die Messwerte pro Messpunkt

Messwerte pro Messpunkt	Vertikale Ebene	$10 \cdot 10^6$
Messwerte pro Messpunkt	Ebene	$5 \cdot 10^6$

In den folgenden Abbildungen bezieht sich der Farbbalken der vertikalen Ebene immer auch auf die dazugehörige horizontale Ebene.



a) Kreuzspektrum bei 40 Hz mit einem Phasenfilter = 1 rad

b) Phase bei 40 Hz

c) Korrelationsgrad bei 40 Hz

Abbildung 46 Kreuzspektrum, Phase und Korrelationsgrad bei 40 Hz.

Abbildung 46 zeigt die Ergebnisse für beide Messebenen im Rohrsystem. Die untersuchte Flamme oszillierte bei 150 Hz, d.h. 40 Hz stellt keine Resonanzfrequenz oder Oberschwingung dar. Betrachtet man das Kreuzspektrum in Abbildung 46 a), so zeigt sich in der vertikalen Ebene eine höhere Dichteschwankung von $x = 0$ mm ausgehend nach rechts oben. Dies könnte einen Schnitt durch einen Flammenarm darstellen oder auch ein Maximum zwischen zwei Flammenarmen sein. Vergleicht man nun das Kreuzspektrum mit dem Foto der Flamme in Abbildung 29 f) und dem Koordinatensystem in Abbildung 45, so stellt sich heraus, dass die erhöhten Dichteschwankungen bei 40 Hz zwischen zwei Flammenarmen stattfinden. Betrachtet man auch die Ebene des Kreuzspektrums, ist auch hier eine Tendenz in die gleiche Richtung zu erkennen. Da es drei Flammenarme gibt und dadurch auch drei Zwischenräume, könnte man erwarten, dass in der Ebene des Kreuzspektrums drei Maxima erscheinen. Dies ist aber nicht der Fall. Wenn man nun aber die Auflösung der Messpunkte beachtet, so fällt auf, dass der Abstand zwischen zwei Messpunkten 5 mm beträgt und in der Ebene des Kreuzspektrums die zwei Maxima an zwei nebeneinander liegenden Messpunkten aufscheinen, d.h. hier ist die Auflösung zu gering um die Maxima deutlich zu erkennen. Aus dieser Überlegung heraus würde auch im Punkt $x = -5$ mm, $y = 5$ mm ein Maximum aufscheinen. Vergleicht man

nun diese Maxima mit der Abbildung 29 f) und der Abbildung 45 wird klar, dass sich die Maxima wieder zwischen den Flammenarmen befinden.

Kommt man wieder zurück zur vertikalen Ebene des Kreuzspektrums und betrachtet man auch die anderen Dichteschwankungen, so ist vielleicht die Dichteschwankung im linken, oberen Eck ebenfalls interessant. Bei diesen Untersuchungen brannten drei Flammen und die Brennerdüsen hatten einen Abstand von 60 mm zueinander. Deshalb kann angenommen werden, dass die erhöhte Dichteschwankung im linken oberen Eck der vertikalen Ebene von der zweiten Flamme kommt.

Abbildung 46 b) stellt nun die Phase der zwei Ebenen dar. Der gewählte Phasenfilter für das Kreuzspektrum beträgt 1 rad. Betrachtet man nun die Phase, fällt auf, dass sie meist sehr gering ist, d.h. nur wenig von 0 rad abweicht. Dies sagt aus, dass das Messsignal tatsächlich größtenteils aus dem Kreuzungspunkt der beiden Laserstrahlen kommt.

Das letzte Bild dieser Abbildung 46 c), stellt nun den Korrelationsgrad bei 40 Hz dar. Die Darstellungen des Kreuzspektrums und Korrelationsgrades sind ähnlich. Dies lässt darauf schließen, dass das Signal aus der Flamme kommt und nicht von Schallwellen überlagert ist. Auch die Höhe des Korrelationsgrades von 0,15 lässt nicht auf in sich korrelierte, große Strukturen schließen, welche das Messergebnis negativ beeinflussen würden. Die schon beschriebenen Maxima in der Ebene sind beim Korrelationsgrad fast ident wie im Kreuzspektrum, d.h. auch hier wird keine Dreierstruktur sichtbar. Die Darstellungen der zwei Ebenen des Korrelationsgrades stimmen sehr gut überein, so wie auch die des Kreuzspektrums.

Die Darstellungen bei 40 Hz zeigen gut erkennbare Dichteschwankungen zwischen zwei Flammenarmen. Die Phase zeigt nur eine geringe Abweichung von 0 rad, was den Phasenfilter fast unnötig macht. Große in sich korrelierte Strukturen, wie Schallwellen, treten nicht auf; deshalb ist es auch möglich, die Dichteschwankungen der Flamme zuzuordnen.

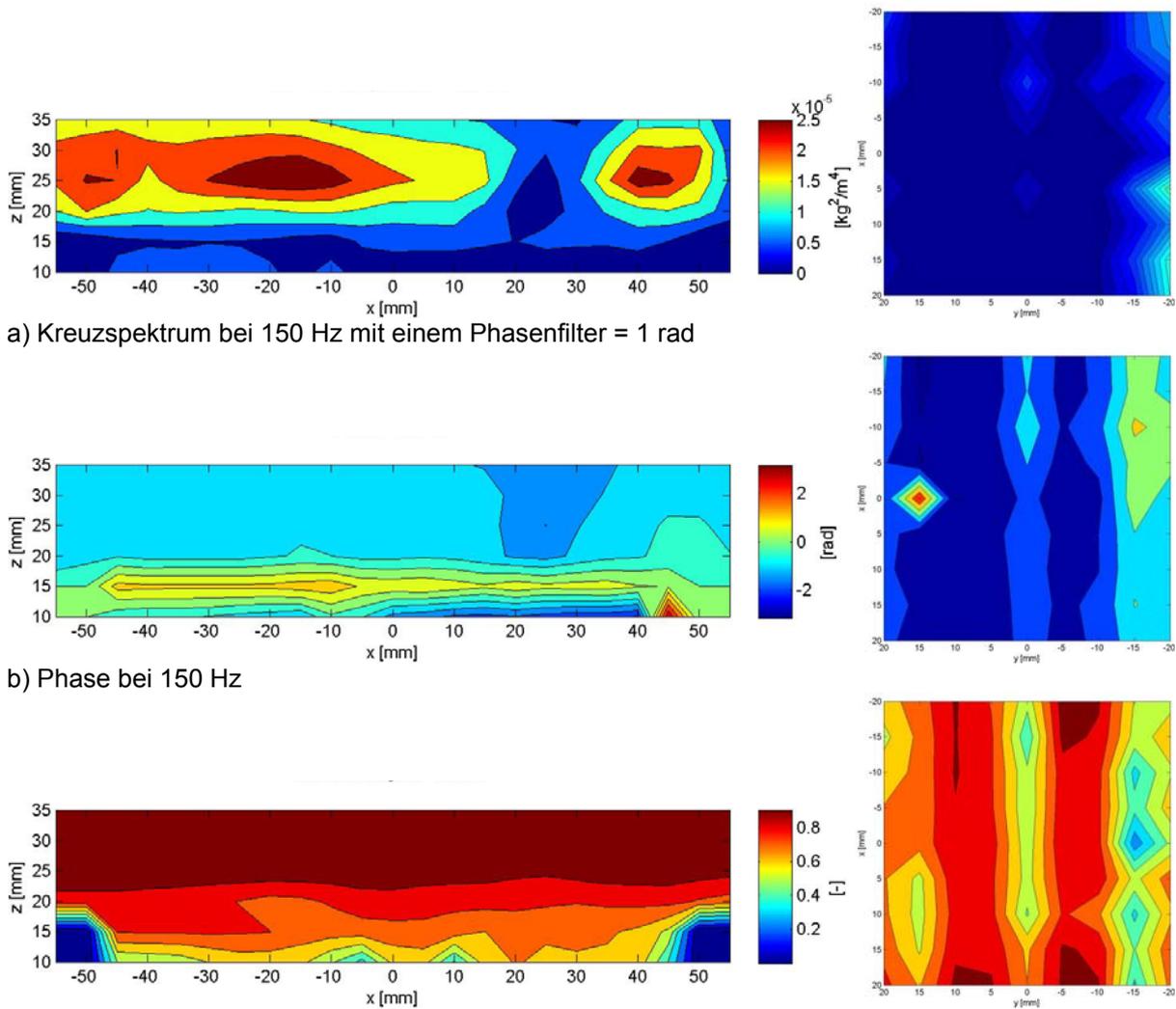


Abbildung 47 Kreuzspektrum, Phase und Korrelationsgrad bei 150 Hz.

Abbildung 47 stellt das Kreuzspektrum, die Phase und den Korrelationsgrad bei der Resonanzfrequenz von 150 Hz dar. Bei den Messungen der Resonanzfrequenz war die Schwankung bei 150 Hz deutlich zu spüren und auch akustisch wahrnehmbar. Der ganze Prüfstand wurde angeregt, d.h. es kann davon ausgegangen werden, dass auch die Spiegel davon betroffen waren. Bevor auf die Messergebnisse eingegangen wird, muss hier verdeutlicht werden, dass das Messsignal aus den Dichteschwankungen der Strömung, der Schallwelle und einer möglichen Bewegung der Spiegel zusammen entstanden ist.

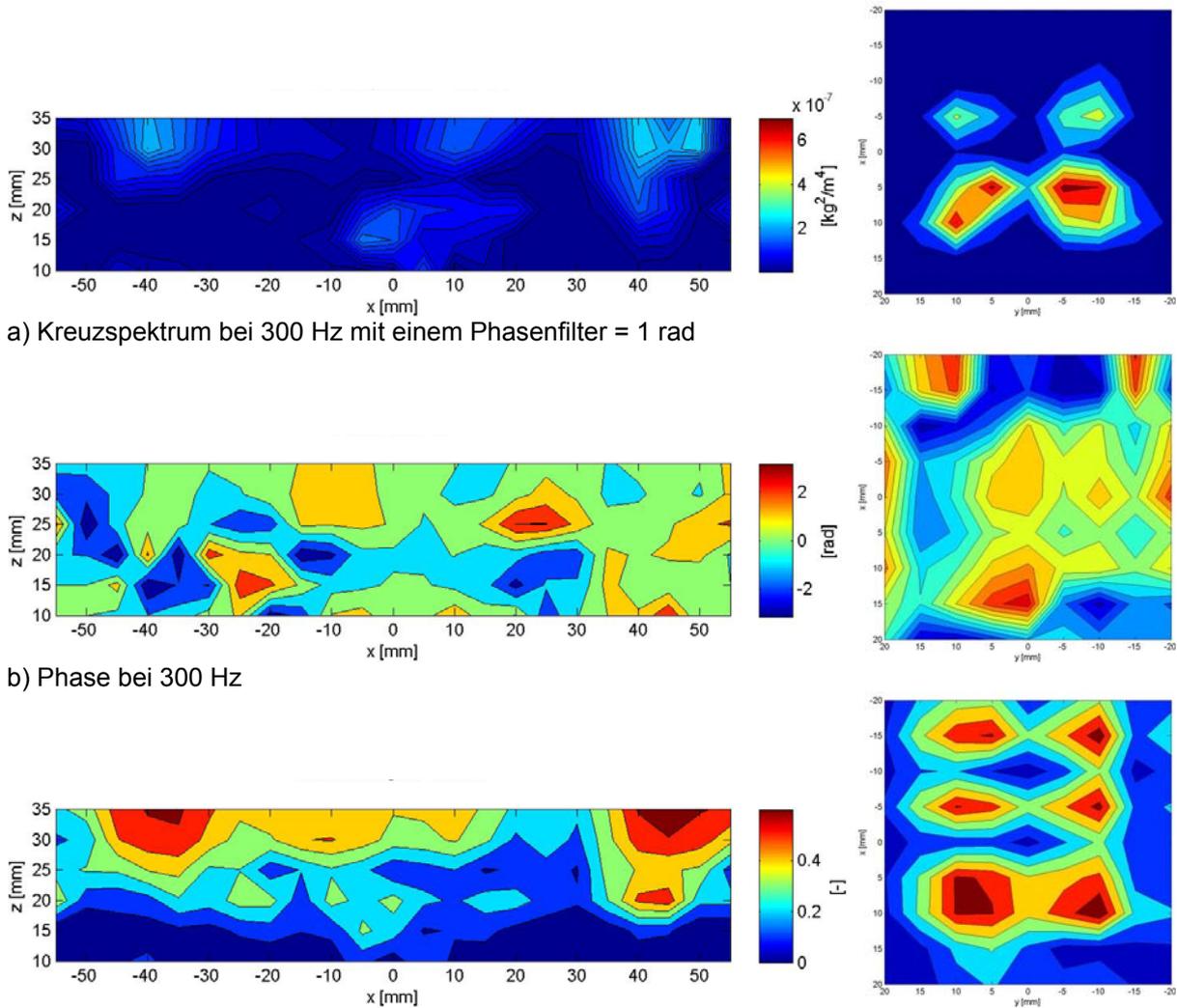
Beginnt man wieder mit der Betrachtung des Kreuzspektrums, so fällt hier sofort eine völlig andere Struktur als bei 40 Hz auf. Die Maxima in der vertikalen Ebene sind horizontal angeordnet, d.h. parallel zur x-Achse. Die Strukturen verändern sich zwar über die Höhe, aber relativ wenig über die Breite. Drei Maxima erscheinen in der vertikalen Ebene; diese sind weder gleichmäßig verteilt, noch kann man sie einem Flammenarm zuordnen. In der Ebene treten im Vergleich zur vertikalen Ebene kaum Schwankungen auf. Da sich aber die Ebene bei $z = 10$ mm befindet, d.h. in der vertikalen Ebene ganz unten, passen diese beiden Darstellun-

gen gut zusammen. Vergleicht man die Farbbalken der Kreuzspektren bei 150 Hz und bei 40 Hz, so fällt auf, dass bei 150 Hz die Maxima der Schwankungen um das 2,5-fache höher sind. Dies lässt auf Vorgänge außerhalb der Flamme schließen.

Auch in der Darstellung der Phase in Abbildung 47 b) sind horizontale Strukturen wiederzufinden, hier aber gleichmäßiger über die Breite verteilt. Auch in der Ebene treten gerade Strukturen auf, hier jedoch in vertikaler Richtung. Ein Phasensprung in der Abbildung der Phase ist nicht zu erkennen; dieser könnte auf eine Schallwelle hindeuten. Beachtet man die Koordinaten der Messpunkte, so wurde nie eine Phase von 0 rad gemessen. Dies deutet mehr auf eine Schallwelle oder Spiegelschwingung hin als auf gemessene Dichteschwankungen in der Flamme. Die Phase ist dort sehr konstant, wo im Kreuzspektrum die Maxima auftreten. Zwischen dem rechten und mittleren Maximum im Kreuzspektrum ist bei der Phase ein sehr niedriger Wert zu beobachten. Dieser bedingt durch den Phasenfilter die niedrigen Werte im Kreuzspektrum.

Der Korrelationsgrad bei 150 Hz stellt sehr große Werte dar, der Farbbalken zeigt Werte bis zu 0,9 an. Wie bereits erwähnt deuten sehr große Werte des Korrelationsgrades auf in sich korrelierte Strukturen hin. In diesem Fall könnte es ein Signal des Spiegels sein, wenn beide Spiegel in Phase zueinander oszillieren. Die Strukturen sind, so wie auch bei der Phase und dem Kreuzspektrum, in der vertikalen Ebene horizontal und in der Ebene vertikal. Der geringste auftretende Korrelationsgrad bei 150 Hz liegt in der Ebene und hat einen Wert von über 0,2.

Die Auswertung der Messergebnisse in der Resonanzfrequenz stellt die Dichteschwankungen der Strömung, Schallwellen und Spiegelschwingungen dar. Versucht man nun daraus die Dichteschwankung der Strömung abzulesen, könnte man über einen Phasenfilter versuchen, die störenden Einflüsse herauszufiltern. Falls die Spiegel zueinander aber in Phase oszillieren, so besteht die Möglichkeit, den Anteil der Spiegelschwingung zu filtern, nicht. Die Auswertung in der Resonanzfrequenz ist auf jeden Fall sehr schwierig und es stellt sich die Frage, ob es überhaupt möglich ist, in der Resonanzfrequenz verwertbare Ergebnisse zu erzielen. Eine Möglichkeit stellt die Betrachtung bei der ersten Oberschwingung dar. Hier kann davon ausgegangen werden, dass keine Spiegelschwingung mehr vorhanden ist, sofern die Resonanzfrequenz des Spiegels nicht zufällig der Frequenz der schwingenden Brennkammer entspricht.



c) Korrelationsgrad bei 300 Hz
Abbildung 48 Kreuzspektrum, Phase und Korrelationsgrad bei 300 Hz.

Abbildung 48 stellt Kreuzspektrum, Phase und Korrelationsgrad bei der ersten Oberschwingung von 300 Hz dar. Es wird davon ausgegangen, dass bei dieser Frequenz keine Spiegelschwingung vorhanden ist. Beginnen wir wieder mit der Untersuchung des Kreuzspektrums. Der Farbbalken zeigt hier wesentlich geringere Fluktuationen als bei den zwei anderen untersuchten Frequenzen. In der Ebene sind vier Strukturen erkennbar, welche fast quadratisch angeordnet sind. Die vertikale Ebene verläuft genau zwischen diesen Maxima, deshalb sind in der vertikalen Ebene die Fluktuationen auch wesentlich geringer. Die Fluktuationen treten um den Nullpunkt herum auf, d.h. um die Düsen Spitze. In der Ebene sind die Flammenarme nicht deutlich zu erkennen. In der vertikalen Ebene kann eine kleine Struktur ausgemacht werden, welche, so wie Abbildung 46 a), zwischen den Flammenarmen erscheint. Auch eine Schallwellenstruktur passt mit den Ergebnissen nicht zusammen.

Die Phase bei 300 Hz zeigt schon größere Unterschiede. So sind in der Ebene ganz oben Phasensprünge zu erkennen. Die Viererstruktur des Kreuzspektrums ist auch hier wieder zu erkennen. Die vertikale Ebene zeigt keine geordnete Struktur. Die horizontalen Strukturen der Resonanzfrequenz sind nicht mehr zu erkennen; die Phasenunterschiede im Vergleich mit den Phasenunterschieden bei 40 Hz deutlich höher.

Betrachtet man den Farbbalken des Korrelationsgrades, so ist dieser im Vergleich zu 40 Hz relativ hoch aber niedriger als bei 150 Hz. Der Korrelationsgrad in Abbildung 48 c) zeigt in der Ebene sechs Maxima. Diese sind so wie im Kreuzspektrum angeordnet, nur dass die obersten im Kreuzspektrum fehlen. Dies ist nachvollziehbar, wenn man die Phase betrachtet. So werden die zwei Maxima durch den Phasenfilter herausgefiltert. In der vertikalen Ebene steigt der Korrelationsgrad mit der Höhe stark an; zwei Maxima befinden sich auf der rechten und linken Seite der Darstellung. Diese passen mit Ergebnissen des Kreuzspektrums gut zusammen.

Einen Vorteil bieten die Ergebnisse bei der ersten Oberfrequenz. Der Anteil der Spiegelschwingung kann weitgehend ausgeschlossen werden. Dichteschwankungen werden in der ersten Oberschwingung durch Schallwellen beeinflusst; trotzdem sind Teile einer Flamme zu erkennen. Die unteren Maxima der Ebene in Abbildung 48 a) würden deutlich mit zwei Flammenarmen zusammenfallen. Auch die vertikale Ebene dieser Abbildung zeigt einen Flammenarm. Durch die erkennbaren Strukturen der Flammenarme kann davon ausgegangen werden, dass die Dichteschwankungen einen erheblichen Anteil am Signal haben.

Filterprozess

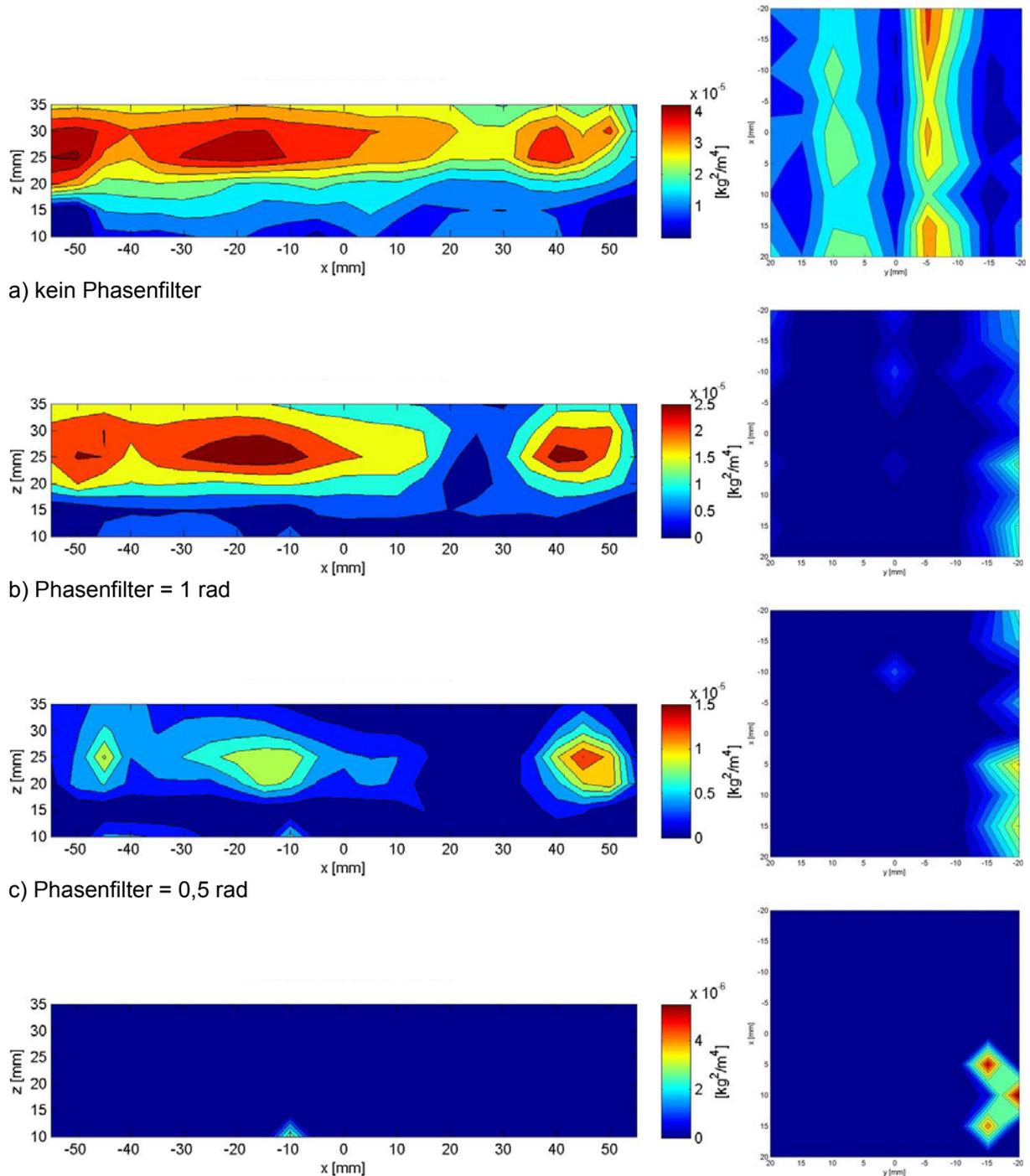


Abbildung 49 Kreuzspektrum der beiden Ebenen mit unterschiedlichem Phasenfilter.

Diese Abbildung stellt den Verlauf des Kreuzspektrums mit kleiner werdendem Phasenfilter dar. Es wurde die Resonanzfrequenz gewählt, um mit dem Filter verwertbare Ergebnisse zu erzielen. Mit dem Phasenfilter versucht man, den Anteil des korrelierten Signals, der nicht aus dem Messpunkt stammt, herauszufiltern. Bei der ersten Darstellung wurde kein Filter angewendet, d.h. hier wird das ganze korrelierte Signal dargestellt, auch wenn es nicht aus dem Messvolumen stammt. Die Farbbalken zeigen, dass mit kleiner werdendem Phasenfilter die

dargestellten Fluktuationen auch geringer werden. Dies ist nachvollziehbar, da bei kleiner werdendem Phasenfilter der Bereich des akzeptierten Signals auch enger wird. Wird zuerst die Ebene untersucht, so zeigt sich, dass vertikale Strukturen schon bei einem Phasenfilter von 1 rad verschwinden, d.h. die Strukturen stammen nicht aus dem Messvolumen. Die Maxima in der Ebene sind bei allen drei Darstellungen mit Phasenfilter auf der rechten Seite und bleiben dort. In der vertikalen Ebene kommen, bei kleiner werdendem Phasenfilter, die Maxima deutlicher heraus, bis sie bei einem Phasenfilter von 0,1 rad fast ganz verschwinden. Grundsätzlich würde ein sehr kleiner Phasenfilter den Ort der Dichteschwankungsentstehung zeigen. Falls der Phasenunterschied zwischen den beiden Signalen jedoch zufällig 2π oder ein ganzes Vielfaches von 2π beträgt, so zeigt dieser Filter keine Wirkung.

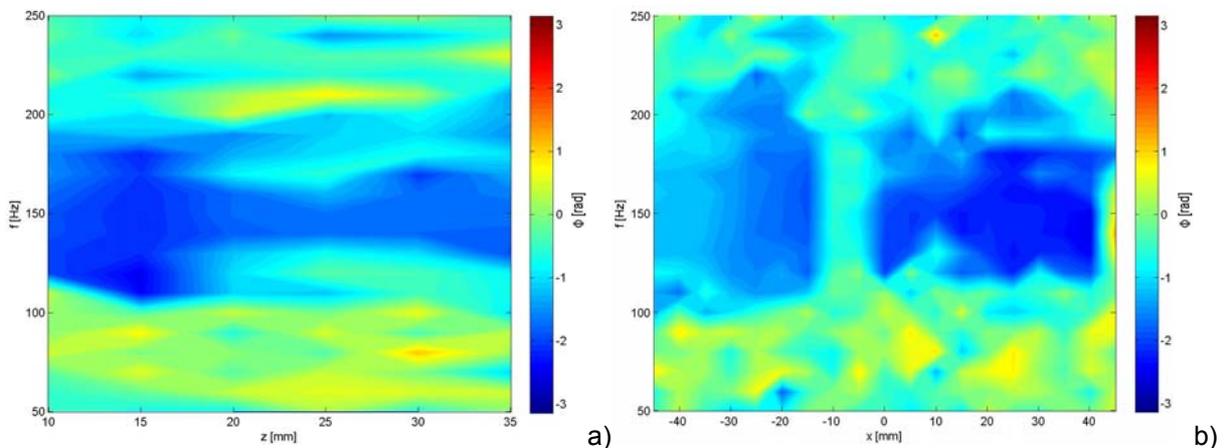


Abbildung 50 Phase zwischen Vibrometer 1 und Drucksensor a) Position über z ($x = 0$ mm, $y = 0$ mm), b) Position über x ($y = 0$ mm, $z = 10$ mm).

Auf der linken Seite dieser Abbildung ist die Phase zwischen einem Vibrometer und dem Drucksensor dargestellt. Der Drucksensor ist dabei an seinem festen Platz eingebaut und das Vibrometer verändert seine Position in Richtung z -Achse. Auf der rechten Seite fährt das Vibrometer in einer Höhe von $z = 10$ mm die x -Achse entlang. Hier darf angemerkt werden, dass der Drucksensor bei $x = -30$ mm eingebaut war.

Die Darstellung der Phase zwischen Vibrometer und Drucksensor zeigt in Abbildung 50 a) nur eine leichte Phasenänderung über den Weg z bei 150 Hz, wobei sich die Phase nicht kontinuierlich ändert. Geht man davon aus, dass bei 150 Hz eine Schallwelle detektiert wird, so müsste sich die Phase kontinuierlich über die Länge z ändern. Wir wissen aber, dass das Vibrometer sowohl Dichtfluktuationen, Spiegelschwingungen und Schallwellen detektiert.

Abbildung 50 b) zeigt, dass die Phase bei $x = -10$ mm annähernd 0 rad ist und rechts und links davon Richtung $\Phi = -2$ rad geht. Einleuchtend wäre, dass die Phase zwischen den Aufzeichnungsgeräten größer wird, je weiter sie voneinander entfernt sind, d.h. bei $x = -30$ mm müsste die Phase kleiner sein als bei $x = 40$ mm. Dies trifft annähernd zu, wobei die Erhöhung bei $x = -10$ mm damit noch nicht erklärt wäre.

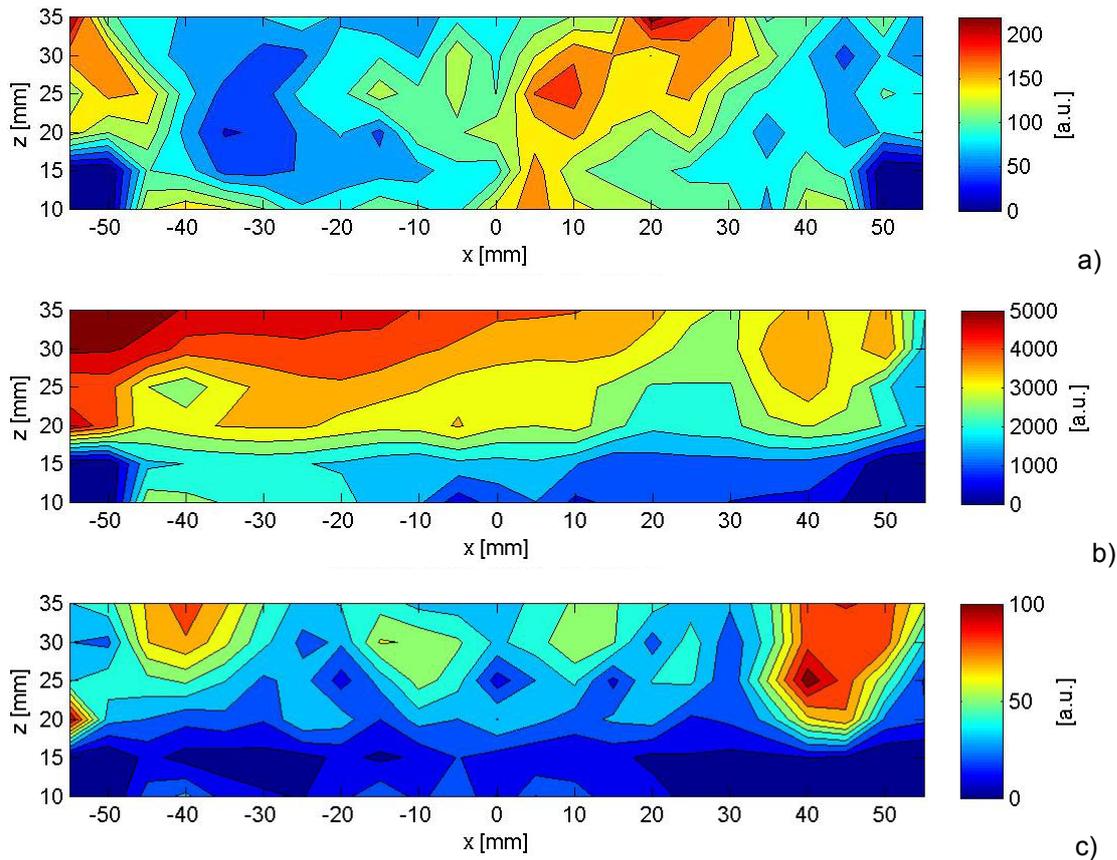


Abbildung 51 Kreuzspektrum der vertikalen Ebene von Druck und y-Vibrometer bei a) 30 Hz, b) 150 Hz, c) 300 Hz

Die Kreuzspektren der vertikalen Ebene in dieser Abbildung wurden mit dem Drucksensor und dem Vibrometer parallel zur y-Achse gemessen, d.h. das y-Vibrometer liefert integrale Daten über eine Linie parallel zur y-Achse. Diese Kreuzspektren sind daher nicht ortsaufgelöst. Abbildung 51 b) und c) stellen die Resonanzfrequenz und die erste Oberschwingung dar. Betrachtet man wieder die Farbbalken, so ist ersichtlich, dass hier die Fluktuationen bei der Resonanzfrequenz deutlich höher sind als bei den anderen beiden Frequenzen. Hier kann keine Angabe über die Einheit gemacht werden, da das Vibrometer Dichtefluktuationen aufzeichnet und der Drucksensor Druckfluktuationen.

Die Darstellung bei 40 Hz zeigt eine ähnliche Struktur wie das Kreuzspektrum beider Vibrometer. Hier treten aber die Fluktuationen auch mehr in der Mitte auf. Es könnte sich hier um alle drei Bereiche zwischen den Flammenarmen handeln, welche hier dargestellt werden. Auch die Struktur auf der linken Seite würde in diesem Fall einen Teil einer anderen Flamme darstellen.

Das Bild für 150 Hz zeigt wieder die parallele Struktur zur x-Achse, welche schon bei den ortsaufgelösten Bildern zu erkennen war. Dennoch sind die größeren Strukturen deutlich auf der linken Seite, so wie dies auch in Abbildung 47 a) der Fall ist.

Auch Bild c) für 300 Hz zeigt ein ähnliches Erscheinungsbild wie die Darstellungen im ortsaufgelösten Kreuzspektrum. Hier gibt es am Rand stärkere Strukturen und auch in der Mitte treten größere Amplituden auf. Dabei ist auffallend, dass das Bild sehr symmetrisch ist. Im Vergleich dazu sind die Bilder a) und b), unsymmetrisch.

Allgemein wird hier deutlich, dass die orts aufgelösten Darstellungen der Dichteschwankungen den Kreuzspektren der integralen Dichtewankungen und Druckschwankungen sehr ähnlich sind.

Fehlerbetrachtung

Die Ergebnisse, gerade bei der Resonanzfrequenz von 150 Hz, machen es nötig, die Spiegelschwingung zu untersuchen, da diese das Messergebnis der Dichtefluktuationen in der Strömung verfälscht. Um nun die Größenordnung der Spiegelschwingung im Messsignal zu erhalten, wurden an dem in der folgenden Abbildung gezeigten Aufbau Experimente durchgeführt.

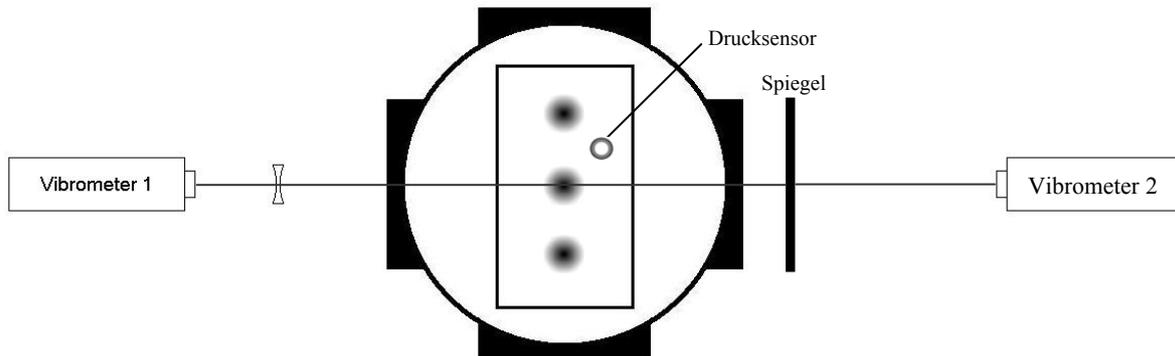


Abbildung 52 Schematischer Versuchsaufbau der Laservibrometrie zur Untersuchung der Spiegelschwingungen.

Für die Quantifizierung des Fehlers wurden beide Laserstrahlen von der jeweils gegenüberliegenden Seite auf die gleiche Stelle am Spiegel gerichtet, um so den Anteil der Spiegelschwingung im Messsignal errechnen zu können. Vibrometer 1 misst dabei die Dichtefluktuationen in der Brennkammer und den oszillierenden Spiegel, das Vibrometer 2 misst nur den oszillierenden Spiegel. Die Differenz beider Signale ergibt das reine Signal aus der Strömung. Um den durchschnittlichen Fehler zu errechnen, kann die gemessene Abweichung des Spiegels (Vibrometer 2) durch den Messwert (Vibrometer 1) dividiert werden um den Fehler in % abschätzen zu können.

$$Fehler = \frac{Abweichung}{Messwert} 100 = \frac{Spiegel}{Strömung} 100 \text{ in \%}$$

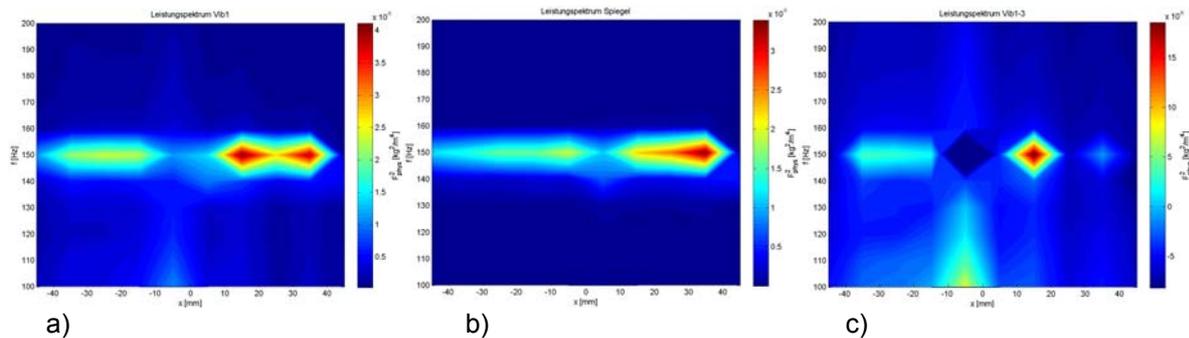


Abbildung 53 Leistungsspektren für die Linie parallel zur x-Achse bei $z = 10 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$. Für a) Vibrometer 1, b) Vibrometer 2, c) Differenz Vibrometer 1-2. Von 100 bis 200 Hz.

Abbildung 53 zeigt die Leistungsspektren der beiden Vibrometer. Dabei wurde hier die Frequenz von 100 bis 200 Hz dargestellt. Gemessen wurde über die Höhe x , in einem Abstand von den Düsen mit $z = 10 \text{ mm}$. Bild a) zeigt die gemessene Strömung mit Anteilen aus der Spiegelschwingung. Die Tatsache, dass die Amplituden bei der Resonanzfrequenz deutlich höher sind, wurde schon festgestellt. Geht man davon aus, dass der Spiegel samt seiner Einspannung mit der Resonanzfrequenz schwingt, so könnte man glauben, dass hier die Amplituden an jedem Punkt des Spiegels ähnlich sind. Dass dem nicht ganz so ist, zeigt Bild b). Eine eindeutige Schwingungsform ist hier nicht erkennbar. Subtrahiert man nun die Amplituden der Spiegelschwingung von dem der Strömungsmessung, bleiben nur mehr die Dichtefluktuationen und die Störung der Schallwelle über. Das Ergebnis zeigt Bild c). Hier gibt es einen starken Wechsel zwischen großen und kleinen Amplituden. Eine Struktur einer Dichteschwankung der Flamme ist nicht zu erkennen.

Berechnet man nun den Anteil der Spiegelschwingung am Signal von Vibrometer 1 ergibt sich folgende Tabelle:

Tabelle 13		Angabe der Fehler	
	Fehler		
Abweichung	in %		in $\text{kg}^2/\text{m}^4 \cdot 10^{-5}$
Mittlere	85.17		1.7235
Minimale	54.65		0.0717
Maximale	171.42		3.4261

Hier wird klar, dass der Anteil der Spiegelschwingung am Messsignal sehr hoch ist. Nicht ganz nachvollziehbar ist, warum die Amplitude des Spiegels im Punkt $x = -5 \text{ mm}$ größer ist, als die Amplitude der Strömung und des Spiegels. Hier kann es sich nur um ein Aufheben von Strömungs- und Spiegelfluktuation handeln. Dieser negative Wert der Differenz spiegelt sich in Tabelle 13 mit einem Fehler über 100 % wieder.

Ziel ist es, Messergebnisse zu erhalten, bei denen der Fehler durch den Spiegel herausgefiltert werden kann. Bis jetzt wurde nur ein Spiegel betrachtet, im Kreuzspektrum sind jedoch Signale aus beiden Spiegeln enthalten. Es kann davon ausgegangen werden, dass beide Spiegel mit der Resonanzfrequenz schwingen. Würden nun die Spiegel eine größere Phasendifferenz

zueinander aufweisen, so könnte mit einem Phasenfilter die Schwingung der Spiegel herausgefiltert werden.

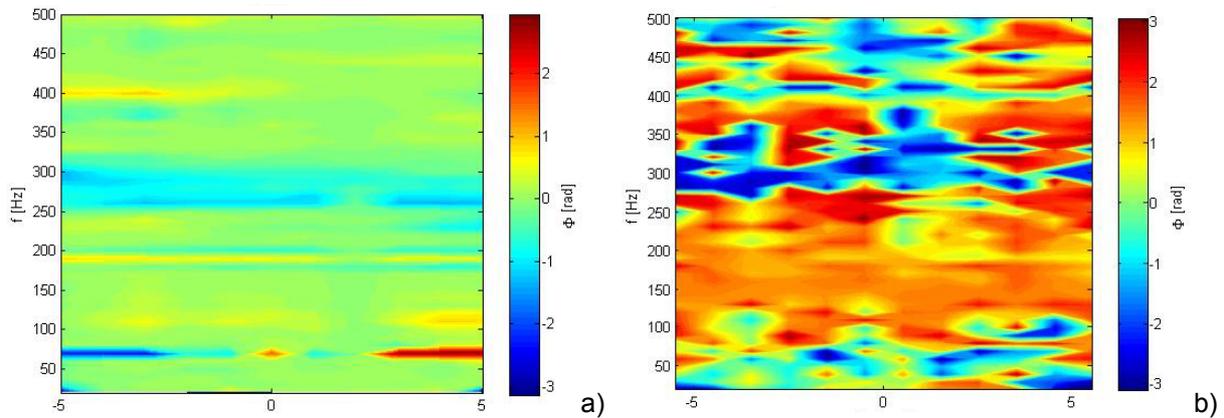


Abbildung 54 Phasenbeziehung zwischen a) den zwei Spiegeln, b) Drucksensor und Spiegel.

Abbildung 54 zeigt nun diese Untersuchung zwischen a) der Phase zwischen beiden Spiegeln und b) der Phase zwischen Drucksensor und Spiegel. Hier zeigt sich, dass die Spiegel keine Phasendifferenz bei 150 Hz zueinander aufweisen. Dadurch kann der Phasenfilter zur Herausfilterung des störenden Spiegelsignals nicht angewendet werden.

Bis zu diesem Zeitpunkt gibt es keine Möglichkeit, ein störendes Signal von einem oszillierenden Spiegel heraus zu filtern. Abbildung 54 b) zeigt die Phasenbeziehung zwischen Spiegel und Drucksensor. Auch hier ändert sich die Phase nicht. Dies verdeutlicht den Abstand bzw. die Laufzeit der Schallwelle zwischen Drucksensor und Spiegel.

6. Zusammenfassung

Diese Arbeit untersucht eine Modellbrennkammer mit drei Drallbrennern. Es wurden zwei verschiedene Betriebspunkte der Flamme untersucht, zum einen eine Flamme unter atmosphärischen Bedingungen und zum anderen eine Flamme in einem Rohrsystem, auch unter atmosphärischen Bedingungen. Im Rohrsystem konnten Frequenzen von 133 Hz, 147 Hz und 180 Hz detektiert werden. Für die Untersuchung wurde optische, berührungslose Messtechnik verwendet. Der Vorteil der berührungslosen Messtechnik besteht darin, dass das Messobjekt während der Messung nicht beeinflusst wird. Zuerst wurde eine Schlierenvisualisierung durchgeführt, danach wurde mittels Hochgeschwindigkeitskamera das blaue Eigenleuchten der Flamme aufgezeichnet und mittels FFT die Frequenzspektren gebildet. Zum Schluss wurde mittels Dual-Laservibrometrie die Dichtefluktuationen orts- und frequenz aufgelöst gemessen.

Die Verbrennung fand in einer drallstabilisierten, vorgemischten, turbulenten, Methan-Flamme statt. Die Flamme außerhalb des Brennkammerprüfstandes bzw. Rohrsystems war recht hoch, hatte aber eine geringe seitliche Ausdehnung. Im Brennkammerprüfstand hatte die Flamme eine größere seitliche Ausdehnung, war aber nicht so hoch, dies wurde auch durch die Schwallwelle im Rohrsystem beeinflusst.

Außerhalb des Brennkammerprüfstandes zeigte die Frequenzanalyse des Eigenleuchtens ein Abklingen der Amplituden bei höheren Frequenzen. Die Fluktuationen waren eher zufällig. Die Schlierenvisualisierung zeigte relativ homogene Strukturen, was auf die vorgemischte Flamme zurückzuführen ist. Die Dual-Laservibrometrie zeigte die drei Flammenarme bei 490 Hz, bei 30 Hz fanden die Dichteschwankungen eher zwischen den Flammenarmen statt. So wie das Eigenleuchten zeigte, klingen auch die Amplituden der Dichteschwankung mit höheren Frequenzen ab.

Im Brennkammerprüfstand wurden die Fluktuationen der Flamme um die 150 Hz genauer untersucht. Fotos zeigen die veränderte Flammenform in der Brennkammer. Die Ergebnisse der Hochgeschwindigkeitskamera zeigen die Fluktuation des Eigenleuchtens bei 147,1 Hz deutlich. Die Schlierenaufnahmen in der Brennkammer zeigen starke Dichtegradienten mit welchem die Flamme gegen die Brennkammer abschließt. Die Untersuchung der Flamme mittels Dual-Laservibrometrie brachte gute Ergebnisse bei 40 Hz. So fanden die Dichteschwankungen bei dieser Frequenz wieder zwischen den Flammenarmen statt. Die Phase war relativ gering und der Korrelationsgrad zeigte keine überlagerten Signale an. Bei der Untersuchung der Resonanzfrequenz zeigten sich linienartige Strukturen, im Kreuzspektrum, in der Phase so wie auch im Korrelationsgrad. Der hohe Korrelationsgrad von 0,9 deutet auf in sich korrelierte Strukturen hin. Das Messsignal beinhaltet Fluktuationen der Strömung, der Schwallwelle und einer möglichen Spiegelschwingung. Der Versuch durch einen geeigneten Phasenfilter verwertbare Informationen zu bekommen war nicht erfolgreich. Deshalb wurde versucht, die Ergebnisse bei der ersten Oberschwingung von 300 Hz zu betrachten, um die Spiegelschwingung aus dem Signal heraus zu filtern. Der Korrelationsgrad war deutlich geringer, aber im Vergleich zu 40 Hz noch relativ hoch. Die Ergebnisse zeigten gleichmäßig verteilte Struktu-

ren, welche relativ symmetrisch auftraten. Eine weitere Untersuchung der Phase zwischen dem Drucksensor und einem Vibrometer zeigten keine eindeutigen Ergebnisse betreffend einer Schallwelle. Um den Fehler durch eine Spiegelschwingung abschätzen zu können, wurde die Strömung mit Spiegel und nur der Spiegel gemessen. Es stellte sich heraus, dass bei 150 Hz beide Signale sehr ähnlich waren, was so viel heißt, dass der Spiegel den Hauptanteil am Messsignal liefert. Es wurde versucht die Spiegelschwingung durch einen Phasenfilter herauszufiltern, es zeigte sich aber, dass die Spiegel in Phase zueinander oszillierten, was es unmöglich macht die Spiegelschwingung durch einen Phasenfilter herauszufiltern.

Die Messergebnisse weit ab von Resonanzfrequenz und Oberschwingungen können die Flamme gut darstellen. Sinnvolle Ergebnisse aus Resonanzfrequenz und Oberschwingung zu bekommen, ist jedoch mit einigen Problemen verbunden.

7. Literaturverzeichnis

- Dowling 2005** Dowling, Ann P.; Morgan Aimee S.: Feedback Control of Combustion Oscillations. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 37 (2005), S. 151-82
- Giezendanner 2005** GIEZENDANNER, R.; WEIGAND, P.; DUAN, X. R.; et al.: Laser-Based Investigations of Periodic Combustion Instabilities in a Gas Turbine Model Combustor. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, July, Vol. 127 (2005), S. 492-496
- Hampel 2005** HAMPEL, Bernd: *Ortsaufgelöste laseroptische Messungen von Dichtefluktuationen in turbinenrelevanten Gasströmungen*. Graz, Technische Universität, Maschinenbau, Dissertation, 2005
- Heimel 2010** HEIMEL, Martin: *Untersuchung von Flammen und Flammeninstabilitäten mittels optischer Messtechnik*. Graz, Technische Universität, Maschinenbau, Diplomarbeit, 2010
- Joos 2006** JOOS, Franz: *Technische Verbrennung – Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Berlin: Springer, 2006. - ISBN 3-540-34333-4
- Mayrhofer 2001** MAYRHOFER, Norbert: *Optische Strömungsmessung in Turbomaschinen mit Laser-Interferometern*. Graz, Technische Universität, Maschinenbau, Dissertation, 2001
- Oertel 1989** OERTEL, Herbert sen; OERTEL, Herbert jun.: *Optische Strömungsmeßtechnik*. Karlsruhe: Braun, 1989. – ISBN 3-7650-1012-X