

Untersuchung von Flammen und Flammeninstabilitäten mittels optischer Messtechnik

Heimel Martin

Diplomarbeit am Institut für Thermische Turbomaschinen und
Maschinendynamik / Technische 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, Flammenwechselwirkung in einer Gasturbinenbrennkammer, gefördert.
FWF – Der Wissenschaftsfond

Graz, März 2010

Danksagungen

Ich danke dem Institutsvorstand Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir, welcher mit dem angenehmen und freundlichen Arbeitsklima am Institut eine gute Grundlage für wissenschaftliches Arbeiten aufrechterhält und fördert. Ebenso für die umfangreiche und hochwertige Ausstattung des Institutes mit Geräten rund um thermische Turbomaschinen sei gedankt.

Ganz besonderen Dank möchte ich meinem Betreuer, Herrn Ao. Univ.-Prof. DI Dr. techn. Jakob Woisetschläger, für das Engagement und den unermüdlichen Einsatz aussprechen, mit dem er mich bei meiner Arbeit, sei es durch Diskussionen oder durch Hilfe bei Messungen unterstützte. Auch für die Bereitstellung von Literatur und Software sowie der Vermittlung von Fachwissen und Begeisterung für alle Arten optischer Messtechnik danke ich an dieser Stelle.

Ein herzliches Dankeschön für meinen Betreuer und Kollegen DI Stefan Köberl. Da durch seine gewissenhafte Arbeit bezüglich seiner Dissertation diese Diplomarbeit überhaupt möglich wurde, war er der erste Ansprechpartner sobald es sich um technische Details, Verbrennungsphänomene, Messverfahren oder der Diskussion von Ergebnissen handelte.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei Frau Bianca Puntigam, welche mir in Ihrer Funktion als Sekretärin und Bibliothekarin eine große Hilfe beim raschen Erledigen aller Anträge und bei der Literatursuche war.

Danke an alle anderen Mitarbeiter des Institutes, welche durch ihre Arbeit und Hilfsbereitschaft dazu beigetragen haben, viele Fragen in theoretischer und praktischer Hinsicht zu klären.

Zu guter Letzt möchte ich mich natürlich noch bei der institutseigenen Espressomaschine bedanken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre und welche immer noch unermüdlich für Flecken am Hemd und gute Laune unter allen Benutzern bemüht ist.

Heimel Martin

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

.....

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden mehrere Verfahren zur optischen Verbrennungsanalyse und Visualisierung vorgestellt, welche geeignet sind Aussagen bezüglich dem Verhalten einer instabilen und fluktuierenden Flamme unter atmosphärischen Bedingungen zu machen. Gemessen wird an einer radialsymmetrischen Methan-Diffusionsflamme und an einer vorgemischten Methan-Flamme eines Drallbrenners. Betrachtet wird unter anderem das Eigenleuchten, anhand dessen die Zonen größter Wärmefreisetzung identifiziert werden können. Eine Frequenzanalyse der spezifischen Ausstrahlung liefert erste Informationen über mögliche Verbrennungs-Schwankungen, und eine Schlierenvisualisierung unterstützt das Verständnis der Vorgänge und dem Auftreten von Dichteschwankungen um die Verbrennungszone herum. Weiters wird eine differentialinterferometrische Untersuchung durchgeführt, um lokale Absolutwerte für Dichte und Dichteschwankungen zu erhalten. Erstmals wird auch mit zwei Laservibrometern eine frequenz- und orts aufgelöste Messung von Dichteschwankungen in Anlehnung an die Arbeiten von Hampel (2005) und Fontaneto (2008) anhand einer nicht rotationssymmetrischen reaktiven Strömung durchgeführt. Besonderes Augenmerk soll dabei auf die Erkennung von Instabilitäten während der Verbrennung gelegt werden, welche das Verhalten und die Interaktion von Flammen prägen.

Die Abschnitte gliedern sich in die Beschreibung der Grundlagen aller eingesetzten Messverfahren und die erlangten Resultate an beiden Brennern.

Abstract

The present work covers methods for optical flame-analysis and visualisation, which are used for investigations on the behaviour of fluctuating flames and instabilities in combustion under atmospheric conditions. Measurements have been carried out on methane-diffusion flames with rotational symmetry and on premixed methane flames for a swirl type burner. Analysis of chemiluminescence leads to information about the distribution of heat release above the burner unit. Furthermore, an analysis of high speed images of chemiluminescence in the frequency-domain has been carried out to be able to find characteristic frequencies of instabilities in combustion. To complete a first investigation, a Schlieren-setup for means of visualisation and thus better understanding of how combustion and density gradients of ambient hot exhaust gases are connected, is used. Measurements of both average density and fluctuations in density are achieved by applying differential interferometry (shearing interferometry) where the advantage of coherent light is taken in order to measure differences in phase along the path of a broadened laser-beam. Density fluctuations are also measured by cross-correlating signals of two intersecting lasers, which correspond to a Mach-Zehnder type interferometer. Unlike previous results, the outcome of dual-laser-vibrometry is both space- and frequency-resolved. Hampel (2005) and Fontaneto (2008) were the first to apply this particular method on density fluctuations, here a non-symmetric flame is being studied in terms of instabilities which are crucial when it comes to flame-flame-interactions.

The basics of each method are explained at the beginning, followed by the results achieved on the circular diffusive flame and the premixed flame of the swirl burner.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----|
| Verzeichnis der Abbildungen..... | VII |
| Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen, Symbole und Variablen..... | XII |
| | |
| 1. Einleitung | 1 |
| 1.1. Motivation | 1 |
| 1.2. Ziele und Aufgabenstellung | 3 |
| 2. Grundlagen der Messverfahren | 4 |
| 2.1. Flammleuchten | 4 |
| 2.2. Flammenanalyse mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera | 8 |
| 2.3. Tomografische Methoden..... | 13 |
| 2.4. Schattenmethode und Schlierenmethode..... | 18 |
| 2.5. Differentialinterferometrie | 24 |
| 2.6. Laservibrometrie | 33 |
| 3. Aufbau der Brenner | 45 |
| 3.1. Radialsymmetrischer Diffusionsbrenner | 45 |
| 3.2. Drallbrenner..... | 46 |
| 4. Messungen an der radialsymmetrischen Diffusionsflamme (CH ₄ und N ₂ -CH ₄) | 48 |
| 4.1. Flammleuchten | 48 |
| 4.1.1. CH ₄ - Flamme..... | 48 |
| 4.1.2. N ₂ -CH ₄ - Flamme | 51 |
| 4.2. Flammenanalyse mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera | 55 |
| 4.2.1. CH ₄ - Flamme | 57 |
| 4.2.2. CH ₄ -N ₂ - Flamme | 59 |
| 4.3. Schlierenaufnahmen | 60 |
| 4.4. Differentialinterferometrie | 61 |
| 4.4.1. Motivation | 61 |
| 4.4.2. Aufbau | 61 |
| 4.4.3. Ergebnisse bei der CH ₄ - Flamme | 64 |
| 4.4.4. Kalibrierung und Fehlerbetrachtung | 70 |
| 4.4.5. Ergebnisse bei der CH ₄ -N ₂ - Flamme..... | 71 |
| 4.4.6. Kalibrierung und Fehlerbetrachtung | 78 |
| 4.5. Laservibrometrie | 78 |
| 4.5.1. Motivation | 78 |

| | | |
|----------|--|-----|
| 4.5.2. | Aufbau | 78 |
| 4.5.3. | Ergebnisse bei der CH ₄ -N ₂ - Flamme..... | 79 |
| 4.5.4. | Fehlerbetrachtung | 87 |
| 5. | Messungen am Drallbrenner | 88 |
| 5.1. | Flammleuchten | 88 |
| 5.1.1. | Motivation | 88 |
| 5.1.2. | Ergebnisse | 88 |
| 5.2. | Flammenanalyse mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera | 91 |
| 5.3. | Schlierenaufnahmen | 92 |
| 5.4. | Laservibrometrie | 94 |
| 5.4.1. | Motivation | 94 |
| 5.4.2. | Aufbau | 94 |
| 5.4.3. | Ergebnisse | 95 |
| 6. | Ausblick..... | 108 |
| 7. | Literaturverzeichnis..... | 111 |
| Anhang A | Strahlableitung in einem Dichtefeld | 114 |
| Anhang B | Realisierungen eines Schlierenaufbau | 116 |
| Anhang C | Grundlagen der Interferometrie | 118 |
| Anhang D | Zusammenstellungszeichnungen | 120 |

Verzeichnis der Abbildungen

| | | |
|-------------------|--|----|
| Abb. 1.1.1 | An einem Übergangsstück zu einer Brennkammer entstandener Schaden durch Brennkammerpulsationen (Joos 2006 zit. nach Swell et al. 2004). | 2 |
| Abb. 2.1.1 | Reaktionsflussanalyse an einer vorgemischten laminaren CH ₄ - Flamme bei stöchio-metrischer und atmosphärischer Verbrennung. | 5 |
| Abb. 2.1.2 | Emissionen einer Kerzenflamme im sichtbaren Bereich. | 6 |
| Abb. 2.1.3 | Auslöschung von Licht bei Durchgang durch ein optisch dickes (a) und optisch dünnes (b) Medium. | 8 |
| Abb. 2.2.1 | Verbrennungsfluktuation an einem Methanbrenner, aufgenommen durch eine Hochgeschwindigkeitskamera mit 300 Frames pro Sekunde. | 9 |
| Abb. 2.2.2 | Vorgangsweise beim Anwenden der Fourier-Analyse. | 10 |
| Abb. 2.2.3 | Der Weg vom physikalischen Zeitsignal bis zum Ergebnis der diskreten Fourier-Transformation. | 11 |
| Abb. 2.2.4 | Theoretisches und diskretes Leistungsspektrum (Hampel 2005). | 13 |
| Abb. 2.3.1 | Objekt $f(r,\varphi)$ in Polarkoordinaten und Projektion $h(p,\theta)$, dargestellt für einen Beobachtungswinkel θ (Hipp, Reiterer 2003). | 14 |
| Abb. 2.3.2 | Darstellung einer gefilterten Rückprojektion einer Dichteverteilung. (Philipp 1991). | 17 |
| Abb. 2.3.3 | Rekonstruktion einer Temperaturverteilung mittels ART. (Philipp 1991). | 18 |
| Abb. 2.4.1 | v.l.n.r.: Aufnahme der Schockwellen eines Geschosses (Ernst Mach); Schlierenbild einer Gewehrkugel durch eine Kerzenflamme (Hubert Schardin); Zeichnung eines Schlierenbildes, erzeugt durch eine sphärische Schockwelle bei elektrischer Funkenentladung (August Toepler); (Settles 2001). | 19 |
| Abb. 2.4.2 | links: Lichtwellen treffen schräg auf ein optisch dichteres Medium und werden zum Lot gebrochen. rechts: Das optisch dichtere Medium weist einen Gradienten in der Dichte auf - die eintreffenden Lichtwellen werden kontinuierlich gebrochen. | 20 |
| Abb. 2.4.3 | Ablenkung eines Strahls durch Dichtegradienten in einem Testvolumen. | 21 |
| Abb. 2.4.4 | Prinzipieller Aufbau zur Schattenmethode mit parallelem Licht. | 22 |
| Abb. 2.4.5 | oben: Schlierenaufbau mit zwei Linsen ohne Schlierenblende. mitte: Eine Schlieren- blende im Fokus lässt nur abgelenkte Strahlen passieren. unten: Ein, mit einer Kamera aufgenommenes Bild des Schlierenobjektes. | 23 |
| Abb. 2.5.1 | Phasenunterschiede zwischen Lichtwellen | 25 |
| Abb. 2.5.2 | kohärentes Licht dringt durch einen Bereich mit unterschiedlichem Brechungsindex und erzeugt die Phasenverteilung mit einem Maximum auf der Mittellinie. | 27 |
| Abb. 2.5.3 | Strahlengang bei einer differential-interferometrischen Messung mit zwei Parabolspiegel. | 28 |
| Abb. 2.5.4 | Effekt auf das Interferogramm bei Verkippen des Spiegels. | 29 |
| Abb. 2.5.5 | Effekt auf das Interferogramm bei Verkippen des Strahlteilers. | 29 |
| Abb. 2.5.6 | Mit Hilfe der Differentialinterferometrie aufgenommenes Interferogramm. | 30 |
| Abb. 2.5.7 | Interferogramm mit überlagertem Trägerstreifensystem mit Flamme (a) und als Referenz ohne Flamme (b) . In (c) und (d) ist das zu (a) und (b) gehörende Raumfrequenzspektrum dargestellt, mit der nullten Ordnung in der Mitte des Bildes und der modulierten Trägerfrequenz im markiertem Fenster. (e) und (f): Anhand des Frequenzfilters ermitteltes Modulo- 2π -Bild. | 32 |
| Abb. 2.5.8 | (gekippte) Phasenverteilung der Messung mit Flamme (a) und als Referenz (b) . In (c) ist die Phasenverteilung von (a) nach Subtraktion des Referenzbildes zu sehen. (d) resultiert aus dem rechnerischen Entfernen des | |

| | |
|-------------------|---|
| | Tilts (Zurückkippen) von (a). Das Ergebnis der Integration eines Bildausschnittes aus (e) und über mehrere Aufnahmen gemittelt, stellt (f) dar... 33 |
| Abb. 2.6.1 | Typische Skizze eines Interferometers zur Messung von Längenänderungen Δz 34 |
| Abb. 2.6.2 | Funktionsweise eines akusto-optischen Modulators (Eichler 2006)..... 35 |
| Abb. 2.6.3 | Skizze eines Interferometers zur Messung von integralen Dichtefluktuationen..... 36 |
| Abb. 2.6.4 | links: oben ein Eingangssignal als frequenzmoduliertes Spannungssignal des Photodetektors, unten das demodulierte Ausgangssignal (Woisetschläger, Vorlesungsskript). rechts: Geschwindigkeits- und Wegsignal-Stärke einer Laservibrometer-Messung..... 36 |
| Abb. 2.6.5 | Bildung der Korrelationsfunktion aus zwei teilkorrelierten Signalen (Hampel 2005)..... 38 |
| Abb. 2.6.6 | Der Weg vom Signal zum Kreuzspektrum (Hampel 2005)..... 39 |
| Abb. 2.6.7 | Zwei sich kreuzende Vibrometer bei der Messung in einem Punkt des Dichtefeldes..... 40 |
| Abb. 2.6.8 | Entlang der Strahlen summieren sich sämtliche Dichtefluktuationen auf und werden gemessen (schwarz). Erst bei der anschließenden Korrelation kommt der Signalanteil (grün) zum Vorschein. 41 |
| Abb. 2.6.9 | Aufbau für eine Dual-Vibrometer-Messung..... 43 |
| Abb. 3.1.1 | Schnittzeichnung des Diffusionsbrenners (Kawanabe 2000)..... 45 |
| Abb. 3.2.1 | (a) Schnitt durch eine Brenneinheit (Köberl S.); (b) Blick in den Brennraum; (c) Drallerzeuger (Köberl S.)..... 46 |
| Abb. 4.1.1 | Abgehobene CH ₄ - Flamme, aufgenommen mit ISO 200, Blende F/5,6 und einer Belichtungszeit von 1,3 s, alle Angaben im Bild sind in mm. 49 |
| Abb. 4.1.2 | Tomografische Rekonstruktion der Schnittebenen aus Abb. 4.1.1 (d). Die Abmessungen eines Schnittes betragen 110 mm x 110 mm. 50 |
| Abb. 4.1.3 | Abgehobene CH ₄ -N ₂ - Flamme, aufgenommen mit ISO 400, F/5,6 und einer Belichtungszeit von 1,6 s..... 51 |
| Abb. 4.1.4 | Tomografische Rekonstruktion der Schnittebenen aus Abb. 4.1.3 (d). Die Abmessungen eines Schnittes betragen 90 mm x 90 mm. 52 |
| Abb. 4.1.5 | Vergleich der spezifischen Ausstrahlung zwischen CH ₄ - und N ₂ -CH ₄ - Flammen. 54 |
| Abb. 4.2.1 | Rohbild einer Frequenzanalyse der Bildintensität..... 55 |
| Abb. 4.2.2 | 1/f-Rauschen mit offenem Objektiv und verdunkelter Beleuchtung bei einer Framerate von 300 fps und 2048 verwendeten Einzelframes. 56 |
| Abb. 4.2.3 | 1/f-Rauschen mit verschlossenem Objektiv bei einer Framerate von 300 fps und 2048 verwendeten Einzelframes. 57 |
| Abb. 4.2.4 | Spektren einer CH ₄ - Flamme mit Luftzufuhr durch den Brenner. 2048 Frames zu 300 fps. Abb. 4.2.1 ist dieser Serie entnommen. 58 |
| Abb. 4.2.5 | Spektren einer CH ₄ - Flamme. 4096 Frames zu 300 fps. 58 |
| Abb. 4.2.6 | Spektren einer CH ₄ -N ₂ - Flamme. 2048 Frames zu 300 fps..... 59 |
| Abb. 4.3.1 | Aufnahmen einer reinen CH ₄ - Flamme mit Zuluft. links: Langzeitbelichtung Eigen-leuchten (~1,3 s); mitte: Langzeitbelichtung Farbschlieren und Eigenleuchten (~1/3 s); rechts: Farbschlieren (~1/4000 s) (Fontaneto 2008). ... 60 |
| Abb. 4.4.1 | Aufbau für differentialinterferometrische Messungen. 62 |
| Abb. 4.4.2 | Strahlführung und Aufbau auf einem luftgepumpten Tisch der Firma Newport. 63 |
| Abb. 4.4.3 | Strahlengang im Interferometer..... 63 |
| Abb. 4.4.4 | Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. 64 |

- Abb. 4.4.5** Ausgewertete Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. Zu sehen sind positive (rot) und negative (blau) Gradienten in der Phase..... 64
- Abb. 4.4.6** Integriert man über einen Teilausschnitt der Bilder aus Abb. 4.4.5 in Scherungsrichtung (hier horizontal), erhält man die Phasenverteilung in Bezug auf den ungestörten Randbereich (Format 391 x 392 Pixel, verzerrte Abbildung)..... 64
- Abb. 4.4.7** (a) Mittelwert über 10 Einzelbilder (Format 157 x 204 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (b) Mittelwert über 800 Einzelbilder (Format 157 x 204 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (c) Integrale Dichteverteilung (entlang des optischen Weges) des schwarz markierten Bereichs aus (b) (Format 106 x 105 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (d) Dichtefluktuation; entspricht der Standardabweichung (Format 106 x 105 mm, verzerrungsfreie Abbildung)..... 65
- Abb. 4.4.8** Tomografische Rekonstruktion der mittleren Dichteverteilung dargestellt als Abweichung zur Umgebungsdichte (Luft) aus Abb. 4.4.7 (c), (Format 106 x 106 mm). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110$ mm; (b) $z = 100$ mm; (c) $z = 90$ mm; (d) $z = 80$ mm; (e) $z = 70$ mm; (f) $z = 60$ mm, der Methangasjet unterhalb der Verbrennungszone ist zu erkennen..... 66
- Abb. 4.4.9** Verlauf der mittleren Dichteabweichung entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110$ mm; (b) $z = 100$ mm; (c) $z = 90$ mm; (d) $z = 80$ mm; (e) $z = 70$ mm; (f) $z = 60$ mm (korrigiert zwischen -15 mm und +15 mm für reines Methan bei $x = 0$ mm)..... 68
- Abb. 4.4.10** Tomografische Rekonstruktion der Dichteschwankungen aus Abb. 4.4.7 (d), (Format 106 x 106 mm). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110$ mm; (b) $z = 100$ mm; (c) $z = 90$ mm; (d) $z = 80$ mm; (e) $z = 70$ mm; (f) $z = 60$ mm..... 69
- Abb. 4.4.11** Verlauf der Dichteschwankungen entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110$ mm; (b) $z = 100$ mm; (c) $z = 90$ mm; (d) $z = 80$ mm; (e) $z = 70$ mm; (f) $z = 60$ mm. 70
- Abb. 4.4.12** Sichtbare Scherung an einer Kante 70
- Abb. 4.4.13** Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. 71
- Abb. 4.4.14** Ausgewertete Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. Zu sehen sind positive (rot) und negative (blau) Gradienten in der Phase..... 72
- Abb. 4.4.15** Integriert man über einen Teilausschnitt der Bildern aus Abb. 4.4.14 in Scherungsrichtung (hier horizontal), erhält man die Phasenverteilung in Bezug auf den ungestörten Randbereich (Format 327 x 437 Pixel, verzerrte Abbildung)..... 72
- Abb. 4.4.16** (a) Mittelwert über 10 Einzelbilder (Format 182 x 237 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (b) Mittelwert über 800 Einzelbilder (Format 182 x 237 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (c) Integrale Dichteverteilung des schwarz markierten Bereichs aus (b) (Format 103 x 138 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (d) Dichtefluktuation entspricht der Standardabweichung (Format 103 x 138 mm, verzerrungsfreie Abbildung). 73
- Abb. 4.4.17** Tomografische Rekonstruktion der mittleren Dichteverteilung dargestellt als Abweichung zur Umgebungsdichte (Luft) aus Abb. 4.4.16 (c), (Format 103 x 103 mm). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 137$ mm; (b) $z = 122$ mm; (c) $z = 107$ mm; (d) $z = 92$ mm; (e) $z = 77$ mm; (f) $z = 62$ mm. 74
- Abb. 4.4.18** Verlauf der mittleren Dichteabweichung entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 137$ mm;

| | | |
|--------------------|--|----|
| | (b) z = 122 mm; (c) z = 107 mm; (d) z = 92 mm; (e) z = 77 mm; (f) z = 62 mm..... | 75 |
| Abb. 4.4.19 | Tomografische Rekonstruktion integraler Dichteschwankungen aus Abb. 4.4.16 (d), (Format 103 x 103 mm). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) z = 137 mm; (b) z = 122 mm; (c) z = 107 mm; (d) z = 92 mm; (e) z = 77 mm; (f) z = 62 mm. | 76 |
| Abb. 4.4.20 | Verlauf der Dichteschwankungen entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) z = 137 mm; (b) z = 122 mm; (c) z = 107 mm; (d) z = 92 mm; (e) z = 77 mm; (f) z = 62 mm. | 77 |
| Abb. 4.5.1 | Aufbau zur Messung mittels Dual-Laservibrometrie. | 79 |
| Abb. 4.5.2 | Ungefiltertes Kreuzspektrum zwischen 10 Hz und 25 Hz in einer Höhe von z = 110 mm über der Düse. | 80 |
| Abb. 4.5.3 | Ungefiltertes Kreuzspektrum zwischen 30 Hz und 300 Hz in einer Höhe von z = 110 mm über der Düse. Darstellung der Quadratwurzel (Einheit kg/m ²). | 80 |
| Abb. 4.5.4 | Werte des Phasenwinkels zwischen 10 Hz und 300 Hz in einer Höhe von z = 110 mm über der Düse. | 81 |
| Abb. 4.5.5 | Korrelationsgrad als Indikator für die Qualität des Signals von 10 bis 300 Hz. | 82 |
| Abb. 4.5.6 | Gefiltertes Kreuzspektrum zwischen 10 und 25 Hz. Die Breite des Phasenfilters beträgt 0,5 rad. | 82 |
| Abb. 4.5.7 | Gefiltertes Kreuzspektrum zwischen 30 und 300 Hz. Die Breite des Phasenfilters beträgt 0,5 rad. Darstellung der Quadratwurzel (Einheit kg/m ²). | 83 |
| Abb. 4.5.8 | Ungefiltertes Kreuzspektrum, 10 Hz bis 25 Hz, entlang der Strahlachse von z = 70 mm bis z = 110 mm in 2 mm - Schritten. | 84 |
| Abb. 4.5.9 | Ungefiltertes Kreuzspektrum, 30 Hz bis 300 Hz, entlang der Strahlachse von z = 70 mm bis z = 110 mm in 2 mm - Schritten. Darstellung der Quadratwurzel (Einheit kg/m ²). | 84 |
| Abb. 4.5.10 | Zu Abb. 4.5.8 gehörige Phasenwinkel. | 85 |
| Abb. 4.5.11 | Korrelationsgrad entlang der Strahlachse. | 85 |
| Abb. 4.5.12 | Gefiltertes Kreuzspektrum entlang der Strahlachse zwischen 10 und 25 Hz. Breite des Phasenfilters: 0,5 rad. | 86 |
| Abb. 4.5.13 | Gefiltertes Kreuzspektrum entlang der Strahlachse zwischen 30 und 300 Hz. Breite des Phasenfilters: 0,5 rad. | 86 |
| Abb. 4.5.14 | Korrelationskoeffizient von Zufallssignalen bei begrenzter Anzahl an Spektren. | 87 |
| Abb. 5.1.1 | Blauanteil der bereits zugeschnittenen Aufnahmen unmittelbar vor der Rekonstruktion (Abstand der Düsen zueinander, siehe Anhang). Bildgröße: 256 x 105 mm. Die 0° -Richtung ist in Abb. 5.1.2 dargestellt. | 88 |
| Abb. 5.1.2 | Ausrichtung der Brenner und Kameraposition. | 89 |
| Abb. 5.1.3 | Schnittebenen. Bildgröße: 149 x 94 mm. | 89 |
| Abb. 5.1.4 | Errechnete Lokale Verteilung des Eigenleuchtens. | 89 |
| Abb. 5.1.5 | Auswirkung des eingebrachten Dralls auf die Verbrennungszonen. links: z = 70 mm; rechts: z = 37 mm. Rot markiert die fixe Position des Brenners, blau die Lage der Maxima. Bildgröße: 133 x 233 mm. | 90 |
| Abb. 5.2.1 | Ergebnis aus einer Mittelung über 5 Spektren zu je 1024 Stützstellen. Aufnahmezeit: 300 fps. F _{Ny} = 150 Hz. | 91 |
| Abb. 5.2.2 | Ergebnis aus einer Mittelung über 6 Spektren zu je 2048 Stützstellen. Aufnahmezeit: 600 fps. F _{Ny} = 300 Hz. | 92 |
| Abb. 5.3.1 | Schlierenaufnahmen mit einer Framerate von 300 fps. Die Zeit zwischen zwei Bildern (o.l. nach u.r.) beträgt 0,0033 s. Bildgröße: 206 x 155 mm. | 93 |
| Abb. 5.3.2 | Schlierenaufnahmen mit Eigenleuchten. Framerate: 300 fps. Zeit zwischen zwei Bildern (o.l. nach u.r.): 0,0033 s. Bildgröße: 206 x 155 mm. | 94 |

| | | |
|--------------------|---|-----|
| Abb. 5.4.1 | Koordinatensystem des Brenners..... | 95 |
| Abb. 5.4.2 | Phasenwinkel für $z = 5$ mm aus Richtung 0° | 96 |
| Abb. 5.4.3 | Korrelationsgrad für $z = 5$ mm aus Richtung 0° | 96 |
| Abb. 5.4.4 | Phasenwinkel für $z = 5$ mm aus Richtung 30° | 97 |
| Abb. 5.4.5 | Korrelationsgrad für $z = 5$ mm aus Richtung 30° | 98 |
| Abb. 5.4.6 | Kreuzspektrum von 10 Hz bis 40 Hz, richtungsgemittelt und gefiltert..... | 98 |
| Abb. 5.4.7 | Phasenwinkel für $z = 40$ mm aus Richtung 0° | 99 |
| Abb. 5.4.8 | Korrelationsgrad für $z = 40$ mm aus Richtung 0° | 100 |
| Abb. 5.4.9 | Phasenwinkel für $z = 40$ mm aus Richtung 30° | 101 |
| Abb. 5.4.10 | Korrelationsgrad für $z = 40$ mm aus Richtung 30° | 102 |
| Abb. 5.4.11 | Kreuzspektrum von 10 Hz bis 40 Hz (a), 50 bis 300 Hz (b) und 500 bis 800 Hz, richtungsgemittelt und gefiltert..... | 103 |
| Abb. 5.4.12 | Messwerte für $z = 55$ mm aus Richtung 0° bei 500 Hz. o.l.: Phasenwinkel; o.r.: Korrelationsgrad; u.l.: ungefiltertes Kreuzspektrum; u.r.: gefiltertes Kreuzspektrum (Filterbreite: 0,5 rad)..... | 104 |
| Abb. 5.4.13 | Messwerte für $z = 55$ mm aus Richtung 30° bei 500 Hz. o.l.: Phasenwinkel; o.r.: Korrelationsgrad; u.l.: ungefiltertes Kreuzspektrum; u.r.: gefiltertes Kreuzspektrum (Filterbreite: 0,5 rad)..... | 105 |
| Abb. 5.4.14 | Kreuzspektren für $z = 55$ mm und Frequenzen von 20 bis 2000 Hz, gefiltert und richtungsgemittelt..... | 107 |
| Abb. B.1 | v.o.n.u.: Toeplers Schlierenaufbau mit einer Linse; Aufbau mit zwei Linsen; Aufbau in Z-Anordnung; Aufbau mit einem Spiegel; Aufbau mit einem Spiegel und Strahlteiler (Settles 2001)..... | 116 |

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen, Symbole und Variablen

Symbole

| | | |
|---------------|------------------------|---|
| a | [m/s] | Schallgeschwindigkeit |
| A | [-] | Fensterweite |
| A_c | [m ²] | effektive Messfläche |
| c | [m/s] | Lichtgeschwindigkeit |
| c_0 | [m/s] | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum |
| C | [-] | Konstante |
| C(f) | [ZE ²] | diskretes Kreuzspektrum |
| $C_t(f)$ | [ZE ² /Hz] | kontinuierliches Kreuzspektrum |
| E(t) | | Wellenvektor des Lichtes |
| f | [Hz] | Frequenz |
| f(r,φ) | | Helligkeitsverteilung in Polarkoordinaten |
| $F_A(U)$ | | Fensterfunktion |
| g(t) | [ZE] | Beispielfunktion |
| G(f) | [ZE] | diskrete Fouriertransformierte |
| $G_t(f)$ | [ZE/Hz] | kontinuierliche Fouriertransformierte |
| h | [Js] | Planck'sche Wirkungsquantum |
| h(p,θ) | | Projektion der Helligkeitsverteilung |
| H | [W/m ²] | flächenbezogene Wärmefreisetzung |
| i | [-] | imaginäre Einheit |
| I | [W/m ²] | Laserintensität |
| I_λ | [W/m ² /μm] | spezifische spektrale Ausstrahlung |
| k | [J/K] | Boltzmannkonstante |
| k_{vib} | [mm/s/V] | Kalibrierfaktor für Laservibrometer |
| K | [m ³ /kg] | Galdstone-Dale-Konstante |
| $K_{corr}(f)$ | [-] | Korrelationskoeffizient |
| l | [m] | Länge |
| l_{opt} | [m] | optischer Weg |
| m | [kg] | Masse |
| M | [-] | Anzahl der Projektionen |
| n | [-] | Brechungsindex |
| p | [kg/m ²] | Druck |
| p | [m] | Wegkoordinate |
| P(f) | [ZE ²] | diskretes Leistungsdichtespektrum |
| $P_t(f)$ | [ZE ² /Hz] | kontinuierliches Leistungsdichtespektrum |
| $q_A(u)$ | | Faltungsfunktion |
| r | [m] | Radiuskoordinate |
| R | [m] | Radius |
| R_{11} | [ZE ² /Hz] | Autokorrelationsfunktion |
| R_{12} | [ZE ² /Hz] | Kreuzkorrelationsfunktion |
| T | [°C] | Temperatur |
| T | [s] | Periodendauer |
| s | [m] | Wegkoordinate |
| t | [s] | Zeit |
| u | [-] | Laufvariable der Faltungsfunktion |
| U | [-] | Laufvariable der Fensterfunktion |
| U(t) | [V] | Spannungssignal |

| | | |
|-----------|-------|-------------------------|
| v | [m/s] | Geschwindigkeit |
| x, y, z | [m] | kartesische Koordinaten |

Griechische Symbole

| | | |
|--------------------------------|----------------------------|--|
| α | [-] | dimensionsloser Exponent |
| β | [°] | Winkel |
| γ | [-] | Verhältnis spezifischer Wärmekapazitäten |
| δ | [m] | Scherung |
| Δ | | Differenz |
| $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ | [rad] | Lichtablenkung in x- und y-Richtung |
| ζ_1, ζ_2 | [m] | räumliche Position |
| η | [-] | Extinktionskoeffizient |
| θ | [rad] | Projektionswinkel |
| κ | [-] | Konstante der Fensterfunktion |
| λ | [μm] | Wellenlänge |
| Λ | [μm] | Wellenlänge einer Ultraschallwelle |
| $\Delta\nu$ | [m^{-1}] | räumliche Frequenzauflösung |
| ρ | [kg/m^3] | Dichte |
| σ | | Standardabweichung |
| τ | [s] | zeitliche Verschiebung zweier Signale |
| τ_a | [s] | Zeit des Lichtes außerhalb des Interferometers |
| τ_i | [s] | Zeit des Lichtes innerhalb des Interferometers |
| φ | [rad] | Winkel, Phasenwinkel |
| Φ | [rad] | Phasenlage |

Indizes

| | |
|-----------|---|
| g | Grundfrequenz |
| I | integraler Wert |
| M | in einem beliebigen Medium |
| n | diskret |
| Ny | Nyquist |
| res | resultierend |
| s | Abtastfrequenz |
| t | kontinuierlich |
| λ | wellenlängenbezogen |
| 0 | Ausgangswert, Grundwert, auf Vakuum bezogen |

hochgestellte Symbole

| | |
|---|-----------------------|
| * | komplexe Funktion |
| - | zeitlicher Mittelwert |
| ' | turbulente Schwankung |

1. Einleitung

1.1. Motivation

Als die Geschichte der modernen Gasturbine in den Vierziger-Jahren durch steigendes Interesse an schnellerer und effizienterer Energieumwandlung, ermöglicht durch immer widerstandsfähigere Materialien, begann, waren sich nur wenige dessen bewusst, wie nachhaltig diese Technologie den Lauf der Zeit beeinflussen würde. Gab es 1940 einige zaghafte Versuche die Restenergie einer Gasturbine als Antrieb für Flugzeuge zu nutzen, starten heute Militär- und Passagiermaschinen, ausgerüstet mit je mehreren Triebwerken, weltweit im Sekundentakt zu inner- und transkontinentalen Flügen. Die Turbine deckt in all ihren Varianten den großen Bereich zwischen Propeller- und Raketenantrieb ab und ermöglicht Flughöhen bis zur Obergrenze der Troposphäre in Kombination mit Reichweiten von tausenden Kilometern. Doch auch am Boden ist die Gasturbine im Einsatz. In Kombination mit einem Generator kann in Sekundenschnelle elektrischer Strom im MW-Bereich bereitgestellt werden und dient in Kraftwerken und vielen Betrieben, welche schnell wechselnde Betriebslasten abdecken müssen, als zuschaltbares Versorgungssystem um Energie-Spitzenverbräuche abzudecken. Leistungsregelung über einen großen Bereich, kompakte Bauweise sowie steigende Effizienz machen die Gasturbine vereinzelt sogar zum Konkurrenten des intermittierenden Verbrennungsmotors. So findet man speziell im militärischen Sektor Kampfpanzer, Schnell- und Luftkissenboote und andere Schwerfahrzeuge, bei denen Gasturbinen trotz ihrer hohen Drehzahl als Antrieb für Schiffsschrauben oder Räder dienen.

Natürlich stellt eine Gasturbine keine langfristige Universallösung für Energieprobleme dar. Die Emissionen sind in Zeiten in denen ein weltweites Bewusstsein für Klima- und Umweltschutz immer mehr erwacht nicht zu vernachlässigen und auch die Bereitstellung von Brennstoff, meist in Form von raffinierten, fossilen Brennstoffen stellt ein immer größer werdendes Problem dar. Daher ist es wenig verwunderlich, wenn gerade auf Gebieten wie der Schadstoffreduktion oder der Effizienzsteigerung der Energieumwandlung von Brennstoff zu mechanischer Leistung ein Großteil der Aufmerksamkeit heutiger Forschungsvorhaben fokussiert wird.

Die Gratwanderung zwischen einerseits extremen Ansprüchen an Werkstoffe und Maschinen und andererseits den Sicherheitsforderungen, welche nicht nur zum Schutz beteiligter Menschen sondern auch der Umwelt dienen, muss im Falle der Gasturbine durch die sehr hohe weltweite Stückzahl, die geforderte hohe Betriebsstundenanzahl und die hohe Verantwortung, die auf den Betreibern lastet, zugunsten der Sicherheit entschieden werden. Weil eine funktionierende Gasturbine nicht nur aus einer Hand voll Schrauben und Blechen besteht sondern durch den hohen Grad an Komplexität, welcher bei Strömungsmaschinen die mit Verbrennung von Gas oder Kerosin betrieben werden, anzutreffen ist, muss sichergestellt werden, dass ein Betriebsbereich gefunden werden kann, in welchem stabile und kontrollierbare Bedienungen vorherrschen. Sind längere Betriebszeiten mit einer Konfiguration möglich und die Serienproduktion in greifbarer Nähe, liegt den wenigsten Turbinenherstellern eine konstruktive Änderung in letzter Minute bzw. nach Anlaufen der Produktion im Sinn. Durch die hohen Investitionskosten bis zur Serienfertigung und Vorbereitungszeiten von Jahren, auch unter renommierten Herstellern wie Siemens, Alstom, General Electric oder Mitsubishi, kann gerade bei später auftretenden Defekten oder Störungen an Systemen der Ruf sowie das Budget des Konzerns nachhaltig geschädigt werden. So musste zum Beispiel die, mit Unternehmenssitz in Frankreich liegende Firma

Alstom, ab dem Jahr 2000 ihre ausgelieferten GT24 und GT26 Heavy-Duty Gasturbinen laufend nachrüsten, nachdem unter anderem Schwingungen in der Brennkammer zu frühzeitiger Rissbildung führte und Anlass zu hohen Einbußen in finanzieller Hinsicht und im Kundenvertrauen war.



Abb. 1.1.1 An einem Übergangsstück zu einer Brennkammer entstandener Schaden durch Brennkammerpulsationen (Joos 2006 zit. nach Swell et al. 2004).

Die vorliegende Arbeit soll das Bestreben unterstützen, genauere Vorstellung bezüglich einer wichtigen Komponente in jedem Triebwerk, nämlich der Brennkammer, bei welcher der Brennstoff eingebracht wird und sich entzündet, zu erhalten. Die Brennkammer ist der Teil eines Triebwerkes der aufgrund seiner oft unvorhersehbaren Eigenschaften bezüglich eines stabilen, kontinuierlichen Betriebes gerade in der Auslegungsphase für Probleme sorgen kann. Trotz eines separaten Druck- und Wärmemantels, um die thermische von der mechanischen Belastung zu trennen, kann es aufgrund ungleichmäßiger Verbrennung

in der, aus mehreren Düsen befeuerten Brennkammer, zu einer weiteren Anregung anderer Brenner kommen und durch die Abmessungen, Formgebung und Strömungen innerhalb des Brennraumes bedingt, in weiterer Folge zu Schwingungen. Diese Schwingungen äußern sich unter anderem in Druckamplituden, da Druck, Dichte und Wärmefreisetzung hierbei in engem Zusammenhang stehen und stellen eine direkte Belastung jeder Ummantelung dar. Durch die starke Erhitzung während des Betriebes sinkt die Widerstandsfähigkeit und die Belastbarkeit der zum Bau der Brennkammer verwendeten Materialien, welche durch Druckschwankungen zusätzlich beansprucht, weit früher als geplant ihre geschätzte Lebensdauer überschreiten können.

Untersuchungen auf diesem Gebiet (Dowling 2005) beschäftigen sich mit dem Zusammenhang fluktuierender Größen mit der eine solche instabile Verbrennung charakterisiert werden kann. Folgender Zusammenhang gilt für Dichteschwankungen ρ' , Druckschwankungen p' und die Wärmefreisetzung q .

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

γ steht für das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten und a für die mittlere Schallgeschwindigkeit.

Ausgelöst können diese periodischen Vorgänge durch zahlreiche unterschiedliche Faktoren werden. So kann zum Beispiel die Zuleitung des unverbrannten Gases oder der Luft als Resonator wirken und bestimmte Frequenzen, die durch die Verbrennung angeregt werden,

verstärken. Falls kleine Druckschwankungen in der Zuleitung durch eine laufende Pumpe oder ein sich periodisch verformendes bzw. vibrierendes Rohr auftreten, kann dies in einer instabilen Verbrennung resultieren, genauso wie durch regelmäßiges Ablösen von Wirbeln am Düsenrand. Um eine bestimmte Frequenz zu Testzwecken bewusst anzuregen, kann man sich diese Methoden zunutze machen und zum Beispiel mit einer rotierenden Lochscheibe (Sirenenprinzip) die Luft oder Gaszufuhr im Falle einer nicht vorgemischten Flamme unterbrechen. Eine noch bessere Anregung, wenn auch unerwünscht im normalen Betrieb, würde man erhalten, wenn zusätzlich sowohl die Resonatorlänge der Zuleitung als auch die Beschaffenheit des Brenners selber auf die Anregungsfrequenz abgestimmt wäre.

1.2. Ziele und Aufgabenstellung

Im Rahmen des FWF-Projektes (Fonds zur Förderung wissenschaftlicher Forschung) P-19955-N19 - Flammenwechselwirkung in einer Gasturbinenbrennkammer, soll anhand einer Modellbrennkammer Flammen-Flammen-Interaktionen unter den Gesichtspunkten bewusster Anregung und Messung mittels berührungsloser Messverfahren untersucht werden. Da die zum Einsatz kommenden Messverfahren (im Speziellen Dual-Laservibrometrie) noch nicht an Flammen, jedoch erfolgreich von Hampel (2005) im Freistrahlgestestet wurden, ist eine Validierung bzw. Demonstration der Einsatzbereitschaft der Methode an einem Testbrenner nötig. Zu diesem Zweck wurde an einem Diffusionsbrenner (Fontaneto 2008) gemessen und die Anwendungs- und Auswertevorgänge dabei ständig verbessert.

Gleichzeitig werden Messdaten gesammelt, um Rechenergebnisse, welche durch direkte numerische Simulation (DNS) am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung für einen radialsymmetrischen Diffusionsbrenner unter der Arbeitsgruppe von Ao. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Helfried Steiner gewonnen wurden, zu validieren. Zu diesem Zweck wurde der Brenner nicht mit nur reinem Methan, sondern auch mit, durch Stickstoff verdünntes Methangas betrieben. Die anschließenden Messungen an dem mit reinem Methan betriebenen, vorgemischten Drallbrenner stellen die ersten Versuche dar, mithilfe zweier Laservibrometer orts aufgelöste UND frequenz aufgelöste Daten an einer Flamme zu gewinnen.

Weiters beinhaltet die Arbeit Grundlagen, Anwendung und Auswertung vieler anderer berührungsloser optischer Messverfahren, welche alle dazu dienen, den Verbrennungsvorgang zu visualisieren, Instabilitäten festzustellen und wenn möglich Dichte als auch Dichteschwankungen quantitativ zu erfassen. Zum Einsatz kommen Schlierenvisualisierung, tomografische Rekonstruktion des Eigenleuchtens, Frequenzanalysen der Intensität des Eigenleuchtens, Differentialinterferometrie sowie Dual-Laservibrometrie. Die Grundlagen der Messverfahren werden zu Beginn erläutert.

2. Grundlagen der Messverfahren

2.1. Flammleuchten

Nachdem sich ein Großteil dieser Arbeit mit fluktuierenden Größen einer Methan-Flamme an einem vorgegebenen Brennersystem und auch deren qualitativer Beschreibung auseinandersetzt, wird zuerst auf den Begriff „Flamme“ näher eingegangen. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Verbrennung kontinuierlich erfolgt. Als Flamme wird der, meist mit freiem Auge sichtbare Teil einer Reaktionszone bezeichnet, in welchem mehrere Gase unter Freisetzung von Energie miteinander reagieren. Die Flamme ist durch eine Flammenfront gegenüber den zugeführten, unverbrannten Gasen abgegrenzt. Die zuströmenden Gase werden bei ihrer Annäherung an die Reaktionszone erhitzt und erhalten so die nötige Aktivierungsenergie die eine Weiterführung der Reaktion erlaubt. Die Verbrennung findet grundsätzlich in Bereichen statt, in denen das Äquivalenzverhältnis einen bestimmten Schwellwert überschreitet und schreitet umso intensiver fort, je näher das Äquivalenzverhältnis sich dem stöchiometrischen Verhältnis, also $\varphi = 1$, annähert. Das Äquivalenzverhältnis φ ist definiert als das Verhältnis von Luft- zu Brennstoffmenge stöchiometrisch bezogen auf das tatsächliche herrschende Luft- zu Brennstoff-Verhältnis.

Da in unserem Fall die Edukte dieser Reaktion, Sauerstoff aus der Umgebungsluft und Methan (CH_4) sind, welche am Ende zum größten Teil in Form von Wasserdampf (H_2O) und Kohlendioxid (CO_2) vorliegen, kann eine Verbrennung hier mit der einfachen Reaktionsgleichung



angegeben werden. Man sieht sofort, dass eine Verbrennung mit $\varphi = 1$ in den Zonen stattfindet, in denen das Massenverhältnis CH_4 zu O_2 genau

$$m_{\text{CH}_4}/m_{\text{O}_2} = 1 \text{ mol CH}_4 \cdot M_{\text{CH}_4} / 2 \text{ mol O}_2 \cdot M_{\text{O}_2} = 1 \text{ mol} \cdot 16 \frac{\text{g}}{\text{mol}} / 2 \text{ mol} \cdot 32 \frac{\text{g}}{\text{mol}} = 0,25 \text{ ist.}$$

Bei genauerer Betrachtung fällt jedoch auf, dass einige, meist unerwünschte Nebenprodukte, wie zum Beispiel Kohlenmonoxid (CO), Stickoxide (NO_x) oder Ruß auftreten können, die darauf hindeuten, dass die Vorgänge in der Verbrennungszone selbst wesentlich komplexer sind. Nachdem aber in dieser einfachen Reaktionsgleichung nur die Anfangs- und Endprodukte auftreten, welche vor bzw. nach der eigentlichen Verbrennung aufscheinen, kann damit der Mechanismus in der Flamme nicht erklärt werden.

Die sichtbaren Emissionen der Flamme sind auf elektromagnetische Strahlung zurückzuführen, die entsteht, wenn durch Oxidation angeregte Moleküle in einen energetisch tieferen Zustand fallen. Trotz der Vielzahl an möglichen Übergängen gibt es einige sehr prägnante Intensitätsmaxima bei bestimmten Wellenlängen, wenn man eine Flamme mit Hilfe eines Spektrografen analysiert. Im Falle einer Verbrennung von Kohlenwasserstoffen tritt besonders OH^* bei 308 nm, CH^* bei 430 nm und C_2^* bei 519 nm hervor. "*" symbolisiert das ungepaarte Elektron im Radikal. CO_2 emittiert ebenfalls, jedoch sehr breitbandig. Die Intensitäten bei charakteristischen Wellenlängen werden auch von der Art der Verbrennung, mager oder fett, beeinflusst. So emittiert OH^* bei mageren Flammen am stärksten, gefolgt

von CH^* und C_2^* , wobei die Emission von C_2^* sehr gering ist. Bei fetter Verbrennung herrscht CH^* und C_2^* vor (Giacomazzi 2008).

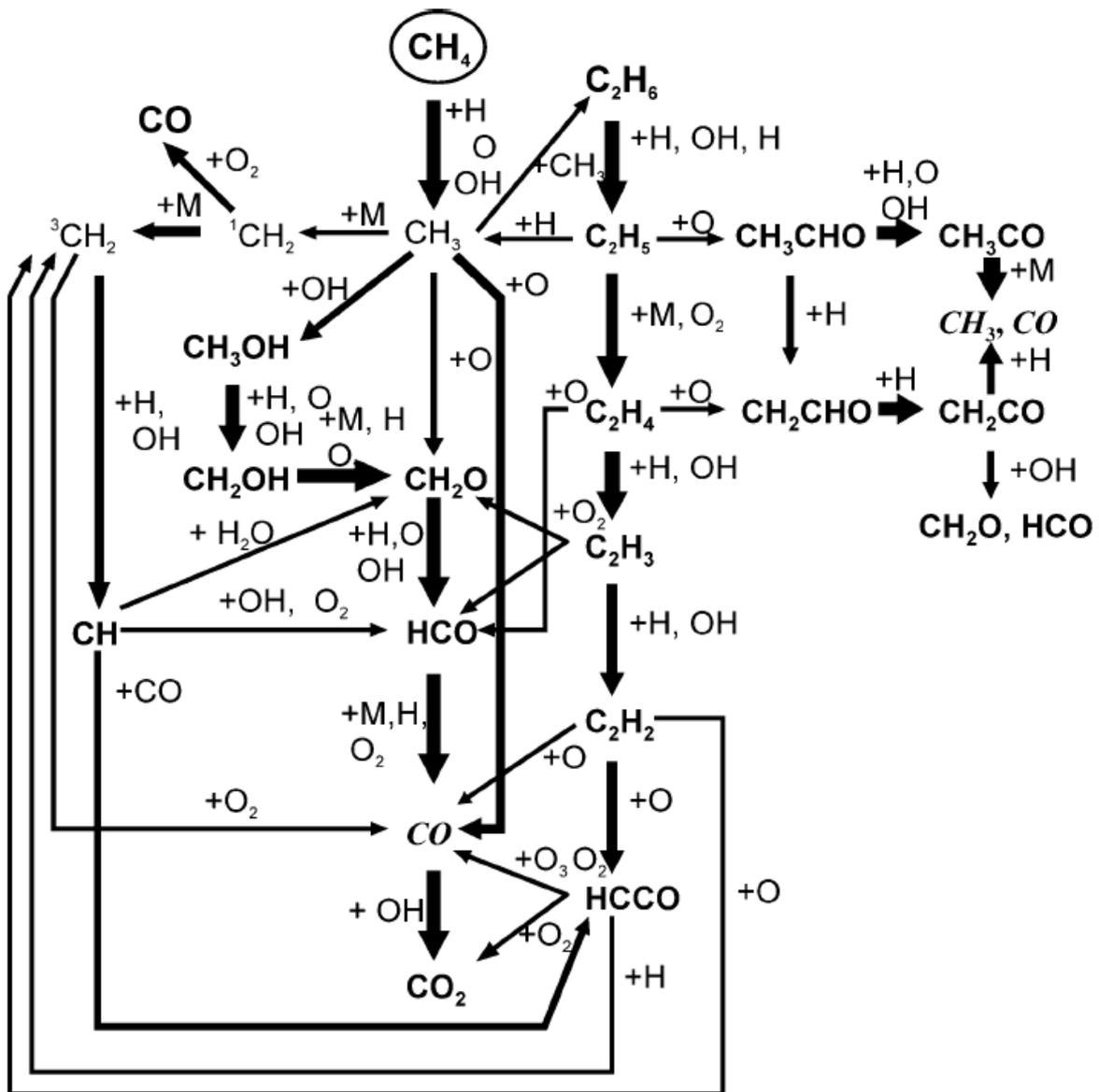
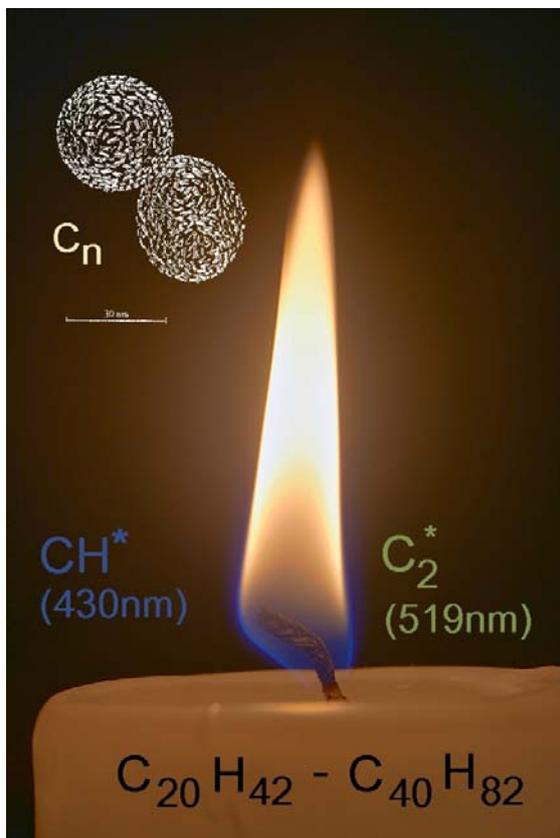


Abb. 2.1.1 Reaktionsflussanalyse an einer vorgemischten laminaren CH_4 -Flamme bei stöchiometrischer und atmosphärischer Verbrennung. Die Dicke der Pfeile korrespondiert mit der Wahrscheinlichkeit der Reaktion. Schmal: 5-25 %, mittel: 25-50 %, dick: 50-75 %, sehr dick: 75-100 %. M steht für einen Stoßpartner einer trimolekularen Reaktion. (Joos 2006).

Da die in dieser Arbeit untersuchten Brenner nicht unter den Bedingungen betrieben werden, die für Abb. 2.1.1 erforderlich sind (turbulente Verbrennung bei der vorgemischten Flamme am Drallbrenner und keine Vormischung am radialsymmetrischen Brenner sowie keine stöchiometrische Verbrennung), kann diese Abbildung nicht zum direkten Vergleich für diese Arbeit dienen, lässt aber einen Einblick auf mögliche Reaktionswege zu. Die Komplexität sowie die Prinzipien der Reaktionsmechanismen sind vergleichbar. Der Hauptzweig führt über die senkrechte Linie direkt von CH_4 zu CO_2 . Bei eher fetter Verbrennung wird der Ast

vom CH_4 zum C_2H_6 bevorzugt und somit die Intensität der C_2^* Linie in einem Spektrogramm steigen.



Die Kerzenflamme in *Abb. 2.1.2* dient zur Veranschaulichung. Verbrannt werden langkettige Kohlenwasserstoffe, die in kleinere Moleküle aufgespalten werden und so als Brennstoff und Lieferant für CH^* , C_2^* und andere Zwischenprodukte dienen. Zu sehen ist im unteren Teil der Flamme das charakteristisch blaue Leuchten des CH^* -Radikals bei 430 nm, das, im Gegensatz zu OH^* (308 nm), schon im sichtbaren Bereich emittiert. Die grünliche Emission von C_2^* bleibt fast unbemerkt und wird vom hellen weißen Rußleuchten, welches eine nicht vollständige Verbrennung anzeigt, überstrahlt. Da Rußteilchen eine Ansammlung von Kohlenstoffatomen bis zu einer Größe von einigen Nanometern darstellen, strahlen diese wie Festkörper über einen breiten Wellenlängenbereich. Die maximale Energie die ein fester Körper in Form elektromagnetischer Strahlung abgeben kann, wird durch das **Planck'sche Strahlungsgesetz** beschrieben:

Abb. 2.1.2 Emissionen einer Kerzenflamme im sichtbaren Bereich. C_n steht symbolisch für Rußpartikel variabler Größe.

$$I_{\lambda}(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)} \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m}} \right] \quad (3)$$

mit I_{λ} der spezifischen spektralen Ausstrahlung in Abhängigkeit von der Temperatur T , sowie den Konstanten h , c und k ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js, $c = 2,997 \cdot 10^8$ m/s, $k = 1,3803 \cdot 10^{-23}$ J/K).

Ein wichtiger Punkt der noch erwähnt werden muss ist, dass die Emissionsintensität einer bestimmten Molekülspezies direkt proportional der Entstehungsrate des Moleküls ist und somit auch zur Konzentration. Lee (2003) gibt für eine magere, vorgemischte, laminare Methan-Flamme eine Beziehung an, die den Zusammenhang zwischen lokaler Wärmefreisetzungsrate $H_{R\text{lokal}}$ [W/m^2] und lokaler spezifischer Ausstrahlung I_{lokal} [W/m^2], beschreibt. Beide Größen sind auf die Flammenfläche, also jene Grenzfläche, an der sich das ausströmende Gemisch entzündet, bezogen. Der Zusammenhang ist nicht linear und lautet

$$I_{\text{lokal}} \propto (H_{R_{\text{lokal}}})^\alpha, \quad (4)$$

wobei der Exponent α von der Flammentemperatur abhängt. Diese wird durch Mischungsverhältnis, Temperatur des unverbrannten Gases, Strahlungsverlusten und anderen Parametern bestimmt. Integriert man über die gesamte Fläche der Flammenfront auf, kann die gesamte Wärmefreisetzungsrates $H_{R_{\text{total}}}$ [W] auf die gesamte spezifische Ausstrahlung I_{total} [W] bezogen werden. Für den Fall, dass die Temperatur an der Flammenfront konstant ist, ist auch $H_{R_{\text{lokal}}}$, I_{lokal} und α konstant (Lee 2003):

$$I_{\text{total}} = C H_{R_{\text{total}}} \quad (5)$$

mit

$$I_{\text{total}} = \int_A I_{\text{lokal}} dA_{\text{Flamme}}, \quad H_{R_{\text{total}}} = \int_A H_{R_{\text{lokal}}} dA_{\text{Flamme}}$$

Der Zusammenhang ist linear wobei die Konstante C von der Temperatur abhängt.

Weiters kann nun die elektromagnetische Emission einer Flamme herangezogen und mit geeigneten Detektoren aufgezeichnet werden. Dies stellt eine Methode dar, bei der kein Eingriff in die Flamme und die Verbrennung selber stattfindet; keine Sonden stören die Strömung, kein Laser muss aufgebaut und justiert werden. So kann zum Beispiel die von einer bestimmten Gasspezies in unterschiedliche Raumrichtungen emittierte Strahlungsintensität (spezifische Ausstrahlung) herangezogen werden, um auf die lokalen Intensitäten mit Hilfe tomografischer Methoden zurückzurechnen. Auch eine spektrale Analyse mit einem Spektrometer liegt nahe, bei der Molekülarten durch ihre Emission nicht nur identifiziert, sondern auch ihre Konzentrationen anhand der gemessenen Ausstrahlung verglichen werden können.

Ein Problem bei der Erfassung von Intensitäten von Licht, welches durch einen mit Gas erfüllten Bereich tritt, stellt die Eigenschaft eines Gases dar, Licht zu einem gewissen Teil wieder zu absorbieren. Man spricht im Falle einer Flamme von **Reabsorption des emittierten Lichtes**. Um sichergehen zu können, dass die gemessenen Intensitäten bei einzelnen Wellenlängen auch der emittierten Strahlung entsprechen, darf das emittierende Gas nur einen kleinen Teil der Strahlung absorbieren, um den dadurch entstehenden systematischen Messfehler möglichst gering zu halten. Als typische Grenze hierfür wird 10 % angesehen - je kleiner die tatsächliche Reabsorption, desto besser. Medien, bei denen dies zutrifft, werden als "optisch dünn" bezeichnet.

Da die Verbrennungsvorgänge, die in dieser Arbeit untersucht werden sollen, bei Umgebungsdruck stattfinden und die Reabsorption erst mit steigendem Druck bzw. Dichte zu tragen kommt, kann dieser Effekt bei der Aufnahme des Flammleuchtens vernachlässigt werden.

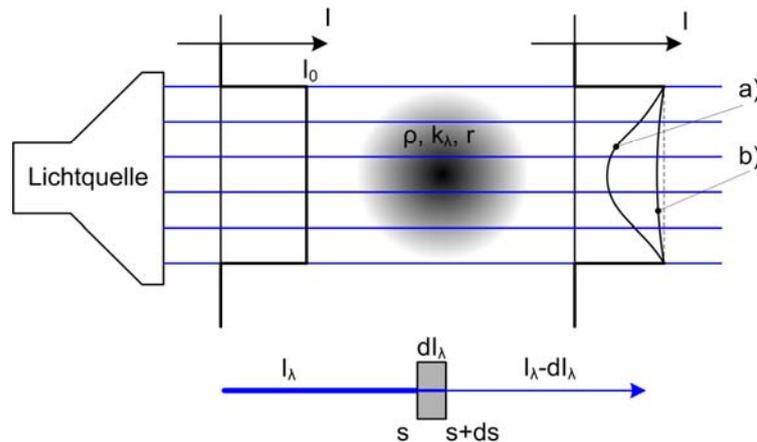


Abb. 2.1.3 Auslöschung von Licht bei Durchgang durch ein optisch dickes (a) und optisch dünnes (b) Medium.

Quantitativ kann die Absorption von Strahlung in einem Gas durch das **Beer-Lambert'sche Gesetz** beschrieben werden. Licht mit der Intensität I_0 tritt durch einen, mit absorbierendem Medium erfüllten Bereich der Länge x und trifft mit verringerter Intensität $I(x)$ (Bestrahlungsstärke [J/m^2]) auf den Detektor dahinter. Hierbei bezeichnet η den wellenlängenabhängigen Extinktionskoeffizienten.

$$I(x) = I_0 e^{-\eta x} \quad (6)$$

2.2. Flammenanalyse mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera

Einer der ersten Schritte zur Untersuchung einer instabilen Verbrennung, optischer Zugang und eine räumlich begrenzte Flammenzone vorausgesetzt, kann die Analyse der Helligkeitsschwankungen bei der Verbrennung sein. Periodische Änderungen der Helligkeit bedeuten auch eine periodische Änderung der Wärmefreisetzung und stehen deshalb in engem Zusammenhang mit Dichte- und Druckschwankungen während der Verbrennung (Dowling 2005).

Da diese Schwankungen mit einer sehr hohen Frequenz erfolgen und sich noch dazu verschiedene Frequenzen überlagern können, besteht eine Möglichkeit der Visualisierung darin, den Verbrennungsvorgang mit einer Hochgeschwindigkeitskamera festzuhalten und die Einzelbilder mithilfe geeigneter Software zu untersuchen. Es ist darauf zu achten, dass die Aufnahmefrequenz der Kamera groß genug ist, um die vermuteten Verbrennungsinstabilitäten zu detektieren und gleichzeitig die Empfindlichkeit hoch genug ist, um auswertbare Einzelbilder zu erhalten – eine nur wohlbekannte Problematik. Als weiterer Untersuchungsschritt eignet sich die Fourier-Analyse, um ein Frequenzspektrum der Schwankung zu erhalten und ein manuelles Auswerten einzelner Bilder zu vermeiden. So erhält man mit relativ geringem Aufwand an Messgeräten ein Werkzeug, um die Helligkeitsschwankungen einer Verbrennung zur Frequenzanalyse der Instabilitäten zu nutzen.

Die Auswertung erfolgte mit MATLAB Version 7.1.0.246 (R14) Service Pack 3.

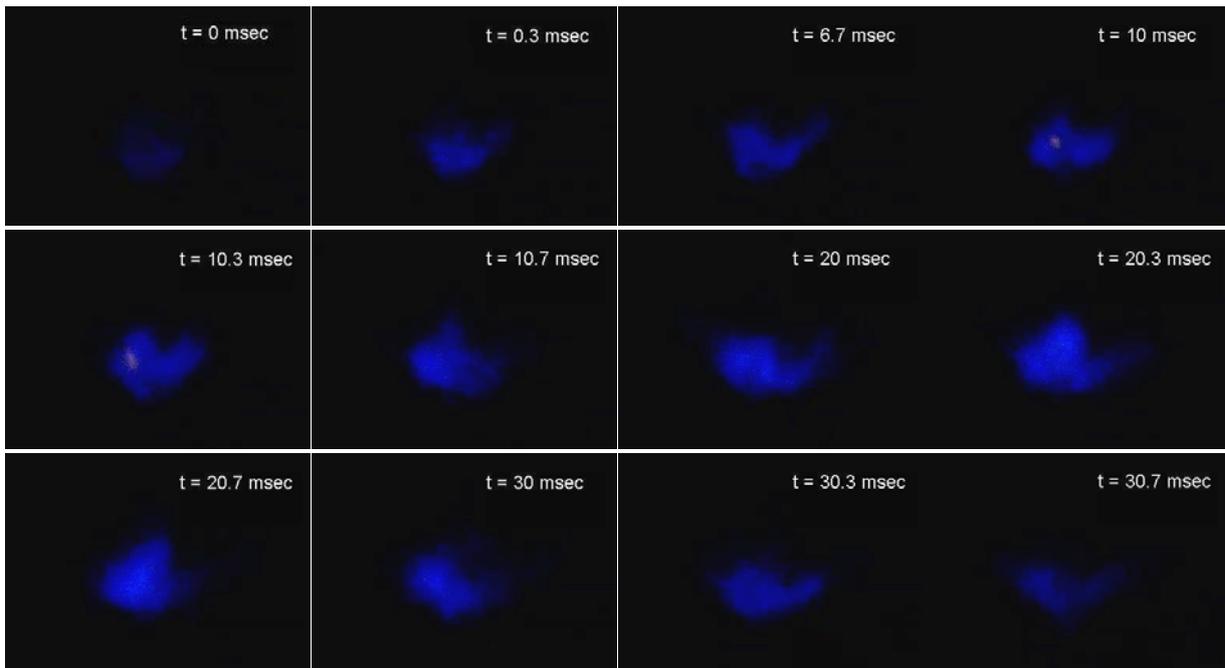


Abb. 2.2.1 *Verbrennungsfuktuation an einem Methanbrenner, aufgenommen durch eine Hochgeschwindigkeitskamera mit 300 Frames pro Sekunde. Die hier beobachtete Schwankung hat eine Periodendauer von ca. 60 Millisekunden, was einer Frequenz von etwa 16 Hz entspricht.*

Im Folgenden soll nun kurz auf das Prinzip der Fourier-Transformation bzw. -Analyse im kontinuierlichen und diskreten Fall, sowie der Bedeutung von Leistungsspektren eingegangen werden. Dieses Werkzeug wird später auch bei der Auswertung der Laservibrometrie-Messdaten oder bei, mit Mikrophon aufgenommenen Druckmessungen, eingesetzt.

Die Fourier-Transformation eines Zeitsignals $f(t)$ stellt die Korrelation mit der komplexen Schwingung $e^{-i2\pi ft}$ dar. Die Funktion $f(t)$, die im Frequenz- bzw. Fourierraum abgebildet wird, wird mit $F(f)$ bezeichnet. Diese Transformation ist umkehrbar und wird durch *Gleichung (7)* beschrieben:

$$G_t(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \cdot e^{-i2\pi ft} \cdot dt \quad \Leftrightarrow \quad g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_t(f) \cdot e^{i2\pi ft} \cdot df \quad (7)$$

oder formal

$$G_t(f) = \text{FT} \{g(t)\} \quad \Leftrightarrow \quad g(t) = \text{IFT} \{G_t(f)\}$$

Der Index t bezieht sich auf eine kontinuierliche erfolgende Transformation. Für den Integrationsbereich muss für praktische Anwendungen eine Vereinfachung erfolgen, da keine unendlich langen Messdaten des Zeitsignals zur Verfügung stehen. So wird bei der Analyse endlicher Samples davon ausgegangen, dass sich diese Sequenz am Ende wiederholt und beliebig oft aneinandergereiht werden kann.

$$G_t(f, T) = \int_0^T g(t) \cdot e^{-i2\pi ft} \cdot dt \quad (8)$$

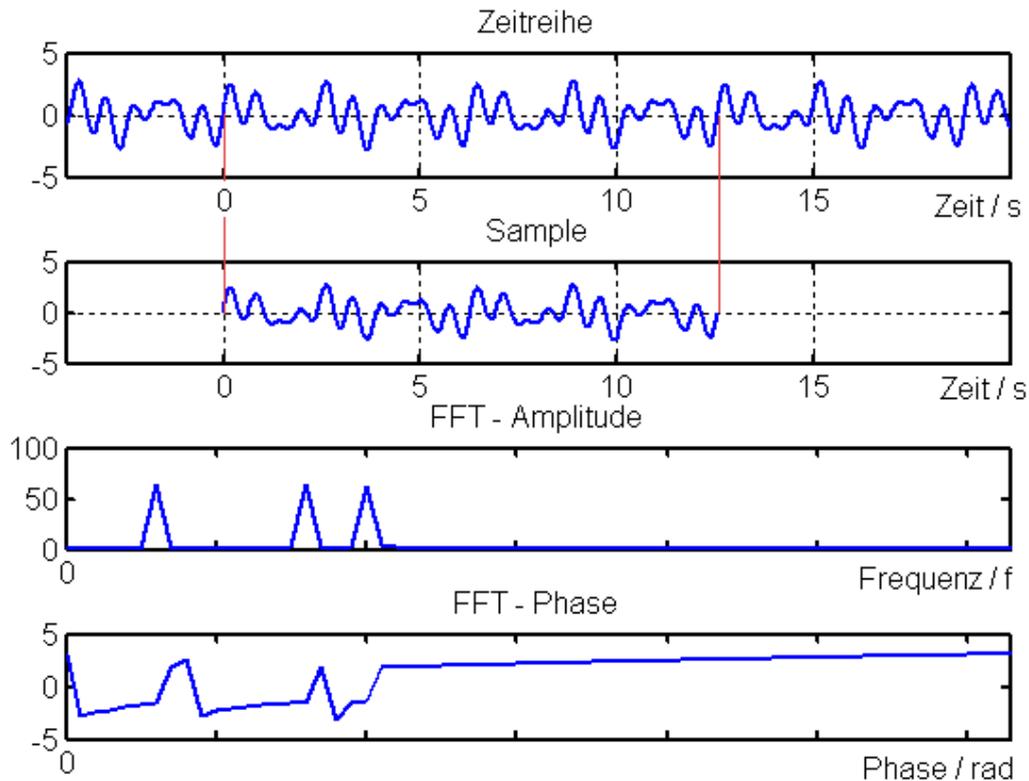


Abb. 2.2.2 *Vorgangswise beim Anwenden der Fourier-Analyse: Aus dem Zeitsignal wird ein endliches Teilstück geschnitten und Fourier-transformiert. Resultat sind die einzelnen Frequenzen und die Phasenlage des Signals. Die Frequenzen und Phase wurden hier nicht analytisch bestimmt, sondern mit Hilfe einer schnellen Fourier-Transformation (Fast-Fourier-Transformation; FFT) durch die Matlab-Routine "fft" durchgeführt.*

Die Dauer eines verwendeten Samples wird mit T bezeichnet. Diese Vereinfachung begrenzt automatisch die tiefste analysierbare Frequenz, das heißt, ein Messsignal der Dauer T kann nach einer Fourier-Transformation als kleinste Frequenz nur die Grundfrequenz $f_g = 1/T$ liefern. Weil sich auch alle anderen Frequenzen auf das begrenzte Sample beziehen, sind diese auch von der Länge T abhängig. Achtzugeben ist noch darauf, dass beim Herausschneiden des Samples, im Falle nur **einer** periodischen Schwingung, dessen Länge einem ganzzahligen Vielfachen der Periodendauer T entsprechen soll, da sonst beim Zusammenfügen Unstetigkeiten im Zeitbereich auftreten, was im Frequenzbereich zu Artefakten im höherfrequenten Bereich führen würde.

Die oben erwähnten Zusammenhänge gelten für eine **kontinuierliche** Transformation. Da aber in den meisten Fällen kein kontinuierliches Zeitsignal vorliegt, sondern, durch die endliche Mess- und Aufnahmegeschwindigkeit bedingt, **diskrete** Messwerte, wird hier noch auf deren Verarbeitung eingegangen.

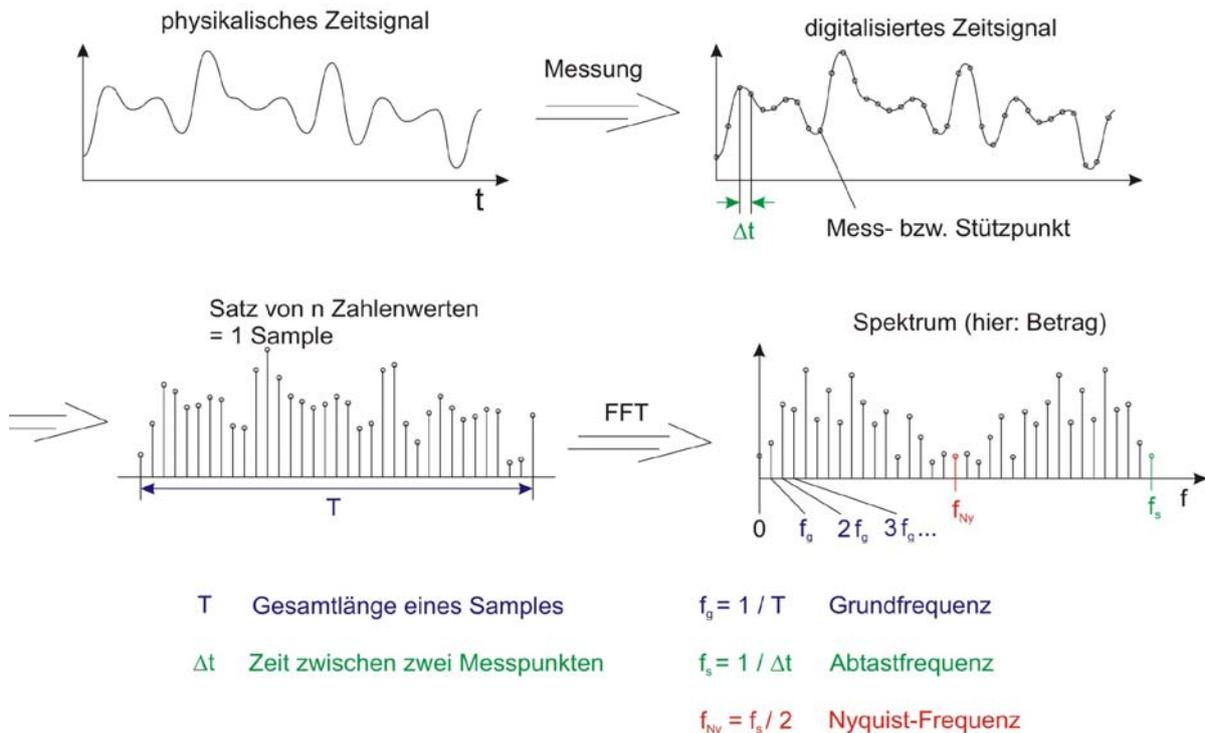


Abb. 2.2.3 Der Weg vom physikalischen Zeitsignal bis zum Ergebnis der diskreten Fourier-Transformation. Die wichtigsten Größen dabei, Grund-, Abtast- und Nyquistfrequenz sind maßgebend für die Auflösung im Frequenzbereich und dessen obere und untere Grenze (Hampel 2005).

Ein digitalisiertes Zeitsignals ist durch den zeitlichen Abstand Δt der einzelnen Stützstellen charakterisiert. Es wird davon ausgegangen, dass Δt von Bin zu Bin gleich bleibt. Daraus ergibt sich die Abtastfrequenz des Messgerätes oder des A/D-Wandlers mit $f_s = 1/\Delta t$ und gleichzeitig kann die Nyquist-Frequenz $f_{Ny} = f_s/2$ berechnet werden. Die Nyquist-Frequenz ist die höchste detektierbare Frequenz und resultiert aus der Überlegung, dass mindestens zwei Stützstellen pro Periode einer Schwingung notwendig sind, um diese gerade noch als solche zu identifizieren.

Die Berechnung der Fourier-Transformierten erfolgt aber auch im Falle eines kontinuierlich vorliegenden Signals (z.B. wenn durch eine Funktion beschrieben) mit diskreten Werten. Zur Anwendung kommt dabei die diskrete Fourier-Transformation (DFT), die in ihrer Spezialform, der FFT, häufig angewendet wird. Die einzige Einschränkung dabei besteht darin, dass Datensätze die mit einer FFT bearbeitet werden, genau 2^n Stützstellen aufweisen müssen (mit ganzzahligem $n \geq 1$). Besteht nun ein gegebenes Sample aus einer Anzahl von Bins, so weist auch das Ergebnis der FFT die gleiche Zahl an Werten auf, die spiegelbildlich um die Nyquist-Frequenz angeordnet sind. Die Amplitude bei Null gibt den durchschnittlichen Offset des Zeitsignals von ihrer Abszisse an, der erste Wert danach steht für die Amplitude der Grundfrequenz f_g , der dritte für die Amplitude der doppelten Grundfrequenz und so weiter bis zu f_{Ny} . Da der FFT-Algorithmus weder mit Einheiten rechnet noch den Wert der Grundfrequenz kennt, sondern mit reinen Zahlenreihen rechnet, ist am Ende immer selber zu überprüfen welche Frequenz welchem Eintrag im Ergebnisvektor entspricht.

Um das Ergebnis einer FFT sinnvoll darstellen zu können, wird der Betrag und der Phasenwinkel der komplexen Zahlenreihen getrennt betrachtet. Da bei der Betragsbildung

Real- und Imaginärteil quadriert werden, ist auch die entsprechende Zeiteinheit (ZE) zu quadrieren. Die Darstellung erfolgt im so genannten **spektralen Leistungsdichtespektrum P**

$$P_t(f) = \frac{1}{T} |G_t(f, T) \cdot G_t(f, T)| = f_g \cdot |G_t(f, T)|^2 \quad (9)$$

Man erhält zum Beispiel im Falle einer Spannungsmessung die Einheit Volt [V] in der Zeitdomäne, im Leistungsspektrum (gleichbedeutend mit spektralem Leistungsdichtespektrum) die Einheit [V²/Hz]. Die Werte dieses Spektrums werden nämlich durch die Periodendauer T des Samples dividiert, um das Ergebnis nicht in Abhängigkeit von der Länge des verwendeten Samples zu erhalten. *Gleichung (9)* gilt für den Fall eines kontinuierlichen Leistungsspektrums (*Abb. 2.2.4*, grüne Kurve). Weil auf der Ordinate nicht die Leistung selber, sondern die Leistung pro Hertz aufgetragen ist, lässt sich diese nur durch Integration zwischen zwei Frequenzen beschreiben. Die eigentliche Höhe der Peaks hat messtechnisch keine relevante Bedeutung. Zu erwähnen bleibt noch, dass bei der Untersuchung von Fluktuationen das Integral der spektralen Leistungsdichtefunktion über alle Frequenzen die Varianz des Zeitsignals (also das Quadrat der Standardabweichung σ) liefert:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} P(f) \cdot df. \quad (10)$$

Wenden wir uns wieder dem diskreten Fall zu, bei welchem die Ergebnisse der FFT bei einzelnen Frequenzen vorliegen. Berechnet man aus so einem Datensatz ein Leistungsspektrum, erhält man natürlich ebenfalls nur für diese bestimmten Frequenzen Werte für die Betragsquadrate (*Abb. 2.4.4*, linkes Diagramm). Die Ähnlichkeit der Verläufe im linken und rechten Diagramm soll nicht darüber hinwegtäuschen, dass rechts, also im diskreten Fall, die Höhe der Bins zahlenmäßig der Fläche der Rechtecke im linken Diagramm entspricht. Diese roten Rechtecke stellen eine flächengleiche Annäherung an den theoretischen Verlauf des Spektrums dar. Die Umrechnung erfolgt durch die Division der Werte im rechten Diagramm mit dem Abstand der einzelnen Bins, also der Grundfrequenz f_g - demzufolge müssen sich auch die Einheiten um den Faktor [Hz] unterscheiden (rechts [ZE²]; links [ZE²/Hz]).

Ein abschließender Vergleich zwischen den Leistungsspektren des diskreten und des kontinuierlichen Falles:

Tabelle A Unterschied zwischen kontinuierlichem und diskretem Leistungsspektrum.

| kontinuierlich | ↔ | diskret |
|--------------------------------------|---|-----------------------|
| $P_t(f) = \frac{1}{T} G_t(f, T) ^2$ | $P_t \approx T \cdot P_n(f) = \frac{P_n(f)}{f_g}$ | $P_n(f) = G_n(f) ^2$ |
| [ZE ² /Hz] | ↔ | [ZE ²] |

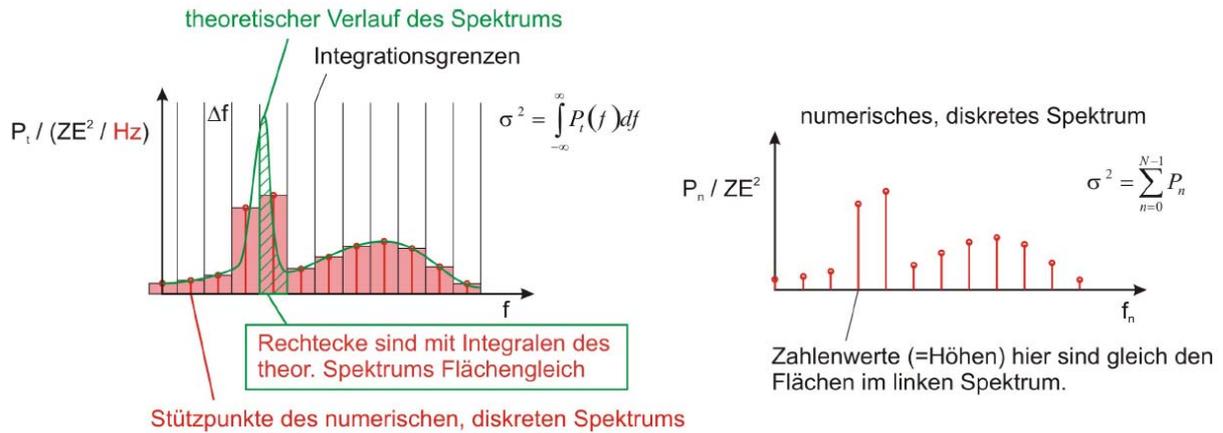


Abb. 2.2.4 Theoretisches und diskretes Leistungsspektrum (Hampel 2005).

2.3. Tomografische Methoden

Ein weiteres praktisches Mittel, um sich ein Bild der Verbrennungszone machen zu können ist die Tomografie. Ursprünglich für medizinische Zwecke entwickelt und perfektioniert, dient sie dazu, aus mehreren integralen Messwerten eine lokale Verteilung der Messgröße zu berechnen. In der medizinischen Anwendung werden Röntgenstrahlen beim Durchgang durch das zu untersuchende Objekt teilweise absorbiert. Die durchgetretene Reststrahlung wird detektiert und stellt somit einen Datensatz einer integralen Absorption dar. Kennt man die integrale Absorption aus mehreren Richtungen, kann durch ein numerisches Verfahren auf die tatsächliche Verteilung geschlossen werden. Dieselbe Methode kann man sich zu Nutze machen, wenn man anstatt integraler Absorption, integrale Emissionswerte zur Verfügung hat. Da in einer Verbrennung die emittierten Lichtteilchen direkt aus der Reaktionszone stammen und sich entlang des Weges zum Beobachter oder Detektor aufsummieren (Reabsorption wird wieder vernachlässigt) und von diesem als mehr oder weniger große Intensität aufgefasst werden, ist die Grundbedingung einer integralen Messung erfüllt. Abb. 2.3.1 zeigt eine solche Helligkeitsverteilung $h(p, \theta)$, aufgenommen entlang der Koordinate p in einer Projektion und unter einem bestimmten Winkel θ bezogen auf das x-y-Koordinatensystem des Objektes. Der Weg, entlang welchem aufintegriert wird, wird weiter unten mit "s" bezeichnet und würde im Falle von Abb. 2.3.1 normal auf die Projektionsebene stehen.

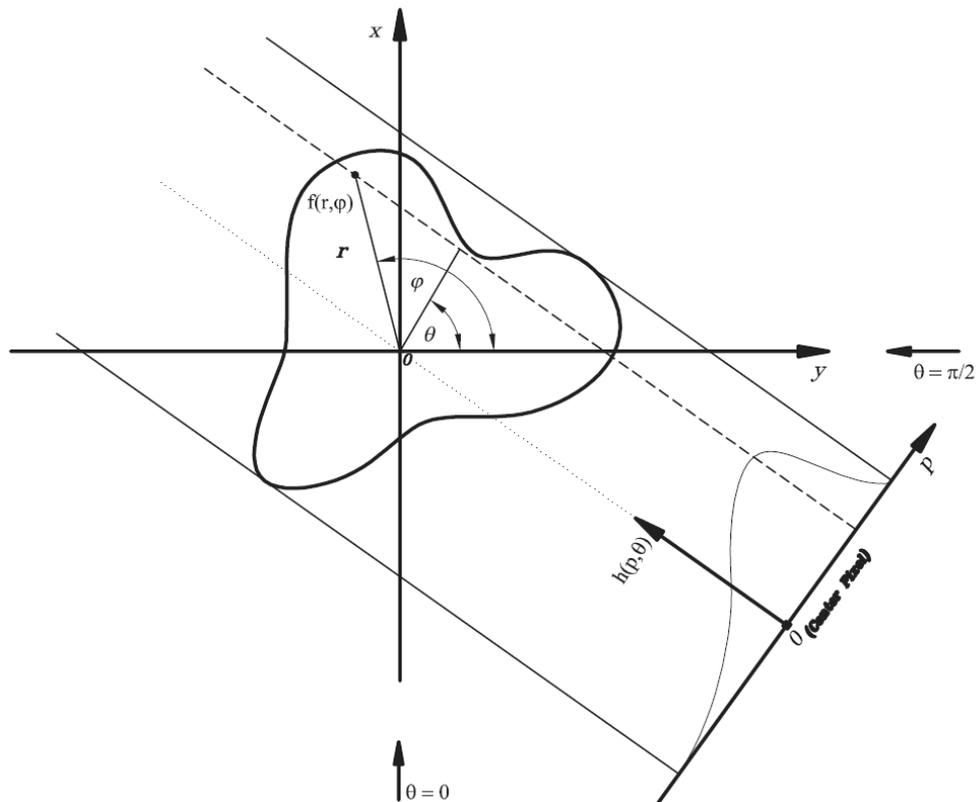


Abb. 2.3.1 Objekt $f(r, \varphi)$ in Polarkoordinaten und Projektion $h(p, \theta)$, dargestellt für einen Beobachtungswinkel θ (Hipp, Reiterer 2003).

Der Zusammenhang zwischen Verteilung $f(r, \varphi)$ und Projektion $h(p, \theta)$ wird Radon-Transformation, nach dem österreichischen Mathematiker Johann Radon, genannt. Die Notation und Schreibweise der Formeln wurde dem Manual des Programmpaketes IDEA entnommen. Radons originaler Beweis kann in (Herman 1980) nachgelesen werden.

$$h(p, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\sqrt{p^2 + s^2}, \arctan\left(\frac{s}{p}\right) + \theta\right) \cdot ds \quad (11)$$

beschreibt, wie man bei einer gegebenen Verteilung eine Projektion durch Aufintegrieren berechnen kann. Da dies aber gleichzeitig genau den Weg beschreibt, der beim Detektieren der emittierten/absorbierten Strahlung automatisch passiert, wäre es von Interesse die Umkehrung davon zu kennen. Dieses Problem wurde 1917 von Radon analytisch gelöst und stellt auch heute noch die Basis der Rückprojektion dar (Herman 1980). Radons Inversion lässt sich als

$$f(r, \varphi) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{r \cdot \cos(\theta - \varphi) - p} \frac{\partial h(p, \theta)}{\partial p} \cdot dp \cdot d\theta \quad (12)$$

anschreiben. Trotz dieser Umkehrung sind noch einige Schritte notwendig, um zu einem praktischen anwendbaren Algorithmus zu gelangen. So bringt Gleichung (12) noch einige Hürden wie Integrationsgrenzen von minus bis plus Unendlich sowie der Tatsache, dass erst

eine unbegrenzte Anzahl aus Projektionsrichtungen zwischen Null und 360° benötigt werden würde, um eine Rückprojektion exakt durchführen zu können, mit sich. Ziel ist es, einen Algorithmus zu finden, der mit einigen wenigen Projektionen ohne großen Rechenaufwand ein hinreichend genaues Bild der tatsächlichen Verteilung liefern kann.

Diese Forderung wird zum Beispiel durch die Faltungsmethode (Convolution-Method, gefilterte Rückprojektion), die in diesem Fall nicht nur ein Ausdruck für die reine mathematische Anwendung einer Faltung zweier Funktionen ist, sondern vielmehr eine vollständige Methode zur Erstellung einer Rückprojektion ausgehend von der Radon-Inversion beschreibt (Hipp, Reiterer 2003; Gabor 1980). Die Schritte, die dazu notwendig sind, bestehen aus:

- einer Ableitung der gesammelten Projektionen von $h(p, \theta)$ zu $h'(p, \theta)$
- einer Hilbert Transformation von $h'(p, \theta)$
- einer abschließenden Rückprojektion

Dabei können die ersten beiden Schritte durch eine Faltung mit einer Funktion q_A angenähert werden.

$$f^*(r, \varphi) = \lim_{A \rightarrow \infty} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^{\infty} h(p, \theta) q_A(r \cos(\theta - \varphi) - p) dp \quad (13)$$

mit

$$q_A(u) = 2 \int_0^{A/2} U F_A(U) \cos(2\pi U u) dU, \quad (14)$$

u ist die Laufvariable der Faltungsfunktion $q_A(u)$. Die Fenster-Funktion $F_A(U)$ in Abhängigkeit von ihrer Laufvariable U ist definiert als:

$$\begin{aligned} 0 < F_A(U) < 1 & \quad \text{für} \quad U < A/2 \\ F_A(U) = 0 & \quad \text{für} \quad U \geq A/2 \\ \lim_{A \rightarrow \infty} F_A(U) = 1. & \end{aligned}$$

Im Programmpaket IDEA wird für $F_A(U)$ das ‘‘verallgemeinerte Hamming Fenster‘‘ (generalized Hamming window) verwendet, welches sich als

$$F_A(U) = \kappa + (1 - \kappa) \cos\left(\frac{2\pi U}{A}\right) \quad \text{mit} \quad 0,5 < \kappa < 1 \quad (15)$$

anschreiben lässt. A steht für die Fensterbreite, kann frei gewählt werden und ist konstant während der Berechnung.

Einschränkungen in der Praxis bei Anwendung dieser Implementierung sind jedoch immer noch vorhanden. So soll nun auch eine endliche Anzahl an Projektionsrichtungen zu einem Ergebnis führen, wobei dann gilt, dass mit zunehmender Anzahl an verwendeten Projektionen sich auch die Qualität des Ergebnisses verbessert. Allerdings müssen für die oben beschriebene Faltungsmethode diese Projektionen im Bereich 0 bis 180° gleich verteilt sein,

spricht die Winkelintervalle zwischen einzelnen Aufnahmen müssen für eine optimale Rückprojektion ident sein. Natürlich kann in der Praxis diese Möglichkeit, bzw. Zugänglichkeit durch Stützen, Streben oder beschränktem optischen Zugang nicht immer gewährleistet werden. Ist dies der Fall, kann zwischen zwei Projektionen eine Interpolation der beiden eingefügt werden, um wieder auf gleiche Winkelintervalle zu kommen. Vor allem bei radialsymmetrischen Verteilungen können damit erfolgreich Artefakte unterdrückt werden, jedoch keine zusätzliche physikalische Information gewonnen werden. Bei dreidimensionalen Objekten ist dies nicht mehr so leicht, erschwert die ungleichmäßige Erstreckung der Verteilung in Projektionsrichtung eine präzise Interpolation.

Bezüglich der Genauigkeit ist zu erwähnen, dass mit *Gleichung (16)* abgeschätzt werden kann wie viele Projektionsrichtungen M erforderlich sind, um in einen Kreis mit Radius R eine Raumfrequenz von Δv zu gewährleisten (Hipp, Reiterer 2003 zit. nach Snyder D.L., Cox J.R. 1977).

$$M = 2\pi R\Delta v + 1 \quad (16)$$

Die räumliche Ortsauflösung in der Projektion entspricht $1/\Delta v$ und ist somit der Abstand der wirklich gemessenen Stützstellen in der Projektion. Im Falle einer fotografischen Aufnahme des Flammenleuchtens werden die Pixelabstände über den Abbildungsmaßstab in Millimeter ausgedrückt. Die Koordinate p in *Abb. 2.3.2* ergibt sich daher ebenfalls in Millimeter, der entsprechende Abstand zwischen zwei Pixel ist der Stützstellenabstand, die räumliche Ortsauflösung, für *Gleichung (13)*.

Die zweite wichtige Einschränkung bezieht sich auf das auftretende Integral in Projektionsrichtung. Da die Grenzen im Unendlichen liegen, muss als Bedingung für eine erfolgreiche tomografische Rekonstruktion gelten, dass am Rand jeder Projektion die gemessene Intensität auf Null abfällt.

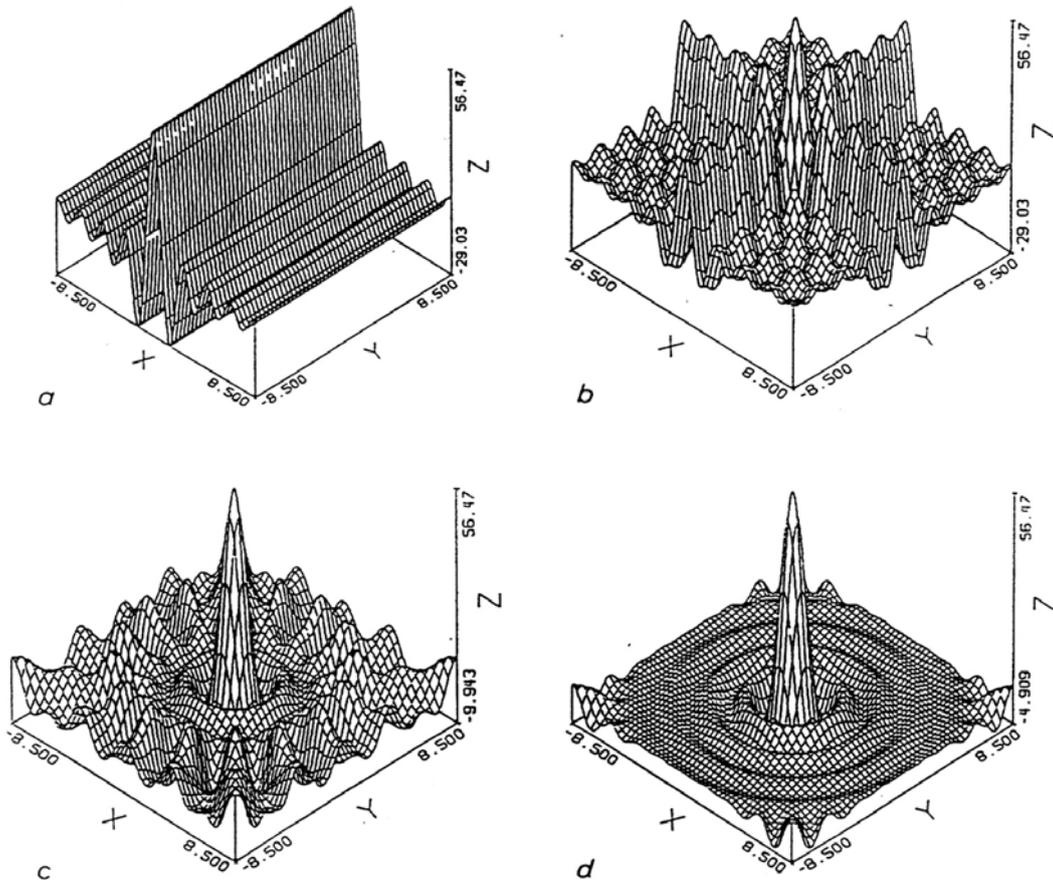


Abb. 2.3.2 Darstellung einer gefilterten Rückprojektion einer Dichteverteilung. Es wurden für (a) 1, (b) 2, (c) 4 und (d) 16 Projektionen verwendet. Mit steigender Anzahl an Projektionen wird der Randbereich immer genauer aufgelöst. Der Peak in der Mitte ist mit 4 Projektionsrichtungen schon hinreichend genau rekonstruiert (Philipp 1991).

Eine Alternative zur oben besprochenen Faltungsmethode (Convolution) ist die Algebraische Rekonstruktionstechnik (ART). Dabei wird Gleichung (12) (Radon Inversion) durch einen Satz an linearen Gleichungssystemen beschrieben und auf iterativem Weg eine Lösung gesucht, welche die zugrunde liegenden Rückprojektionen liefert. Die Einschränkung der äquidistanten Projektionswinkel ist hierbei nicht gegeben. Nachteil gegenüber der Faltungsmethode ist die längere Rechenzeit.

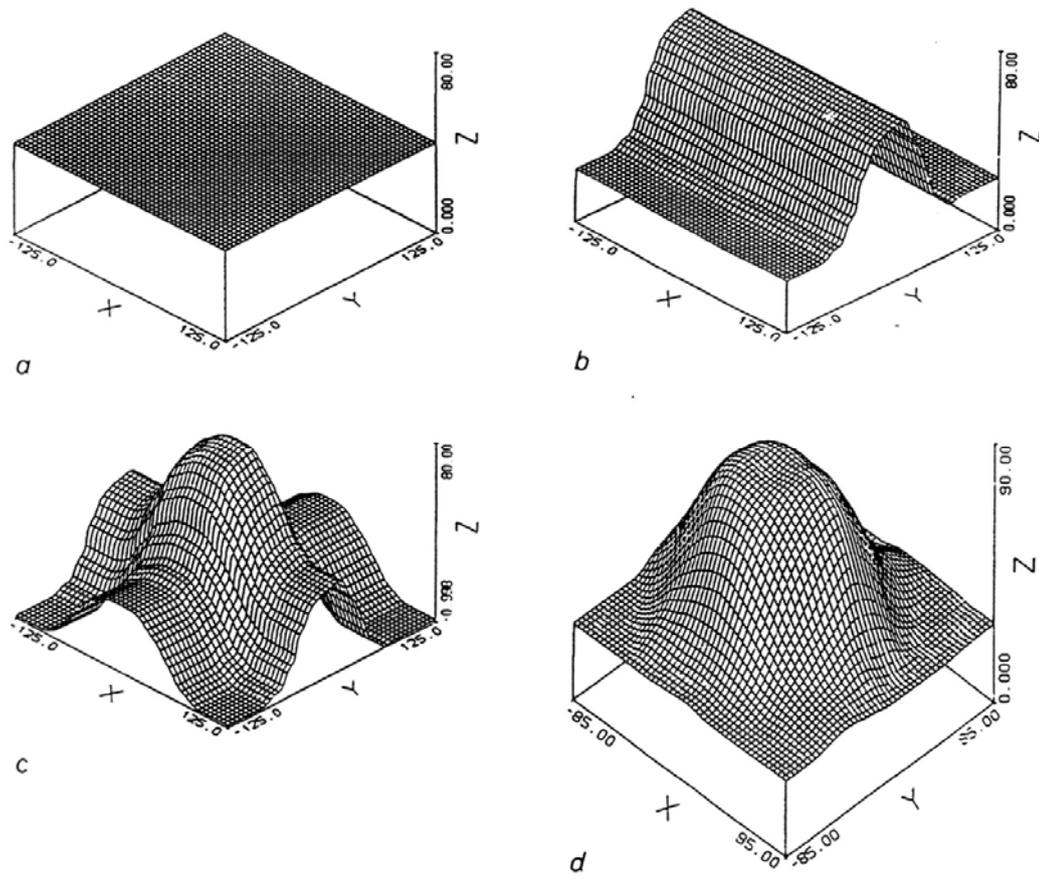


Abb. 2.3.3 Rekonstruktion einer Temperaturverteilung mittels ART. (a) stellt den Ausgangswert dar, (b) zeigt die Rekonstruktion des ebenen Schnittes durch das Objekt für eine Projektion, (c) für 2 und (d) für 27 Projektionen (Philipp 1991).

2.4. Schattenmethode und Schlierenmethode

Bei diesen Untersuchungsmethoden wird, im Unterschied zu den vorherigen Kapiteln, in denen Größen untersucht wurden die mit der Wärmefreisetzung zusammenhängen, die Dichte bzw. Dichtegradienten der Verbrennungsgase analysiert. Die Schlieren- bzw. Schattenmethode stellt eine Form der Untersuchung dar, bei der Dichtegradienten in erster Linie qualitativ erfasst werden können, stellt also eine typische Visualisierungsmethode dar. Dabei wird die Welleneigenschaft des Lichtes ausgenutzt, welches beim Durchgang durch Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex bzw. Dichte eine lokale Verzögerung und Ablenkung erfährt, die, auf einen Schirm projiziert, wiederum dem Beobachter als hellere oder dunklere Bereiche erscheinen. Quantitative Aussagen sind nur in begrenztem Umfang möglich, soll dieses Experiment doch dazu dienen, sich einen Überblick über die Vorgänge innerhalb und außerhalb einer Verbrennungszone zu beschaffen. Doch nicht nur bei einer Verbrennung können diese Verfahren angewendet werden. So kann man damit zum Beispiel die Verdichtungsstöße bei expandierenden Gasen, thermische Konvektion bei Heizelementen oder Wirbel im Totgebiet eines umströmten Körpers visualisieren. Da diese Methode, außer einigen Spiegeln, Linsen, einer Lichtquelle und etwas Platz keine weiteren Ansprüche stellt, ist der Aufbau und die Auswertung im Vergleich zu Messungen wie Laservibrometrie,

Differentialinterferometrie und vielen anderen Strömungsuntersuchungen relativ einfach. Es ist daher auch wenig verwunderlich, dass die ersten Schlierenbilder aus einer Zeit stammen, in der Laser oder Computer noch nicht existierten. Als Pionier auf diesem Gebiet wird Robert Hooke (1635-1703) genannt, der die aufsteigende warme Luft einer Kerze mithilfe der Schattenmethode und später mit einem Schlierenaufbau untersuchte (Settles 2001). August Toepler, Ernst Mach und andere namhafte Wissenschaftler perfektionierten später die Untersuchung mit Hilfe der Schlierenmethode und weiteten den Anwendungsbereich auf viele Bereiche der modernen Strömungs- und Wärmelehre aus.



Abb. 2.4.1 v.l.n.r.: Aufnahme der Schockwellen eines Geschosses (Ernst Mach); Schlierenbild einer Gewehrkugel durch eine Kerzenflamme (Hubert Schardin); Zeichnung eines Schlierenbildes, erzeugt durch eine sphärische Schockwelle bei elektrischer Funkenentladung (August Toepler); (Settles 2001).

Um zu verstehen wie ein Schlierenbild entsteht, ist es notwendig kurz auf den Einfluss eines inhomogenen Dichteobjektes auf einen Lichtstrahl einzugehen.

Licht, betrachtet man es als Welle, wird generell durch die Wellenlänge λ und die Frequenz f charakterisiert. Das Produkt dieser beiden Faktoren liefert die Lichtgeschwindigkeit c , die für Vakuum einen Wert von $c_0 = 2,998 \cdot 10^8$ m/s annimmt. Pflanzte sich diese Lichtwelle nicht in Vakuum sondern in einem Medium fort, verringert sich die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Da die Frequenz dabei konstant bleibt muss sich die Wellenlänge entsprechend

$$c_0 = f \cdot \lambda_0 \Leftrightarrow c_M = f \cdot \lambda_M \quad (17)$$

ändern.

Der Zusammenhang zwischen c_0 und c_M wird durch den Brechungsindex (auch Brechzahl)

$$n = \frac{c_0}{c_M} \geq 1 \quad (18)$$

ausgedrückt. Typische Werte für Gase unter atmosphärischen Bedingungen liegen in der Größenordnung von 1,0001 bis 1,0020 (z.B. für Luft unter 1013 hPa, 0°C und Licht mit 589,2 nm ist $n_{\text{Luft}} = 1,000292$; www.keyelaby.npl.co.uk /12.2009).

Ist die Grenzfläche des optisch dichteren Mediums nun schräg auf den eintreffenden Lichtstrahl gerichtet, erfolgt nicht nur eine Verzögerung des Lichtwellenzuges sondern auch eine Richtungsablenkung zum Lot. Voraussetzung für eine einmalige Richtungsänderung an

der Grenzfläche sind zwei homogene Medien mit konstanter Dichte. Den Zusammenhang zwischen Dichte und Brechungsindex bei Gasen liefert die Gladstone-Dale Beziehung (für eine genaue Herleitung siehe: Merzkirch 1987).

$$n - 1 = K\rho \quad (19)$$

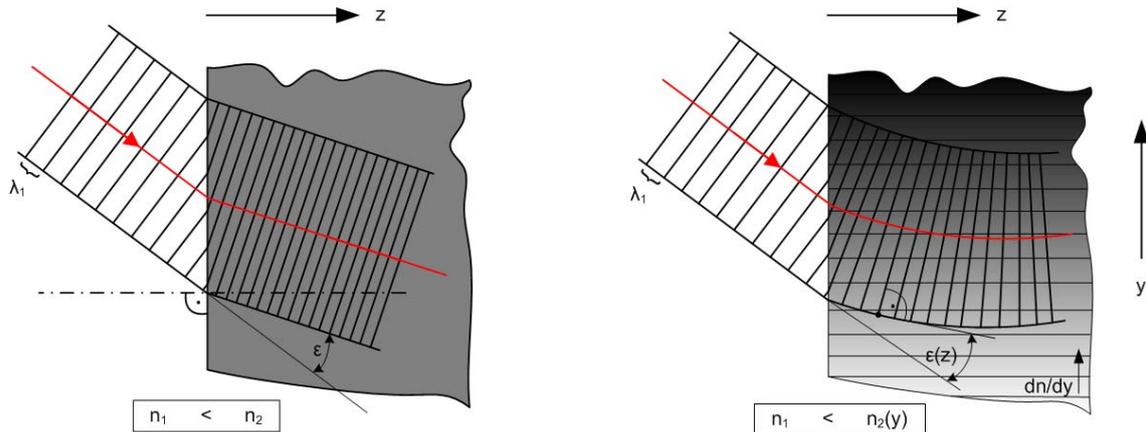


Abb. 2.4.2 *links:* Lichtwellen treffen schräg auf ein optisch dichteres Medium und werden zum Lot gebrochen. *rechts:* Das optisch dichtere Medium weist einen Gradienten in der Dichte auf - die eintreffenden Lichtwellen werden kontinuierlich gebrochen.

Liegt in einem Medium nun ein Dichtegradient vor ($n = n(x, y, z)$), erfolgt eine kontinuierliche Ablenkung des Lichtstrahls. Um diese Ablenkung beschreiben zu können müsste man den Winkel des Strahls nach Durchtritt durch das Testobjekt gemessen zur Ausgangsrichtung kennen (ϵ_x, ϵ_y). Würde man den abgelenkten Strahl wie in *Abb. 2.4.3* auf eine Ebene projizieren, kann auch die Entfernung der beiden Punkte Q zu Q* bei bekanntem Abstand zur Projektionsebene (Länge l) Aufschluss über die Ablenkung geben.

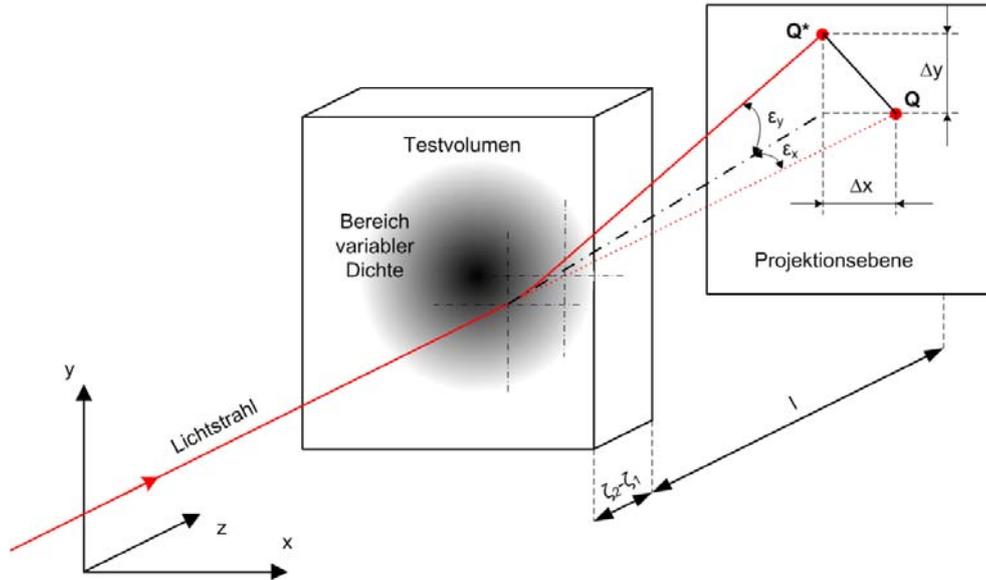


Abb. 2.4.3 Ablenkung eines Strahls durch Dichtegradienten in einem Testvolumen.

Die Ablenkung ε_x und ε_y lässt sich in Abhängigkeit von der Gladstone-Dale-Konstante, den Dichtegradienten in x- und y-Richtung sowie der Länge $\zeta_2 - \zeta_1$ gemäß *Abb. 2.4.3* angeben als

$$\varepsilon_x = \frac{K}{K\rho + 1} \frac{\partial \rho}{\partial x} (\zeta_2 - \zeta_1) \quad \text{und} \quad \varepsilon_y = \frac{K}{K\rho + 1} \frac{\partial \rho}{\partial y} (\zeta_2 - \zeta_1) \quad (20)$$

(Oertel 1989). Es lässt sich leicht erkennen, dass bei steigender Dichte die Ablenkung des Lichtstrahls bei konstantem Dichtegradienten immer kleiner wird. Dies stellt ein Problem dar bei der Visualisierung von Gasen oder Strömungen unter sehr hohem Druck. Wächst jedoch der Dichtegradient im selben Maße wie die Gesamtdichte (Druckwellen bei Explosionen, Expansion beim Düsenaustritt,...) ist wieder eine Ablenkung feststellbar.

Genau diese Ablenkung ε_x und ε_y , also die erste Ableitung des Brechungsindex ($\partial n / \partial x, \partial n / \partial y$), kann nun durch die Schlierenmethode sichtbar gemacht werden. Im Gegensatz dazu steht die Schattenmethode, mit der die zweite Ableitung des Brechungsindex ($\partial^2 n / \partial x^2, \partial^2 n / \partial y^2$), oder eben der Gradient der Ablenkung, detektiert wird.

Schattenmethode

Die einfachste Form der Visualisierung stellt die Schattenmethode dar. Ein lichtdurchlässiges Medium welches einen Dichtegradienten aufweist (Schlierenobjekt) lenkt Lichtstrahlen ab, die unmittelbar danach auf einen Schirm geworfen werden und sich in Form von hellen und dunklen Bereichen auszeichnen. Da außer einer Lichtquelle (paralleles Licht ist nicht zwingend erforderlich), einem Schlierenobjekt und einem Schirm nichts weiter erforderlich ist, tritt dieses Phänomen oft in alltäglichen Situationen auf – z.B. eine Kerze zwischen Schreibtischlampe und Wand kann sich als verschwommener Schatten an der Wand äußern. Im Unterschied zur weiter unten beschriebenen Schlierenmethode ist dieser Schatten jedoch

kein fokussiertes Abbild von dem Testobjekt zwischen Lichtquelle und Schirm. Ein weiterer Unterscheidungspunkt ist, dass die unterschiedlichen Helligkeiten in diesem Schatten auf eine Änderung im Dichtegradienten ($\partial\rho/\partial x$) zurückzuführen ist, also auf die zweite Ableitung der Dichte ($\partial^2\rho/\partial x^2$).

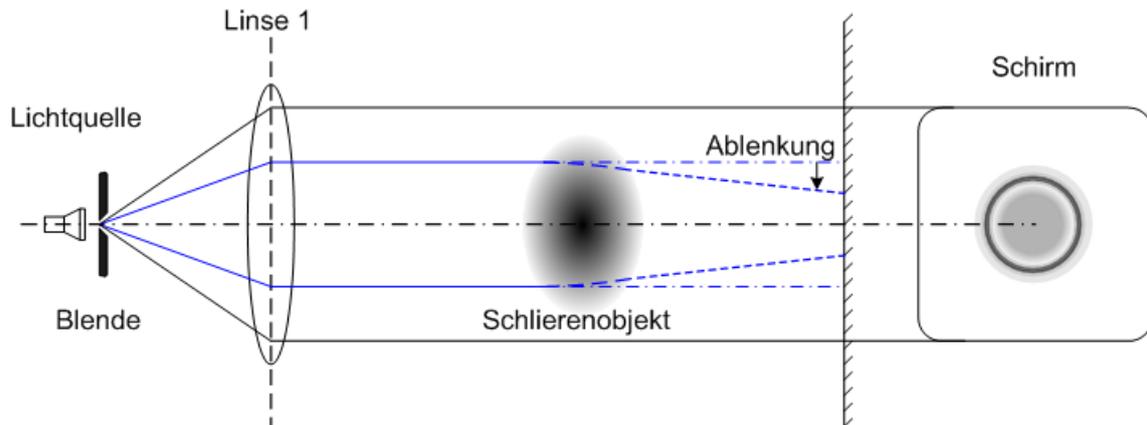


Abb. 2.4.4 Prinzipieller Aufbau zur Schattenmethode mit parallelem Licht. Das Schlierenobjekt (in diesem Fall eine durchlässige Kugel mit konstanter Dichte) wird als heller und dunkler Ring dargestellt.

Schlierenmethode

Ausgehend von einer punktförmigen Lichtquelle, typischerweise ein Projektor mit einer davor angebrachten Lochblende oder ein Laser mit aufgeweitetem Strahl, wird ein Bündel divergenter Lichtstrahlen von einer Sammellinse parallel gerichtet und passiert so das zu untersuchende Gebiet. Liegt in diesem kein Dichtegradient vor, so erreicht das Licht, immer noch parallel, die zweite Linse welche die Strahlen in einen Brennpunkt fokussiert und anschließend auf einen Schirm projiziert. Befindet sich nun ein Schlierenobjekt, im Gebiet der parallelen Lichtstrahlen, so wird die Lichtwelle abgelenkt und trifft nun unter dem Winkel ϵ auf die zweite Linse. Diese Linse ist in ihrer Entfernung zum Schlierenobjekt so eingestellt, dass dieses als reelles Bild auf den Schirm dahinter abgebildet wird. Da diese abgelenkten Lichtstrahlen, die in *Abb. 2.4.5* als blaue strichlierte Linien angedeutet sind nicht mehr durch den gemeinsamen Fokus laufen, können diese durch eine Blende vom restlichen Bild separiert werden. Üblicherweise erfolgt das "Wegschneiden" dieser abgelenkten Strahlen mit Hilfe einer Rasierklinge oder ähnlichen Gegenständen mit scharfer Kante (Schlierenblende). In *Abb. 2.4.5* ist dies für eine punktförmige Schlierenblende zu sehen, z.B. ein schwarzer Punkt auf einer Glasscheibe. In diesem Fall werden dann alle Lichtstrahlen blockiert, welche nicht durch Ablenkung beeinflusst worden sind. Das resultierende Bild entsteht dabei durch abgelenkte Strahlen, welche die Blende dadurch passiert haben. Auch können durch Verwendung von unterschiedlich gestalteten Schlierenblenden Dichtegradienten verschiedener Richtungen dargestellt werden. Diese erscheinen dann als helle oder dunkle Streifen bzw. Flecken (Schlieren) am Projektionschirm. Je nachdem ob die Schlierenblende den Fokus gerade nicht mehr oder gerade schon noch abblockt unterscheidet man zwischen

Hellfeld- und Dunkelfeld-Schlierenbildern. Der Unterschied besteht darin, dass Dunkelfeldaufnahmen generell kleinere Dichtegradienten darstellen können, kann doch lediglich der abgelenkte Teil des Lichtes so beobachtet werden. Nachteil ist, dass eine entsprechend starke Lichtquelle vorhanden sein muss, um entsprechende Resultate zu erzielen.

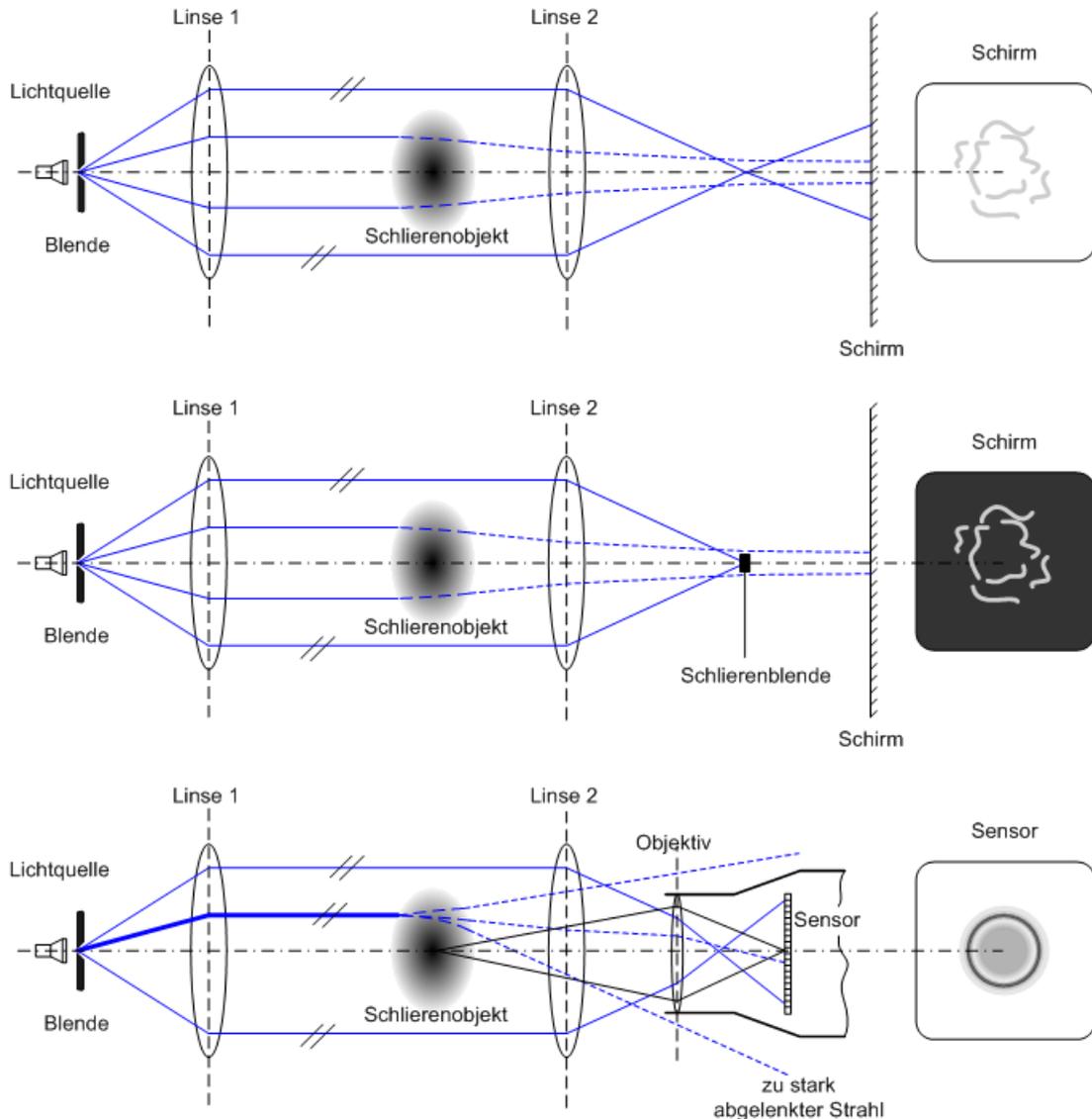


Abb. 2.4.5 *oben:* Schlierenaufbau mit zwei Linsen ohne Schlierenblende. *mitte:* Eine Schlierenblende im Fokus lässt nur abgelenkte Strahlen passieren. *unten:* Ein, mit einer Kamera aufgenommenes Bild des Schlierenobjektes. Obwohl hier keine Schlierenblende verwendet wurde, kommt es zu einer Visualisierung der Dichtegradienten, da bei starker Ablenkung, z.B. in Brennern, die Kamerablende bereits als Schlierenblende fungiert.

Es können nun verschiedene Arten von Schlierenblenden verwendet werden, um Gradienten in verschiedenen Richtungen darzustellen. So werden L-förmige, quadratische oder runde Blenden eingesetzt, um mehrere Richtungen der Dichtegradienten gleichzeitig erkennen zu können. Diese sind dann zusätzlich mit Farbfilter versehen, zur farblichen Kodierung der verschiedenen Richtungen.

Entschließt man sich nun eine Schlierenvisualisierung durchzuführen, muss man sich auch darüber Gedanken machen wie der meist begrenzte Platz in einem Labor genutzt werden kann ohne den Lichtstrahl unnötig oft umzulenken. Ein Aufbau mit einheitlicher, gerader optischer Achse wäre optimal, würde allerdings bei Linsen mit großen Brennweiten sich auf mehrere Meter erstrecken. Eine Möglichkeit besteht darin, den Strahl zweimal durch Parabolspiegel umzulenken. Da diese Anordnung zur Kompensierung von Bildfehlern, die zwangsläufig entstehen wenn ein Parabolspiegel von parallelem Licht schräg beleuchtet wird, antisymmetrisch aufgebaut wird, spricht man in diesem Fall von einer Z-Anordnung. Es versteht sich von selber, dass mit kleineren Umlenk winkeln die Abbildung weniger durch einen störenden Astigmatismus beeinflusst sein wird. Ist der Zugang zum Schlierenobjekt auf einer Seite begrenzt, kann der Strahl in sich selber gespiegelt werden und durch einen Strahlteiler vom Hauptstrahl am Rückweg getrennt werden.

2.5. Differentialinterferometrie

Differentialinterferometrie (shearing interferometry, shearography) beruht auf der Überlagerung und Interferenz von kohärenten Lichtwellen und kann dazu dienen, Laufzeitunterschiede des Lichtes in einem lichtdurchlässigen Medium zu quantifizieren. Kennt man den Laufzeitunterschied, bzw. die Verzögerung der Phasenfront des Lichtes, ist es nach einer tomografischen Rekonstruktion und bei bekannter Gladstone-Dale-Konstante möglich, in jedem Punkt einer untersuchten Ebene die Dichte des Mediums zu bestimmen. Im Gegensatz zur klassischen Interferometrie (z.B. Michelson-Interferometer), welche die Dichteverteilung im Objekt bestimmt, erlaubt die Differentialinterferometrie die Bestimmung des Dichtegradienten. Hauptvorteile dieser Methode sind zum einen, dass es sich um einen berührungslosen Messvorgang handelt, zum anderen, dass die Empfindlichkeit der Interferometereinheit beliebig verändert werden kann und so an die jeweilige Situation angepasst werden kann. Es gibt prinzipiell zwei Möglichkeiten des Aufbaus. Bei der ersten treten zwei leicht voneinander verschobene Lichtwellen durch ein Medium hindurch und werden anschließend überlagert. Die so entstehenden Interferenzerscheinungen liefern das gleiche Resultat wie wenn man nur eine Lichtwelle durch das Medium schickt, darauf in zwei gleichartige Anteile aufspaltet und diese gegeneinander verschiebt und überlagert. Letztere Variante wurde auch für diese Arbeit angewendet.

Grundlage für alle Versuche bei denen Interferenz von Licht erwünscht bzw. gefordert ist, ist eine kohärente Lichtquelle. Kohärenz von Licht bedeutet, dass in einem Querschnitt des Lichtstrahls alle Lichtwellen dieselbe Phasenlage aufweisen. Anders als zum Beispiel bei Sonnenlicht, wo die Lichtwellen nicht miteinander korreliert sind, weist Laserlicht genau diese Eigenschaften auf. Wird ein Laserstrahl in einem Strahlteilerprisma in zwei Teile zerlegt und diese Teilstrahlen, nachdem sie eine gewisse Wegstrecke zurückgelegt haben, wieder überlagert, so kommt es je nach Phasenlage der Teilstrahlen zueinander zu Interferenz. Der Phasenunterschied kann nun entweder auf einen etwas längeren geometrischen Weg des einen Strahls oder durch einen Bereich mit unterschiedlichen Lichtausbreitungs-Eigenschaften (z.B. größere Dichte / Brechungsindex) zurückzuführen sein. Unabhängig davon lässt sich der optische Weg l_{opt} formulieren, der sowohl den geometrischen Weg (z) als auch den Brechungsindex des Mediums (n) berücksichtigt. Damit lässt sich feststellen, welche Phasenlage eine Lichtwelle bei bekannter Wellenlänge nach einer bestimmten Strecke in einem Medium bei bekannter Brechungsindexverteilung besitzt und stellt somit die Grundlage für alle interferometrischen Messverfahren dar.

$$l_{\text{opt}} = n \cdot \Delta z \quad (21)$$

oder bei wegabhängiger Brechzahlverteilung

$$l_{\text{opt}} = \int_{z_1}^{z_2} n(z) \cdot dz. \quad (22)$$

Die Phasenlage ergibt sich durch

$$\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l_{\text{opt}} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int_{z_1}^{z_2} n(x, y, z) \cdot dz, \quad (23)$$

wobei die Bildkoordinaten x und y senkrecht zur Strahlrichtung z (durch das Objekt stehen. Nach Einsetzen der Gladstone-Dale-Beziehung erhält man

$$\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int_{z_1}^{z_2} (K\rho(x, y, z) + 1) dz. \quad (24)$$

Es wird im Folgenden vorausgesetzt, dass die Gladstone-Dale-Konstante K für den gesamten Objektraum konstant ist. Dies ist jedoch nicht tatsächlich der Fall, da diese von der Gaszusammensetzung, der Temperatur und der Wellenlänge des verwendeten Lasers abhängt. Ohne diese Vereinfachung müsste die Konzentration und Temperatur in jedem Punkt bekannt sein. Falls die ungefähre Temperatur- und Konzentrationsverteilung der beteiligten Gasarten zur Verfügung steht, kann mit einer mittleren Gladstone-Dale-Konstante gerechnet werden. In weiterer Folge wird nur die Bildkoordinate y , in welcher die Scherung der Bilder gegeneinander erfolgen soll, betrachtet.

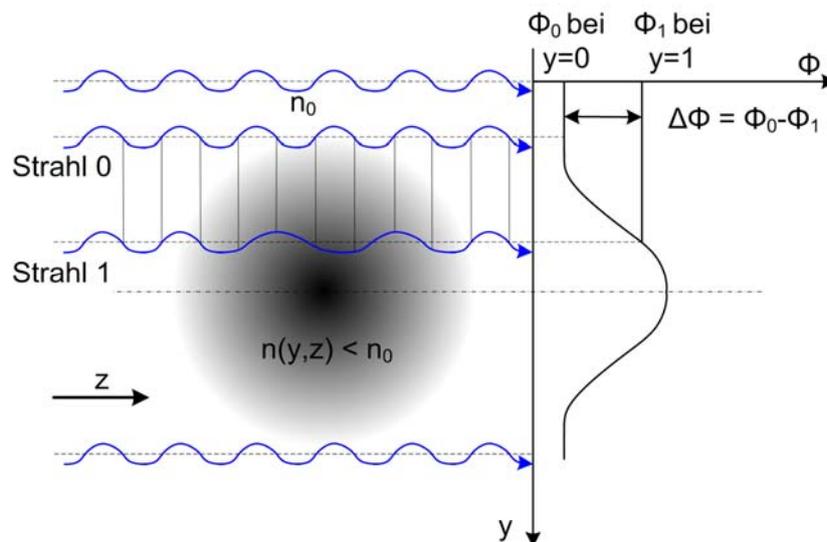


Abb. 2.5.1 Phasenunterschiede zwischen Lichtwellen

Der Phasenunterschied zwischen zwei benachbarten Wellen (Φ_0 an $y = 0$ und Φ_1 an $y = 1$) kann wie folgt angeschrieben werden:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \Phi_0(y_0) - \Phi_1(y_1) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int_{z_1}^{z_2} (K\rho(y_0, z) + 1) dz - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int_{z_1}^{z_2} (K\rho(y_1, z) + 1) dz.\end{aligned}\quad (25)$$

Ist nun aufgrund höherer Temperaturen in einem Gas die Dichte geringer, bewegt sich auch Licht, das diesen Teil passiert, schneller - der optische Weg wird also kürzer.

Die Differentialinterferometrie liefert dabei $\Delta\Phi$ zweier Lichtwellen, eine Größe die proportional zum Dichteunterschied zwischen diesen beiden Wellen ist. Der Weg vom Experiment bis dorthin wird kurz beschrieben (Woisetschläger et al. 1998).

Ausgehend von *Gleichung (25)* wird die Wellenfront nach Passieren der Messstrecke um eine sehr kleine Auslenkung δ in y-Richtung gegen sich selbst verschoben (geschert) und wieder überlagert. Die Richtung der Verschiebung legt automatisch die Richtung des Gradienten fest, der vorerst gemessen wird. Sind die beiden Wellenfronten nun um einen bestimmten Betrag geschert (eben um δ in y-Richtung versetzt), so erhält man folgende Verteilung:

$$\Delta\Phi(y) = \frac{2\pi}{\lambda} K \cdot \int_{z_1}^{z_2} \left(\rho\left(y - \frac{\delta}{2}, z\right) - \rho\left(y + \frac{\delta}{2}, z\right) \right) dz. \quad (26)$$

Da die gemessene Phasendifferenz immer auf die eingestellte Scherung δ bezogen ist, werden beide Seiten durch δ dividiert:

$$\frac{\Delta\Phi(y)}{\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} K \cdot \int_{z_1}^{z_2} \frac{\left(\rho\left(y - \frac{\delta}{2}, z\right) - \rho\left(y + \frac{\delta}{2}, z\right) \right)}{\delta} dz. \quad (27)$$

Da zuvor festgelegt wurde, dass δ in y-Richtung (also $\delta = \Delta y$) zeigt kann man

$$\frac{\Delta\Phi(y)}{\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} K \cdot \int_{z_1}^{z_2} \frac{\left(\rho\left(y - \frac{\Delta y}{2}, z\right) - \rho\left(y + \frac{\Delta y}{2}, z\right) \right)}{\Delta y} dz \quad (28)$$

schreiben und erhält somit den Gradienten der Dichte in y-Richtung.

$$\frac{\Delta\Phi(y)}{\delta} \approx \frac{2\pi}{\lambda} K \cdot \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \quad \text{für } \delta \ll \quad (29)$$

$\Delta\Phi(y)$ ist dabei die Messgröße und ergibt sich als Resultat der Auswertung der Interferogramme, wie im Anschluss an dieses Kapitel beschrieben ist.

Um weiter auswerten zu können, muss allerdings δ bekannt sein, um den Dichtegradienten zu erhalten. Für die Bestimmung der Scherung stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Eine präzise Messung ist dabei erforderlich, da sich δ typischerweise in einem Bereich von einigen Hundertstel- bis Zehntelmillimeter bewegt.

Führt man alle Schritte bis hierher durch, ist das Resultat eine Dichtegradienten-Verteilung in Richtung der eingestellten Scherung. Möchte man nun vom Gradienten auf die Dichte selber schließen, muss in Scherungsrichtung numerisch integriert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass an der Stelle an der die Integration gestartet wird, der Gradient gleich Null ist, da sonst alle folgenden Werte um einen konstanten Wert vom tatsächlichen Ergebnis abweichen. Dies bedeutet für die praktische Anwendung, dass sich rund um das zu vermessende Objekt ein ungestörter Bereich befinden muss.

Abb. 2.5.2 zeigt noch einmal das Ergebnis der Phasenverteilung der, gegen sich selbst um δ gescherten Wellenfront.

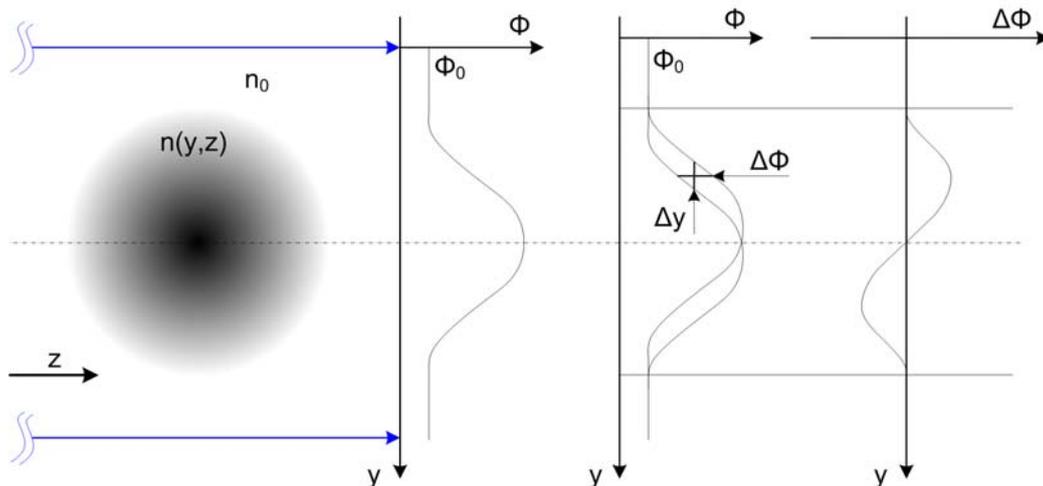


Abb. 2.5.2 kohärentes Licht dringt durch einen Bereich mit unterschiedlichem Brechungsindex und erzeugt die Phasenverteilung mit einem Maximum auf der Mittellinie. Weiter rechts dieselbe Verteilung um den Betrag δ geschert. Rechts ist der Verlauf von $\Delta\Phi(y)$ bei derselben Scherung zu sehen. Das Maxima und Minima zeigt die Stelle des größten Dichtegradienten an.

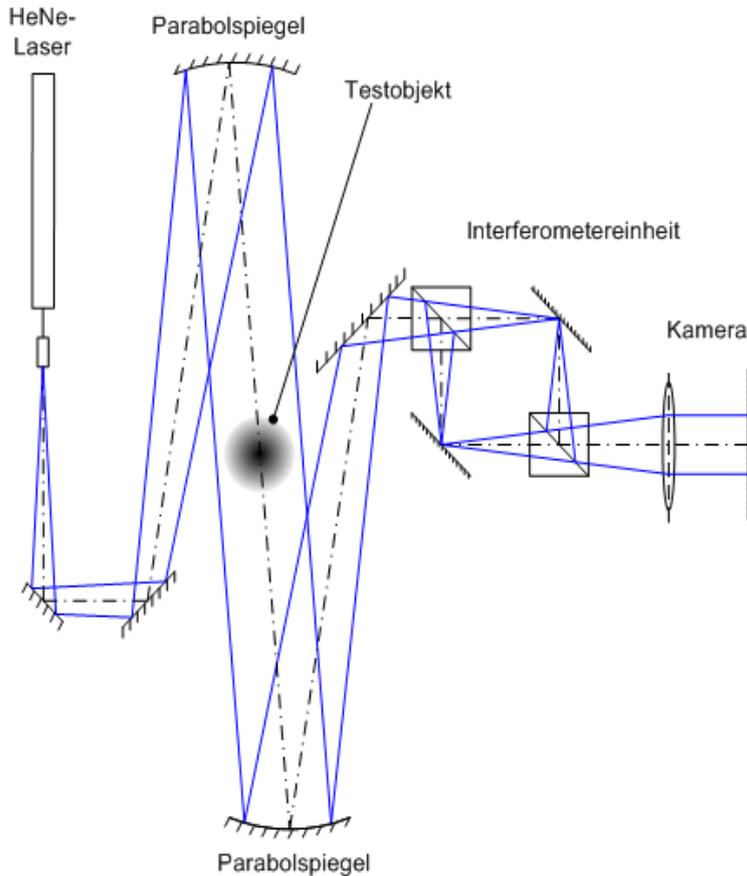


Abb. 2.5.3 Strahlengang bei einer differentialinterferometrischen Messung mit zwei Parabolspiegeln.

Ein einfacher Aufbau eines Systems für differentialinterferometrische Messungen sieht wie folgt aus. Als Lichtquelle wird ein Laser, im vorliegenden Fall ein HeNe-Laser verwendet. Der Strahl wird aufgeweitet und anschließend in einem Parabolspiegel als Parallelstrahl durch das Testvolumen gelenkt. Dabei kommt es zur Verformung der anfangs ebenen Wellenfronten durch Beschleunigung oder Verzögerung einzelner Bereiche. Ein zweiter Parabolspiegel fokussiert die Parallelstrahlen wieder und führt diese über Umlenkspiegel in das eigentliche Interferometer. In diesem Interferometer wird die Wellenfront geteilt, gegen sich selbst geschert und wieder überlagert, also zur Interferenz gebracht. Ein Interferogramm entsteht, aus welchem die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ermittelt werden kann (Abb. 2.5.6). Um diese Interferogramme aufnehmen zu können, befindet sich eine Kamera am Ausgang, alter-

nativ kann der Strahl auch auf einen Schirm projiziert werden, um so mittels geeignetem Aufnahmegerät digitalisiert zu werden.

Natürlich treten auch, wie bei der in *Kapitel 2.4* erwähnten Schlierenmethode, Brechungseffekte auf. Durch lange Messstrecken bei Spiegeln mit großer Brennweite kann es vorkommen, dass zu stark abgelenkte Strahlen nicht mehr auf den Spiegel oder die Linse treffen. So hilfreich dieser Effekt bei Schattenaufnahmen ist, so unerwünscht ist dies bei Differentialinterferometrie, da hier eine gleichmäßige Ausleuchtung des Bildes angestrebt wird. Man kann sich dadurch helfen, dass man mit der Kamera am Ausgang des Interferometers bei genügend großer Blende das Testobjekt fokussiert und so das Interferogramm unempfindlich gegenüber Schlieren macht.

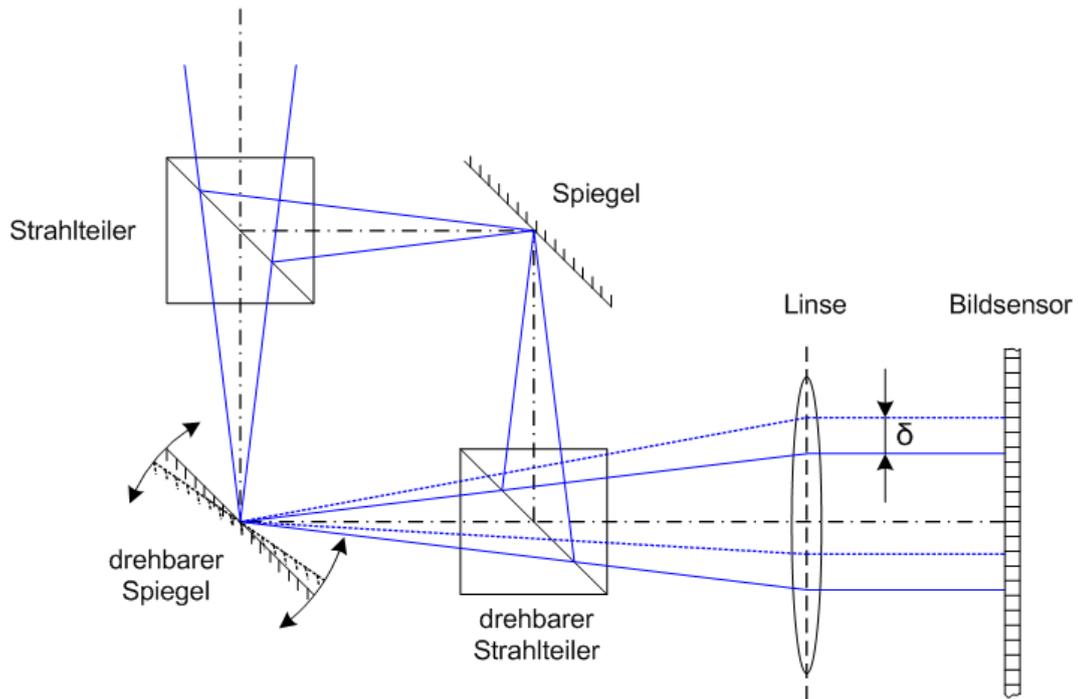


Abb. 2.5.4 Effekt auf das Interferogramm bei Verkappen des Spiegels: Da der Fokus sich auf der Spiegelfläche befindet, findet keine Änderung am optischen Weg statt. Es kommt lediglich zu einer Scherung δ in Kipprichtung.

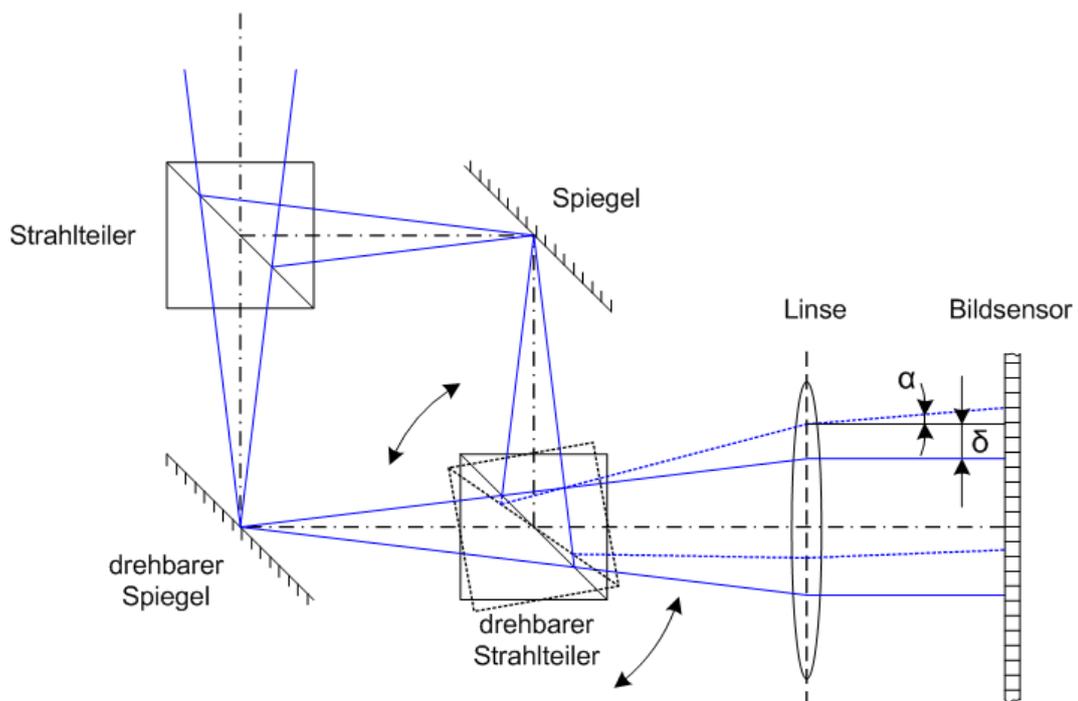


Abb. 2.5.5 Effekt auf das Interferogramm bei Verkappen des Strahlteilers: Zusätzlich zu einer Scherung wird der zweite Strahl gekippt. Dies dient der Erzeugung eines Interferenzstreifenmusters um anhand dessen die Scherung erkennen zu können.

Abb. 2.5.4 und *Abb. 2.5.5* zeigen, wie eine Scherung bzw. eine Verkippung des Strahls realisiert werden kann. Der Grund warum die beiden Strahlen zusätzlich gegeneinander verkippt werden müssen ist der, dass dadurch ein paralleles Interferenzstreifensystem erzeugt wird, dessen Frequenzmodulation (Abweichung der Interferenzstreifen von einer geraden Linie) die Basis zur Auswertung der Scherung darstellen (*Abb. 2.5.6*). Die parallelen Interferenzstreifen (Trägerstreifen) können nun sowohl in ihrer Richtung als auch in ihrem Abstand durch Kippen bzw. Drehen des Prismas beliebig eingestellt werden. Der Vorteil dieses Systems ist, dass die Scherung anschließend durch Kippen des Spiegels unabhängig vom Trägerstreifensystem erfolgen kann. Üblicherweise wird die Richtung der Trägerstreifen normal auf die Scherung gewählt, um eine deutliche Auslenkung feststellen zu können. Mit der stufenlos möglichen Wahl der Scherung geht auch ein beliebig wählbarer Sensibilitätsbereich einher. So wird für Objekte mit großen Dichtegradienten eine kleine Scherung genommen und vice versa, um keine zu große Störung der Trägerstreifen und somit eine unsicherere Auswertbarkeit zur Folge zu haben. Sind die Linien einmal durch zu große Auslenkung unterbrochen, kann das computergestützte Auswerteverfahren, welches aus den Bildern die Phasenunterschiede $\Delta\Phi(y)$ mittels schneller Fourier-Transformation errechnet, den weiteren Verlauf nicht rekonstruieren und möglicherweise missinterpretieren.

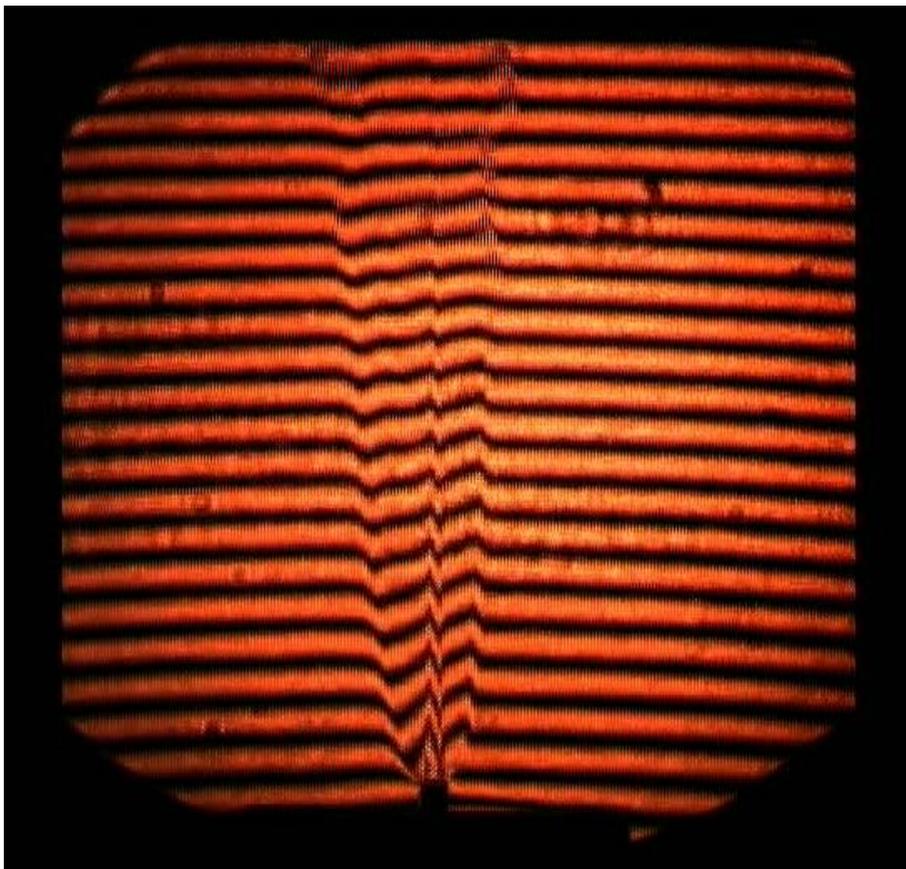


Abb. 2.5.6 Mit Hilfe der Differentialinterferometrie aufgenommenes Interferogramm. Die hellen und dunklen Linien (Interferenzstreifen) sind Isolinien der Phase, wobei sich die Intensitäten bei Phasenänderungen von 2π wiederholen. Das Trägerstreifensystem welches von den Dichtegradienten moduliert wird, dient zur leichteren Auswertung der Phase $\Delta\Phi$ mittels Fourier-Transformation.

Die Bestimmung der eingestellten Scherung δ kann auf verschiedene Weisen erfolgen:

- Der Laserstrahl wird nicht aufgeweitet, zeigt entlang der optischen Achse und wird nach Austritt aus dem Interferometers auf einen entfernten Schirm projiziert. Wird im Interferometer einmal der eine und einmal der andere Strahl abgedeckt, ist am Schirm oder Fotodetektor ein springender Lichtpunkt zu sehen. Der Abstand der beiden Punkte entspricht so der Scherung.
- Im Interferogramm sichtbare scharfkantig begrenzte Objekte können bei entsprechend großer Scherung als Doppelkontur erscheinen. Dies deutet darauf hin, dass die Scherung sich zumindest in der Größenordnung mehrerer Pixels, oder zumindest eines Pixels bei Verwendung eines digitalen Bildspeicherbausteins befindet. Ist die, durch ein Pixel im Bild tatsächlich dargestellte Länge bekannt, z.B. durch den Kamerahersteller, kann von den Positionen der Doppelkonturen auf die Scherung rückgerechnet werden.
- Ein Kalibrierobjekt in der Messstrecke mit konstantem Dichtegradienten in Scherungsrichtung liefert einen konstanten Wert für $\Delta\Phi(y)$. Ist der Dichtegradient bekannt, kann die Scherung durch einfaches Umformen von *Gleichung (29)* berechnet werden, da $\Delta\Phi(y)$ durch die Auswertung ebenfalls bekannt ist. In der Praxis kann als Kalibrierobjekt ein Keil mit bekannten geometrischen Abmessungen und Brechungsindex herangezogen werden. Nachteil dieser Methode ist, dass immer eine 2π -Unsicherheit besteht, was bedeutet, dass $\Delta\Phi(y)$ zwar relativ genau abgelesen werden kann, jedoch um Vielfache von 2π größer oder kleiner sein könnte. Falls Vergleichsmessungen vorliegen oder die ungefähre Dichte des Objekts schon vorher bekannt ist, kann festgestellt bzw. kontrolliert werden ob der korrekte Phasensprung gewählt wurde. In der vorliegenden Arbeit wurde ein schlanker Wasserkeil als Kalibrierobjekt gewählt und die Bestimmung der Scherung durch das Doppelbild kontrolliert.

Die Auswertung der Interferogramme erfolgte mit der Software IDEA, die an der TU Graz entwickelt wurde (Hipp, Reiterer 2003). Hierbei wird dem Interferogramm durch Verkippen eines Spiegels ein paralleles Trägerstreifensystem überlagert, welches durch die eigentlich interessante Phaseninformation $\Delta\Phi(x,y)$ moduliert wird. *Abb. 2.5.7* zeigt ein solches Interferogramm mit überlagertem Trägerstreifensystem (*a*), (*b*). In (*c*) und (*d*) ist das zur (*a*) und (*b*) gehörende Raumfrequenzspektrum dargestellt, erstellt mit einer schnellen 2D-Fourier-Transformation. Die nullte Ordnung befindet sich in der Mitte des Bildes, das erste Nebenmaxima stellt die Trägerfrequenz dar und ist mit einem rechteckigen Filterfenster markiert.

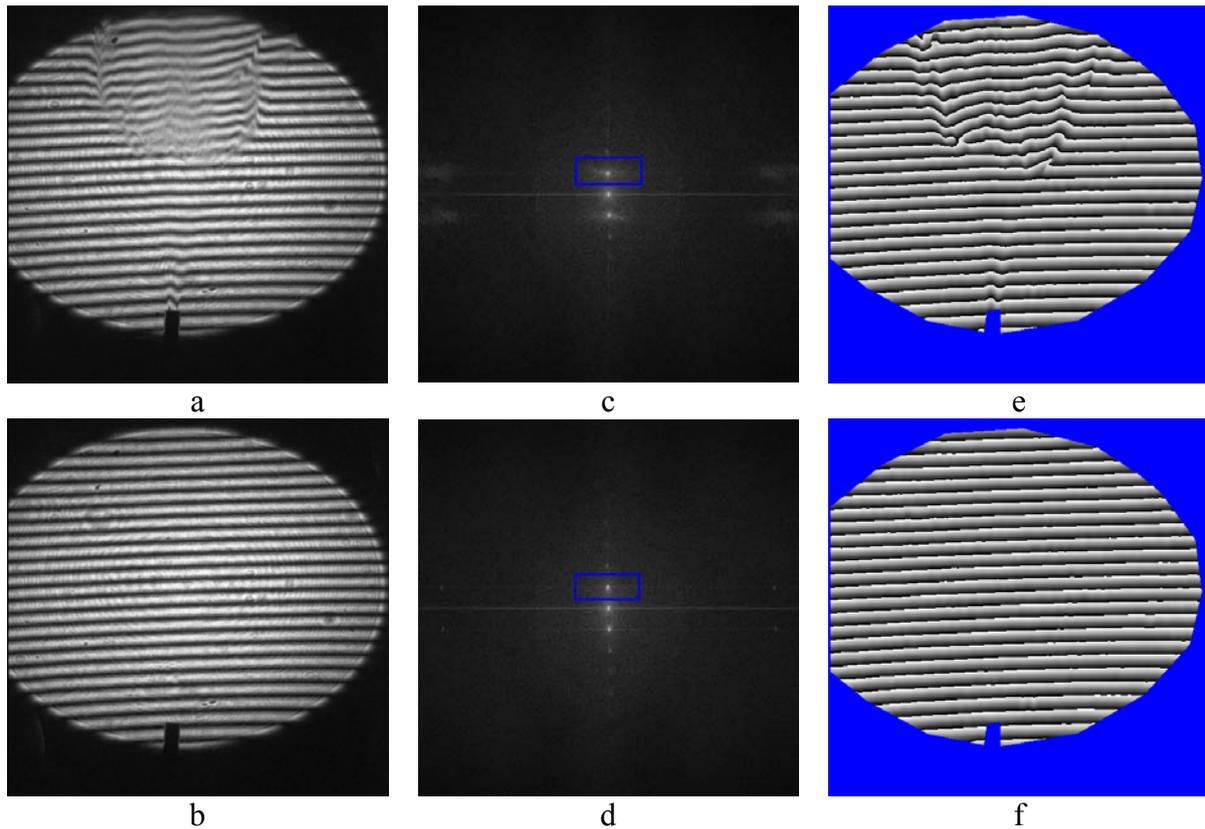


Abb. 2.5.7 Interferogramm mit überlagertem Trägerstreifensystem mit Flamme (a) und als Referenz ohne Flamme (b). In (c) und (d) ist das zu (a) und (b) gehörende Raumfrequenzspektrum dargestellt, mit der nullten Ordnung in der Mitte des Bildes und der modulierten Trägerfrequenz im markiertem Fenster. (e) und (f): Anhand des Frequenzfilters ermitteltes Modulo- 2π -Bild.

Die von der Phasenverteilung $\Delta\Phi(x,y)$ modulierte Trägerfrequenz wird nun durch dieses Frequenzfenster ausgefiltert. Aus der komplexen Frequenzfunktion lässt sich nun die Phase ermitteln, mit den Unstetigkeitsstellen des arctan bei $\pm\pi$ (Sprungstellen). Dieses so genannte Modulo- 2π -Bild ist in *Abb. 2.5.7* für die Flamme (e) und für die Referenzaufnahme (f) zu sehen. Für die Durchführung der Fourier-Transformation gelten dieselben Gleichungen wie in *Kapitel 2.2* beschrieben. In weiterer Folge werden die Sprungstellen durch einen speziellen Algorithmus aufgesucht und die Phasenverteilung (ohne Trägerfrequenz) zusammengesetzt (*Abb. 2.5.8 (a) (b)*). Führt man diese Auswertung für eine Flamme durch, kann parallel dazu ein Referenzbild ohne Flamme ausgewertet werden, um so durch abschließende Subtraktion Störquellen - wie Verzerrungen der Wellenfront durch Linsenfehler oder Sichtfenster - besser zu eliminieren (*Abb. 2.5.8 (c)*). An Stelle dieser Subtraktion, kann alternativ dazu auch der lineare Anstieg der Phasenverteilung weggerechnet werden. Ist allerdings die Lichtwellenfront nicht durch die Flamme alleine, sondern auch durch Fehler in der Optik gestört, würde diese Methode, wie in *Abb. 2.5.8 (d)* zu sehen, ein schlechteres Resultat liefern. In (d) ist deutlich eine leichte Wölbung der Phasenfläche zu bemerken, deren Einfluss aber durch die Subtraktion des Referenzbildes kompensiert wird. Da laut *Gl. (29)* dieses Ergebnis dem Dichtegradienten und nicht der Dichte selber proportional ist, muss über den gesamten Bildbereich aufintegriert werden. Für die Integration ist es jedoch notwendig, dass am Rande des Bildes ein ungestörter Bereich vorhanden ist. Wäre dies nicht der Fall, könnte man die Dichte nicht mehr auf die Umgebungsdichte beziehen, eine sinnvolle Auswertung wäre dann nicht mehr möglich. *Abb. 2.5.8 (f)* zeigt das Resultat der Integration von (e). Dieser Rechenschritt erfolgte nicht mehr in IDEA, sondern in MATLAB, wobei die Ergebnisse

anschließend zur Darstellung wiederum mit IDEA bearbeitet wurden. Die erhaltene Verteilung stellt nun integrale Dichtewerte entlang des Sehstrahls dar. Um auf lokale Verteilungen der Dichte zu kommen, müssen die integralen Daten mittels tomografischer Methoden rekonstruiert werden (*Abschnitt 2.3.*). Da im konkreten Fall nur eine Projektion vorliegt, wird Rotationssymmetrie des Objektes vorausgesetzt und diese Projektion mehrfach (für verschiedene Richtungen) zur tomografischen Rekonstruktion verwendet.

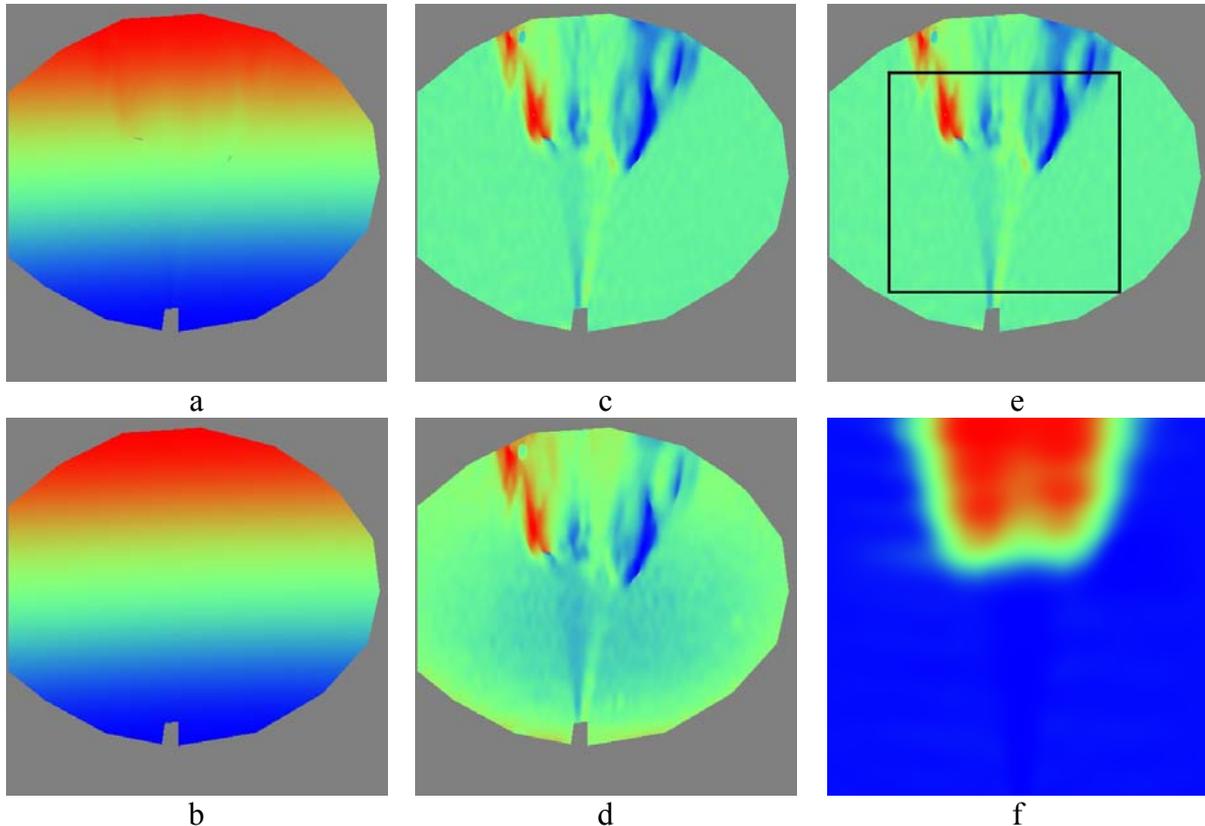


Abb. 2.5.8 (gekippete) Phasenverteilung der Messung mit Flamme (a) und als Referenz (b). In (c) ist die Phasenverteilung von (a) nach Subtraktion des Referenzbildes zu sehen. (d) resultiert aus dem rechnerischen Entfernen des Tilts (Zurückkippen) von (a). Das Ergebnis der Integration eines Bildausschnittes aus (e) und über mehrere Aufnahmen gemittelt, stellt (f) dar.

2.6. Laservibrometrie

Der Aufbau des Laser-Vibrometers beruht auf dem eines Mach-Zehnder-Interferometers. Ein Laserstrahl wird in zwei Anteile gespalten, wobei der eine als Referenzstrahl dient, der andere als Objekt- oder Messstrahl in seiner optischen Weglänge verändert wird. Überlagert man beide Strahlen wieder, so erhält man je nach momentaner Phasenlage der beiden Strahlen zueinander, entweder konstruktive oder destruktive Interferenzerscheinungen, die man anhand ihrer Intensität durch Photodetektoren messen kann. Verändert man den optischen Weg des Objektstrahls, zum Beispiel indem man seine geometrische Lauflänge um die Wellenlänge des gerade verwendeten Lichtes verlängert oder verkürzt, so ändert sich die Intensität, die vom Detektor wahrgenommen wird, ebenfalls um eine volle Phase (2π). Es lassen sich also Längenänderungen, die in der Größenordnung der Wellenlänge von Licht liegen, messen.

Kann die aktuelle Längenänderung des Objektstrahls festgestellt werden, ist es natürlich auch möglich, periodische Änderungen über einen längeren Zeitraum aufzuzeichnen und so eine Aussage über deren Frequenz zu machen. Diese Methode findet in vielen Bereichen der Schwingungsmesstechnik Anwendung, vor allem dort, wo die schwingenden Oberflächen einer Maschine leicht zugänglich sind und der Laserstrahl reflektiert wird.

Nun ist es auch möglich, die Änderung im optischen Weg als Dichteänderung bei konstanter geometrischer Länge zu deuten und das Messergebnis als Fluktuation der Dichte eines Gases. Schon eröffnen sich neue Möglichkeiten zum Einsatz dieses Gerätes.

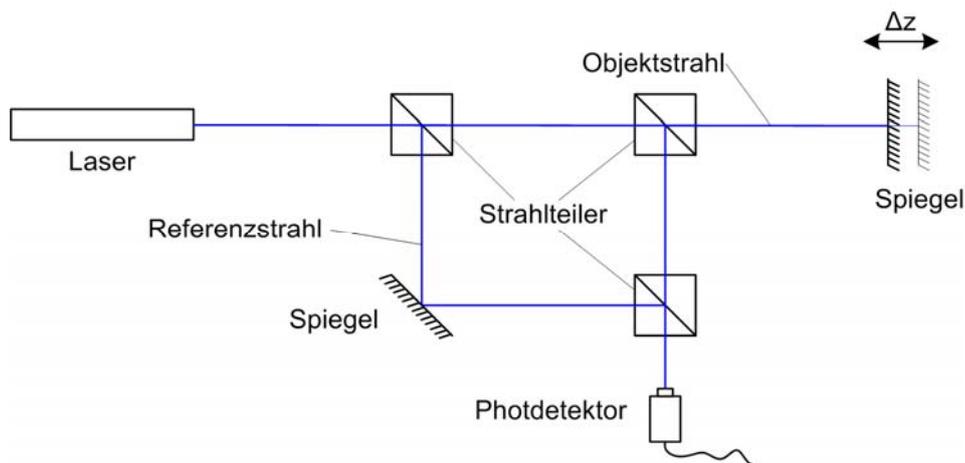
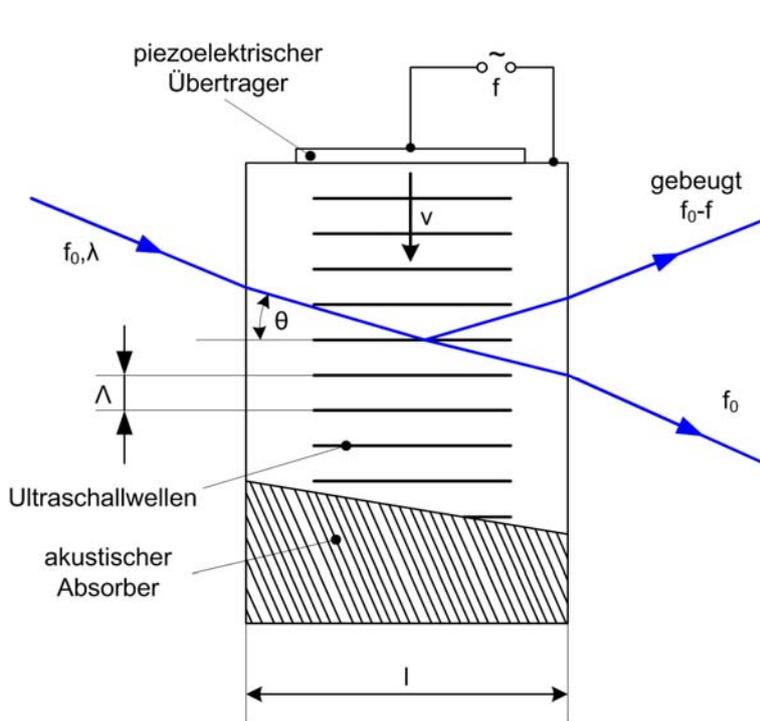


Abb. 2.6.1 Typische Skizze eines Interferometers zur Messung von Längenänderungen Δz .

Da sich mit den bis hierher vorausgesetzten Mitteln nur in begrenztem Umfang eine Gasströmung auf Dichtefluktuationen vermessen lässt, müssen noch einige weitere Details betrachtet werden. Ein Problem stellt die Tatsache dar, dass das einfache Interferometer nicht unterscheiden kann, ob sich der optische Weg nun verlängert oder verkürzt, da die Intensität, bei konstanter Änderungsgeschwindigkeit in beiden Richtungen einen sinus-förmigen Verlauf zeigt. Weiters ist bei Frequenzmessungen bekannt, dass je höher die Frequenz ist, desto geringer die Amplitude. Umgangen könnten diese Probleme werden, ließe sich die Änderung der Geschwindigkeit detektieren, da dabei ein um $2\pi f$ größerer Wert vorliegt. Als praktische Lösung ist eine frequenzmodulierende Einheit in das System integriert. Zur Beseitigung der Richtungsunsicherheit kann eine Bragg-Zelle im Referenzstrahl eingebaut werden.



Eine Bragg-Zelle ist ein akusto-optischer Modulator, der die Wellenlänge eines eingehenden Laserstrahls leicht frequenzverschoben wiedergibt. Dabei wird der Lichtstrahl an einer fortlaufenden Ultraschallwelle reflektiert und dabei, ähnlich dem Doppler-Effekt, entsprechend in der Frequenz verschoben. Laut Bragg muss für den Einfallswinkel gelten: $\sin(\Theta) = \frac{\lambda}{2\Lambda n}$ und $\lambda \cdot l > \Lambda^2$, dass überhaupt Interferenz an dem Ultraschallgitter auftritt. Der Frequenzbereich für die Modulation liegt im MHz-Bereich, im Experiment wurde eine Zelle mit $f = 40$ MHz verwendet.

Abb. 2.6.2 Funktionsweise eines akusto-optischen Modulators (Eichler 2006).

Durch diese Verschiebung der Frequenz erhält man bei der Messung eines Objektes in Ruhe zu Beginn schon ein mit 40 MHz schwankendes Ausgangssignal. Beginnt sich nun dieses Objekt zu bewegen, ändert sich die gemessene Frequenz. Je nachdem in welche Richtung sich das Objekt nun bewegt steigt oder sinkt die Frequenz - man erhält also ein frequenzmoduliertes Signal eines 40 MHz - Trägersignals.

Um eine Vibrometermessung nun auch auf, in der Dichte veränderliche Gase anwenden zu können, soll eine Beziehung gefunden werden, die den Zusammenhang zwischen Dichte und dem Ausgangssignal des Vibrometers angibt. Der optische Weg lässt sich in der allgemeinsten Form einmal mehr anschreiben als

$$\Delta l_{\text{opt}}(t) = \int_{s_1}^{s_2} n(z, t) dz. \quad (30)$$

Mit Gl. (20) ergibt sich die optische Wegänderung für ein Zeitintervall (t_1 bis t_2) als

$$\Delta l_{\text{opt}}(t) = \int_{s_1}^{s_2} (K\rho(z, t_1) + 1) \cdot dz - \int_{s_1}^{s_2} (K\rho(z, t_2) + 1) \cdot dz = K \int_{s_1}^{s_2} \Delta\rho(z, t) dz. \quad (31)$$

Gl. (31) in Gl. (A.68) eingesetzt resultiert in

$$\Phi(t_1) - \Phi(t_2) = \Delta\Phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2\Delta l_{\text{opt}} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2K \int_{s_1}^{s_2} \Delta\rho(z, t) dz. \quad (32)$$

Wichtig ist, zu wissen, dass die zeitliche Dichteschwankung wahrgenommen wird, der Integrationsbereich von s_1 nach s_2 steht symbolisch für die integrale Natur der Messmethode entlang des Lichtweges - der Laserstrahl summiert automatisch alle Dichteänderungen entlang seines Weges auf. Von Relevanz für die Auswertung ist der Zusammenhang

$$\rho(t) = \bar{\rho} + \Delta\rho(t) \quad \text{oder auch als} \quad \rho(t) = \bar{\rho} + \rho'(t) \quad (33)$$

geschrieben. Um nun nicht bei hohen Frequenzen immer kleinere Amplituden messen zu müssen wird das ursprüngliche Ausgangssignal des Vibrometers frequenz-demoduliert. Das so erhaltene Signal (vgl. *Abb. 2.6.4*) ist die zeitliche Ableitung des Phasenunterschiedes und deshalb ein Maß für die Geschwindigkeit der Dichteschwankung (oder Objektschwingung) und ist im hochfrequenten Bereich mit einem wesentlich geringeren Messfehler behaftet.

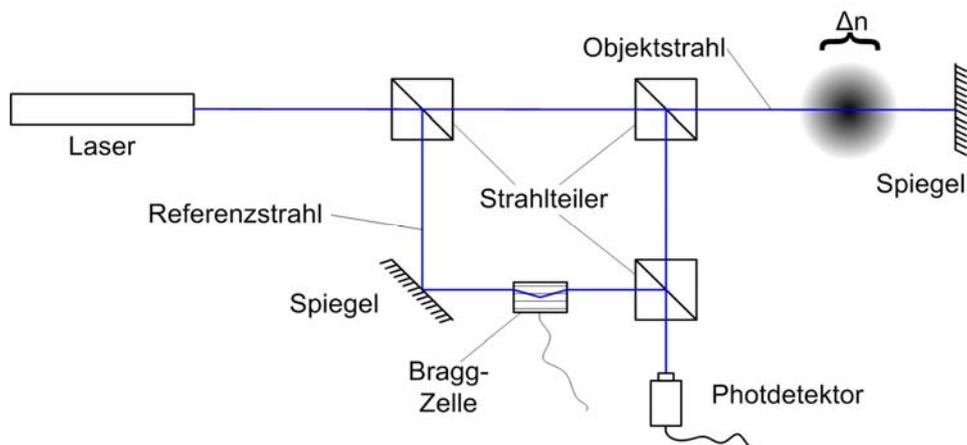


Abb. 2.6.3 Skizze eines Interferometers zur Messung von integralen Dichtefluktuationen. Ein weiterer Unterschied zu *Abb. 2.6.1* ist die Bragg-Zelle.

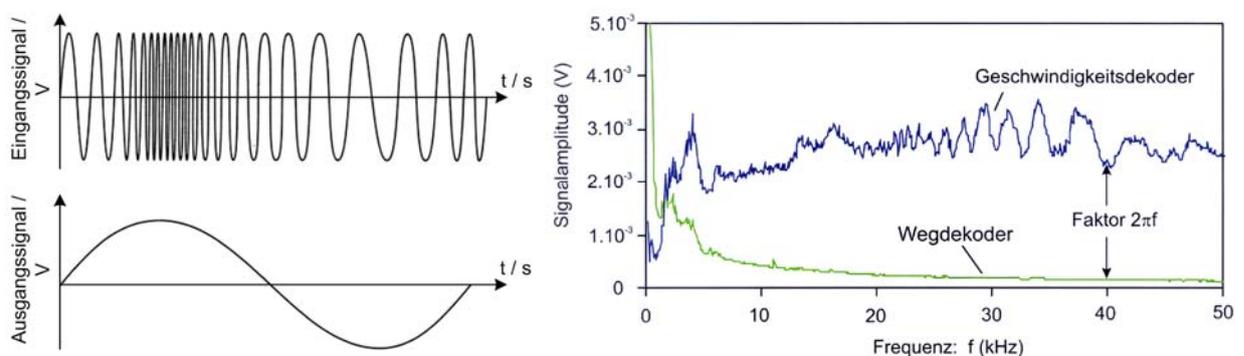


Abb. 2.6.4 *links:* oben ein Eingangssignal als frequenzmoduliertes Spannungssignal des Photodetektors, unten das demodulierte Ausgangssignal (Woisetschläger, Vorlesungsskript). *rechts:* Geschwindigkeits- und Wegsignal-Stärke einer Laservibrometer-Messung. Der Faktor beträgt $2\pi f$ (Hampel 2005, Mayrhofer 2001).

Die zeitliche Ableitung von Gl. (32) ist proportional dem Messergebnis:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \Delta\Phi(t) &= \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \Delta l_{\text{opt}}(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot K \int_{s_1}^{s_2} \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta\rho(z, t) \right) dz = \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} \cdot k_{\text{vib}} U(t)\end{aligned}\quad (34)$$

Damit ergibt sich folgender, wichtiger Zusammenhang (Hampel 2005):

$$\int_{s_1}^{s_2} \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta\rho(z, t) \right) dz = \frac{k_{\text{vib}} U(t)}{K}, \quad (35)$$

k_{vib} ist ein gerätespezifischer Kalibrierfaktor und $U(t)$ das Ausgangssignal des Geschwindigkeitsdekoders gemäß Abb. 2.6.4. Will man die erhaltene Zeitreihe auswerten, ergibt eine Fourier-Transformation

$$\text{FT}\{\Delta\Phi(t)\} = \frac{1}{2\pi fi} \cdot \text{FT}\left\{\frac{\partial}{\partial t} \Delta\Phi(t)\right\} = \frac{1}{2\pi fi} \cdot \text{FT}\left\{\frac{4\pi}{\lambda} \cdot k_{\text{vib}} U(t)\right\} \quad (36)$$

und schlussendlich wird die Dichteschwankung als Leistungsspektrum dargestellt (Woisetschläger, Vorlesungsskriptum):

$$P(f) = \left| \text{FT}\{\Delta\rho(t)\} \right|^2 = \frac{1}{4\pi^2 f^2} \cdot \left| \text{FT}\left\{\frac{k_{\text{vib}} U(t)}{G}\right\} \right|^2 = \frac{1}{4\pi^2 f^2} \cdot \left| \text{FT}\left\{\int_{s_1}^{s_2} \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta\rho(z, t) \right) dz\right\} \right|^2. \quad (37)$$

Dual-Laservibrometrie

Gemäß den Herleitungen im Abschnitt vorher, ist es nun möglich mit **einem Laser-Vibrometer integrale Informationen** bezüglich der **zeitlichen Änderung von Dichtefluktuationen** zu erhalten. Der Weg zur orts aufgelösten Messung ist ebenfalls möglich, erfordert jedoch eine **zweite Interferometereinheit**, mit welcher simultan unter einem anderen Winkel gemessen wird. **Kreuzen sich die beiden Laserstrahlen** im Messvolumen in einem Punkt, ist garantiert, dass in jedem Teilspektrum der beiden Vibrometer ein **gemeinsamer Signalanteil** enthalten ist.

Die Extraktion dieses gemeinsamen Anteils erfordert computergestützte Korrelation und Mittelungen über viele Einzelmessungen. Auch müssen die Ursachen möglicher Artefakte untersucht werden und geeignete Maßnahmen ergriffen werden, um diese bei der Auswertung zu erkennen und zu unterdrücken. Bevor der Aufbau eines solchen Systems skizziert wird, noch ein kurze Erklärung zur Kreuzkorrelation, einer Methode, die es ermöglicht, aus zwei Signalen den gemeinsamen Anteil zu bestimmen und somit den Schlüssel zur Dual-Laservibrometrie darstellt.

Werden zwei beliebige Signale $g_1(t)$ und $g_2(t)$ angenommen, so lässt sich der, in beiden enthaltene Anteil formal anschreiben als

$$R_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(t)g_2(t+\tau) \cdot dt . \quad (38)$$

$R_{12}(\tau)$ stellt nun die so genannte Kreuzkorrelationsfunktion dar, welche als Maß für die Ähnlichkeit von $g_1(t)$ mit $g_2(t)$ beschrieben werden kann. Dabei wird, wie in *Abb. 2.6.5* illustriert, das zweite Signal gegenüber dem ersten um den Betrag τ zeitverschoben, die daraus resultierende Überlappung einzelner Peaks führt zu einem Anwachsen des Integrals.

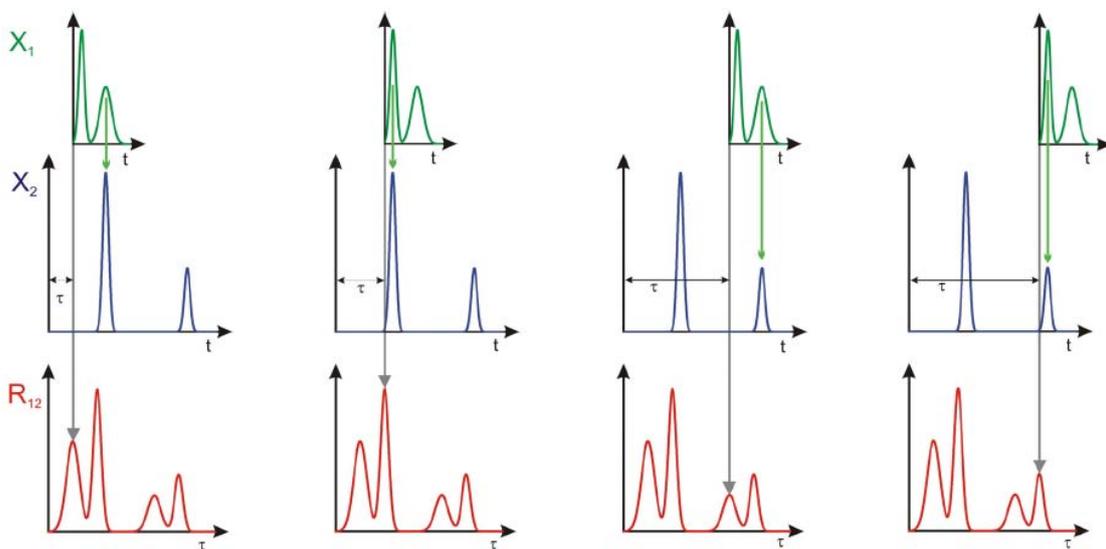


Abb. 2.6.5 Bildung der Korrelationsfunktion aus zwei teilkorrelierten Signalen (Hampel 2005).

Handelt es sich bei den Signalen $g_1(t)$ und $g_2(t)$ um zufällig generierte, voneinander unabhängige Signale, ergibt die Kreuzkorrelation im Mittel Null. Enthalten nun $g_1(t)$ und $g_2(t)$ einen gemeinsamen Anteil, scheint dieser als Signal in der Kreuzkorrelation auf. Sind beide Ausgangssignale periodisch mit derselben Periodendauer, spricht man von voll korrelierten Signalen. Wird bei der Korrelation ein Signal mit sich selbst verglichen, so spricht man von Autokorrelation, und ist analog zu (38) als

$$R_{11}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(t)g_1(t+\tau) \cdot dt \quad (39)$$

zu schreiben.

Ähnlich wie in *Kapitel 2.2* beim Leistungsspektrum, lässt sich die Berechnung des Integrals des Produktes der beiden Funktionen vereinfachen, indem man beide Signale zuerst Fouriertransformiert. Im Fourier-Raum entspricht dem Integral eine einfache Multiplikation der konjugiert komplexen Transformaten von $g_1(t)$ mit der Transformaten von $g_2(t)$. Das Ergebnis kann wieder rücktransformiert werden, was in unserem Fall jedoch nicht notwendig

ist, da die interessanten Größen (charakteristische Frequenzen periodischer Schwankungen) im Frequenzraum besser zu erkennen sind. Zusammenfassend führen also zwei Wege zum Ziel: erstens, FFT beider Signale mit anschließender Multiplikation, oder Auswertung des Integrals der Kreuzkorrelationsfunktion in der Zeitdomäne mit anschließender FFT. *Abb. 2.6.6* zeigt beide Wege.

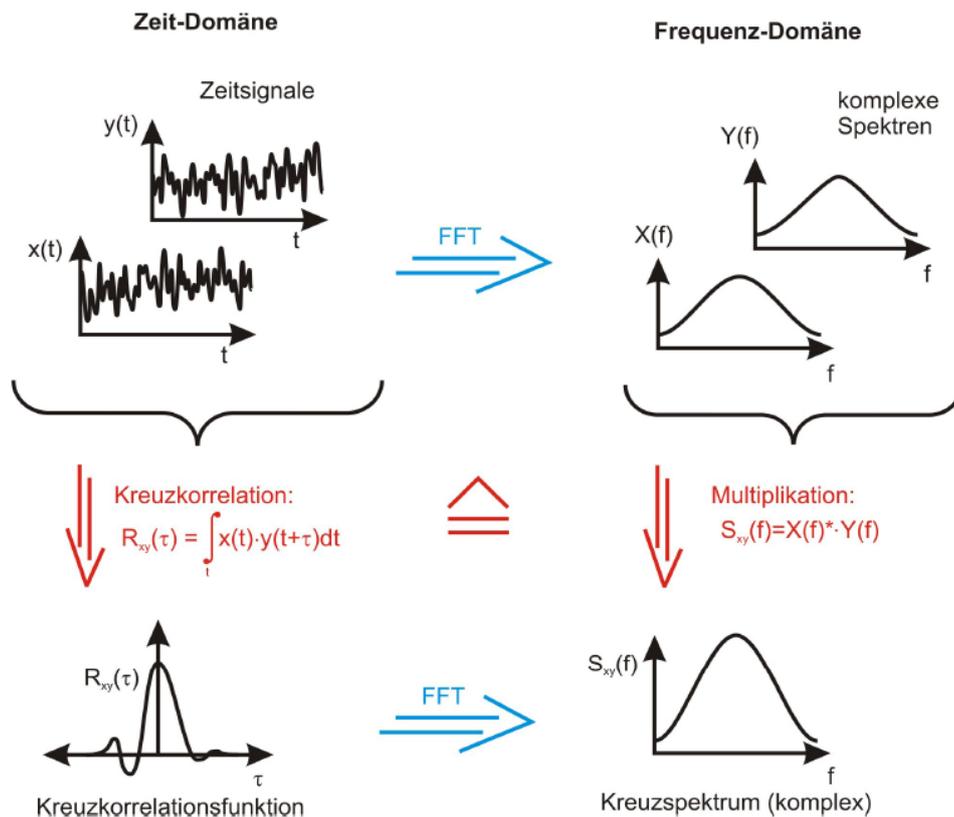


Abb. 2.6.6 Der Weg vom Signal zum Kreuzspektrum (Hampel 2005).

Führt man den Vorgang aus *Abb. 2.6.6* mit zwei identen Signalen durch, erhält man das Leistungsspektrum. Achtzugeben ist wie üblich auf die Einheit des Leistungs- bzw. Kreuzspektrums, die sich vom kontinuierlichen zum diskreten Fall um den Faktor T (Periodendauer des Samples) unterscheidet (siehe *Kapitel 2.2*).

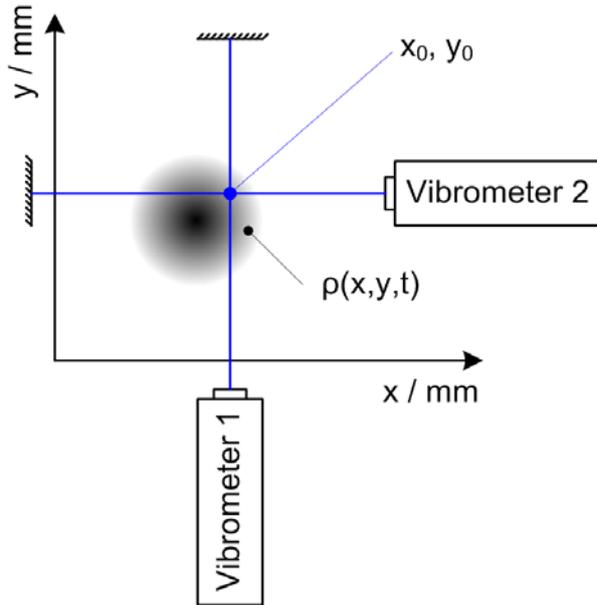


Abb. 2.6.7 Zwei sich kreuzende Vibrometer bei der Messung in einem Punkt des Dichtefeldes.

Für eine genaue Herleitung der folgenden Gleichungen empfiehlt sich ein Blick in das Kapitel “Grundlagen der frequenz aufgelösten Korrelationsmethode“ (Hampel 2005).

Ausgehend von *Abb. 2.6.7* werden über einen bestimmten Zeitraum von beiden Vibrometern Daten aufgezeichnet. Vibrometer 1 scannt bei konstanter x -Koordinate entlang y , Vibrometer 2 bei konstanter y -Koordinate entlang x . Diese Datenreihen werden anschließend in mehrere Samples zerlegt und einer FFT unterzogen. Bis zu diesem Zeitpunkt handelt es sich immer noch um integrale Informationen entlang der Laserstrahlen.

Ausgehend von Gl. (35), also

$$\int_y \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho(x_0, y, t) \right) dy = \frac{k_{\text{vib}} U_1(t)}{G} \quad (40)$$

$$\int_x \left(\frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho(x, y_0, t) \right) dx = \frac{k_{\text{vib}} U_2(t)}{G}$$

$$\text{und } F(x, y, t) = \text{FT} \{ \Delta \rho(x, y, t) \} = \frac{1}{2\pi f i} \text{FT} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho(x, y, t) \right\} \quad (41)$$

erhält man für Vibrometer 1 und 2 durch Einsetzen die gesuchten Größen

$F_{1,1}(x_0, f)$ bzw. $F_{1,2}(y_0, f)$, also $\int_y \text{FT} \{ \Delta \rho(x_0, y, t) \} dy$ und $\int_x \text{FT} \{ \Delta \rho(x, y_0, t) \} dx$:

$$F_{1,1}(x_0, f) = \int_y F(x_0, y, f) \cdot dy = \frac{1}{2\pi f i} \int_y \text{FT} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho(x_0, y, t) \right\} dy = \frac{1}{2\pi f i} \text{FT} \left\{ \frac{k_{\text{vib}} U_1(x_0, t)}{G} \right\}, \quad (42)$$

$$F_{1,2}(y_0, f) = \int_x F(x, y_0, f) \cdot dx = \frac{1}{2\pi f i} \int_x \text{FT} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho(x, y_0, t) \right\} dx = \frac{1}{2\pi f i} \text{FT} \left\{ \frac{k_{\text{vib}} U_2(y_0, t)}{G} \right\}. \quad (43)$$

Die Kalibrierkonstanten k_{vib} müssen nicht gleich sein, und können von Gerät zu Gerät verschieden sein. Ist nun Gl. (42) und Gl. (43) bekannt, kann das Kreuzspektrum gemäß Gl.

(38) gebildet werden. Weil die zu korrelierenden Signale bereits Fourier-transformiert sind, wird als Abkürzung für das Kreuzspektrum der Buchstabe "C" verwendet.

$$C(x_0, y_0, f) = F_{1,1}^*(x_0, f) \cdot F_{1,2}(x_0, f) = \int_y F^*(x_0, y, f) \cdot dy \cdot \int_x F(x, y_0, f) \cdot dx \quad (44)$$

$$= \int_x \int_y F^*(x_0, y, f) \cdot F(x, y_0, f) \cdot dx \cdot dy \quad (45)$$

Dieser Vorgang wird für jedes Sample durchgeführt, die Mittelung erfolgt erst an dieser Stelle, nämlich NACH der Bildung aller Kreuzspektrale. Diese Mittelung über mehrere Spektren (Samples) ist durch die turbulente Natur der betrachteten Strömung unbedingt erforderlich:

$$\overline{C(x_0, y_0, f)} = \overline{\int_x \int_y F^*(x_0, y, f) \cdot F(x, y_0, f) \cdot dx \cdot dy} \quad (46)$$

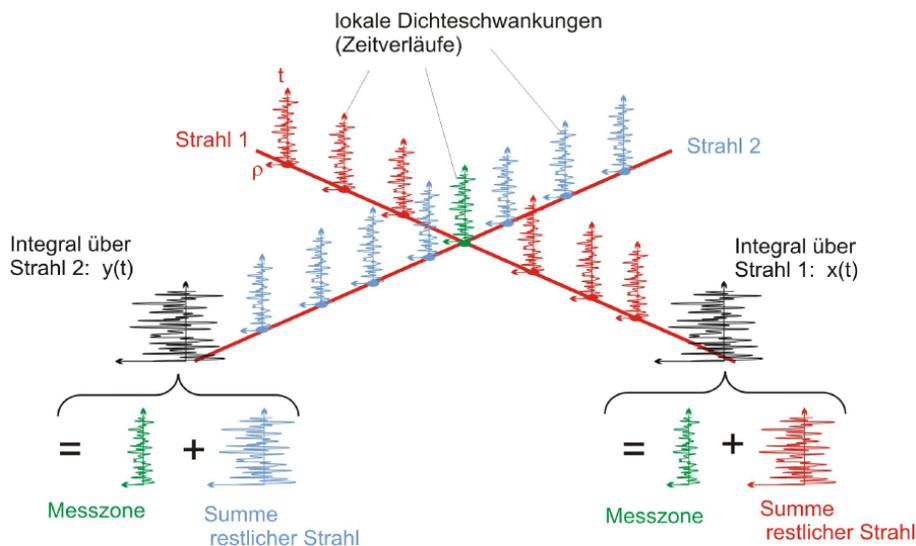


Abb. 2.6.8 Entlang der Strahlen summieren sich sämtliche Dichtefluktuationen auf und werden gemessen (schwarz). Erst bei der anschließenden Korrelation kommt der Signalanteil (grün) zum Vorschein. Eine Mittelung über mehrere Spektren soll schlussendlich die Genauigkeit erhöhen, da Rauschanteile wegfallen (Hampel 2005).

Um endgültig lokale Leistungsspektren der Dichtefluktuationen zu erhalten, ist es des weiteren notwendig, die zuvor berechneten gemittelten Kreuzspektren mittels einer effektiven Messfläche A_c zu korrigieren. A_c beschreibt dabei eine frequenzabhängige Fläche, welche von der räumlichen Ausdehnung der turbulenten Strukturen, z.B. Wirbel, in der Strömung abhängt. Da diese Strukturen in sich korreliert sind, trägt nicht nur der Schnittpunkt der beiden Vibrometerstrahlen zur Signalstärke des Kreuzspektrums bei, sondern alle Punkte entlang beider Laserstrahlen, die sich innerhalb der Struktur befinden.

$$\overline{|F(x_0, y_0, f)|^2} = \frac{|C(x_0, y_0, f)|}{A_c(f)} = \frac{1}{4\pi^2 f^2} \cdot \overline{\left| \text{FT} \left\{ \frac{\partial p'}{\partial t} \right\} \right|^2} \quad (47)$$

Die Ermittlung der Messfläche A_c kann dabei auf verschiedene Arten erfolgen, entweder durch Berechnung aus einem theoretischen Modell oder durch eine Kalibrierung anhand einer Vergleichsmessung. Als Vergleichsmessung können beispielsweise Daten lokaler Druckmessungen dienen, falls die Vibrometer-Messungen in einer isothermen Strömung durchgeführt werden (Hampel 2005). In einer reaktiven Strömung können diese Druckdaten nicht verwendet werden, da die Dichteschwankungen in diesem Fall auch von der lokalen Wärmefreisetzung abhängen. Bei radialsymmetrischen Strömungen kann eine Kalibrierung dennoch erfolgen, wenn aus integralen Projektionsdaten eines Vibrometers durch tomografische Rekonstruktion lokale Daten errechnet werden können.

Um sehen zu können wie gut die beiden Signale miteinander korreliert sind, wird ein frequenzabhängiger Korrelationsgrad K_{corr} eingeführt, der die Signalenergie des Kreuzspektrums mit der, der Einzelsignale vergleicht. Ist die Korrelation hoch, liegt der Wert von K_{corr} nahe bei Eins. Bei völlig voneinander unabhängigen Signalen wäre K_{corr} gleich Null (Hampel 2005).

$$K_{\text{corr}}(f) = \frac{|C(f)|}{\sqrt{|F_1(f)|^2 \cdot |F_2(f)|^2}} \quad (48)$$

Artefakte

Da im Kreuzspektrum ausschließlich Signale aufscheinen, die zwingenderweise in beiden Einzelsignalen enthalten sein müssen, ist eine Störung des Signals, sofern sie nur in einem Strahl auftritt, von geringer Bedeutung. So kann unter Umständen ein Spiegel, der den Strahl wieder zum Vibrometer zurückwirft, oder die Aufhängung eines Vibrometers selbst in Schwingung versetzt werden. Solange dies nicht beide Messstrecken betrifft müssen keine weiteren Maßnahmen zur Unterdrückung getroffen werden. Trotzdem kann es vorkommen, dass das Messsignal in einem Punkt höhere Werte als vermutet liefert. Als mögliche Ursache können, wie in *Abb. 2.6.9* mit drei verschiedenen Störquellen symbolisiert, große korrelierte Strukturen in Frage kommen. Gemeint sind damit Felder oder Bereiche im Messvolumen, die gekoppelte Systeme darstellen und in denen die Frequenz der Druck- und Dichteschwankungen aufeinander abgestimmt sind. Räumlich korrelierte Wirbelstrukturen sind ein Beispiel und können als Ursache für Fehlmessungen in Frage kommen. Auch stellen Schallwellen, die von einer vergleichsweise kleinen Quelle ausgehen korrelierte Strukturen dar, welche sich in konzentrischen Kreisen durch das zu vermessende Gebiet fortpflanzen.

Da eine große Anzahl an Spektren gemittelt wird, um eine Aussage über Dichtefluktuationen bezüglich eines Punktes machen zu können, gehen Einzelereignisse kaum in das Ergebnis ein. Durch die Mittelung mindert sich ihr Einfluss entsprechend der Anzahl an verwendeten Spektren, welche keine derartige Beeinträchtigung aufweisen. Dies ist anders bei periodisch angeregten Strukturen, welche die gesamte Zeit das Spektrum beeinflussen können.

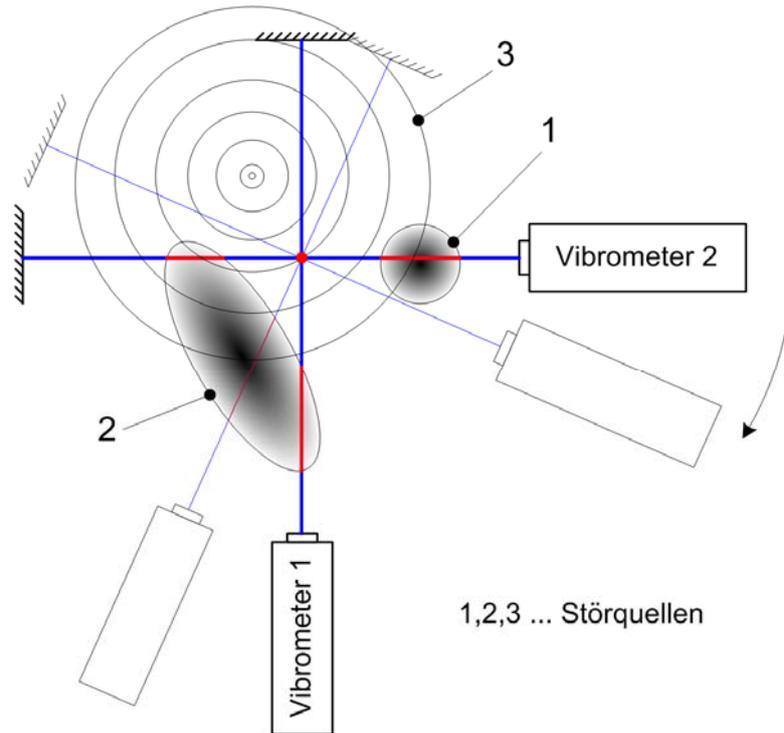


Abb. 2.6.9 Aufbau für eine Dual-Vibrometer-Messung. Im zu vermessenden Feld befinden sich drei Störquellen mit unterschiedlichen Positionen und Ausdehnung. 1 und 2 können mit relativ geringem Aufwand unterdrückt werden, die zentral gelegene Quelle an Stelle 3 verfälscht das Ergebnis.

Wie in *Abb. 2.6.9* dargestellt, gibt es mehrere Positionen, an denen korrelierte Strukturen auftreten können.

Die an **Position 1** gelegene Quelle beeinflusst wegen ihrer geringen räumlichen Ausdehnung ausschließlich Vibrometer 2 und fällt somit spätestens nach der Kreuzkorrelation mit Vibrometer 1 weg, d.h. die Signalstärke des Kreuzspektrums im Schnittpunkt der Vibrometerstrahlen wird dadurch nicht beeinflusst.

An **Position 2** ist dies nicht mehr der Fall. Beide Strahlen messen die zusammenhängende Dichteschwankung. Es kann nicht mehr sicher gesagt werden, ob diese Dichteschwankung im Messpunkt tatsächlich auftritt, oder wie in der Abbildung der Fall, von außen beeinflusst wird. Es stehen zwei Methoden zur Verfügung, um diesen Fehler zu minimieren. Erstens kann ein Messpunkt aus mehreren Richtungen angepeilt werden. Es gibt nun Richtungen, aus denen nur ein Strahl der beiden die Struktur durchdringt und somit in diesem Kreuzspektrum der Einfluss der Störquelle nicht mehr aufscheint. Wird zum Beispiel aus 5 verschiedenen Richtungen gemessen und die Spektren gemittelt, schwindet der Einfluss einer solchen Quelle auf ein Fünftel der Stärke, falls es nur aus einer Richtung von beiden Strahlen gleichzeitig detektiert wird. Die zweite Möglichkeit besteht darin, den Phasenunterschied auszunutzen, mit dem Vibrometer 1 und Vibrometer 2 die Struktur wahrnehmen. Ist dieser Phasenunterschied ungleich Null, liegt eine Laufzeitdifferenz des Signals vor. Diese Differenz

kann dadurch verursacht werden, indem die Quelle – z.B. eine Schallwelle wie in *Abb. 2.6.9 Position 3* – außerhalb des Kreuzungspunktes der beiden Strahlen liegt und Strahl 1 VOR oder NACH Strahl 2 beeinflusst. Anhand eines Phasenunterschiedes bei einem Vergleich der Signale kann sofort gesagt werden, ob ein solcher Messfehler vorliegt oder nicht. Für eine computergestützte Auswertung kann ein Phasenfilter eingebaut werden, die Filterfunktion sieht wie folgt aus (Hampel 2005):

$$|C_F(x_0, y_0, f)| = |C(x_0, y_0, f)| \cdot \Phi(x_0, y_0, f) \quad (49)$$

mit der eigentlichen Filterfunktion

$$\Phi(x_0, y_0, f) = e^{-\left(\frac{\varphi(x_0, y_0, f)}{\varphi_0}\right)^2} \quad (50)$$

Als übliche Filterbreite für φ_0 hat sich bei den hier durchgeführten Experimenten ein Wert von 0,5 rad bewährt.

Liegt eine Schallquelle, wie im Zentrum des Kreissystems in **Position 3** vor, wird meistens der gesamte Messbereich beeinflusst, die Schallwellen breiten sich unabhängig von vorherrschenden Dichte-schwankungen aus. Im Messpunkt führt dies immer zu erhöhten Werten bei einer einzelnen Frequenz. Der Korrelationsgrad laut *Gl. (48)* ist bei dieser Frequenz dabei oft im gesamten Feld überdurchschnittlich hoch und liefert so einen zusätzlichen Hinweis auf den störenden Einfluss von Schallquellen bei dieser Frequenz. Hier kann eine Phasenlage $\neq 0$ im Korrelationsspektrum Aufschluss über die Position der Quelle und somit über die dadurch verursachten Artefakte liefern.

3. Aufbau der Brenner

Gemessen wurde im Rahmen dieser Arbeit an zwei unterschiedlichen Brennern, einem Diffusionsbrenner und einem Drallbrenner, bei Zweiterem wurde bis auf die Aufnahme des Eigenleuchtens immer an einem einzelnen Brennelement gemessen, anstatt das Ensemble von drei baugleichen Brennern in einer Kammer zu betrachten. Zusammenstellungszeichnungen beider Brenner mit den wichtigsten Abmaßen finden sich im Anhang. Gemessen wurde unter Umgebungsbedingungen, also $T = 23^\circ \text{C} \pm 2^\circ \text{C}$ und $p = 1017 \text{ hPa} \pm 10 \text{ hPa}$. Die Massenströme wurden mit Schwebekörper-Durchflussmesser, Differenzdrucksensor und Thermometer über die ideale Gasgleichung bestimmt.

3.1. Radialsymmetrischer Diffusionsbrenner

Die Diffusionsflamme zeichnet sich dadurch aus, dass die Hauptreaktion an der Berührungsfläche zwischen brennbarem Gas und Oxidator abläuft. Realisiert wird dies durch die zentrale Eindüsung von Methan in die koaxial dazu verlaufende Luftversorgung. Für die Versuche wurde die Luftzufuhr durch natürliche Konvektion erreicht und auf Druckluft durch den Brenner verzichtet. Das Brenngas gelangte, um Druckstöße in den Leitungen zu verhindern,

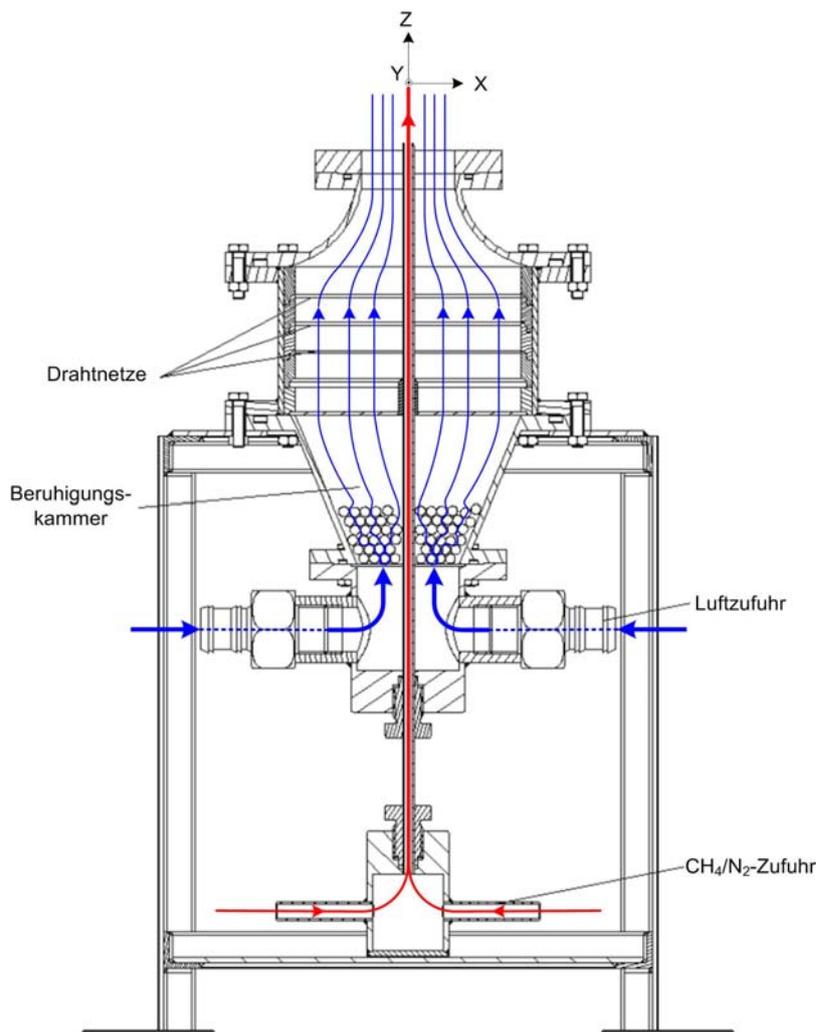


Abb. 3.1.1 Schnittzeichnung des Diffusionsbrenners (Kawanabe 2000).

über eine Beruhigungskammer (nicht abgebildet) zum Brenner von wo aus zwei Richtungen in die zentrale Leitung zur Düse hin eingeblasen wurde. Das Innenleben des Brenners besteht hauptsächlich aus einem Hohlraum der mit Kugeln erfüllt und darüber mit mehreren Metallgittern (Drahtnetzen) versehen ist, um die durchströmende Luft zu homogenisieren und anschließend in einer Düse gleichmäßig zu beschleunigen. Wie beim Gas erfolgt auch bei der Luft die Zufuhr von zwei Seiten. Der Stickstoff, welcher zur besseren Vergleichbarkeit mit Rechenergebnissen eines Projektes am Institut für Strömungslehre bei einigen Versuchen dem Methan beigemischt wurde, gelangt mit diesem homogen vermischt bereits in den Brenner.

Tabelle B Betriebsbedingungen des Brenners in Abb. 3.1.1. Die Reynoldszahl bezieht sich auf den Düsendurchmesser.

| --- | reine Methanflamme | Stickstoff-Methan-Flamme |
|-----------------------------|--------------------|--------------------------|
| Massenstrom CH ₄ | 0,105 ± 0,001 g/s | 0,061 ± 0,001 g/s |
| Massenstrom N ₂ | --- | 0,054 ± 0,001 g/s |
| Reynolds-Zahl | ~3000 | ~2700 |

3.2. Drallbrenner

Bei diesem Brenner wird ein vorgemischtes Gas durch sich verjüngende Windungen des Drallerzeugers (Swirl) gepumpt und so beschleunigt und verwirbelt. Der Swirl, ausgeführt als auswechselbarer Düseneinsatz in Abb. 3.2.1 (c) zu sehen, besitzt drei Kanäle, welche sich zur Düse hin verjüngen. Das Flächenverhältnis der Strömungsquerschnitte zwischen Eintritt und Austritt des Swirls beträgt etwa 2, ausreichend genug, um die Strömung so zu beschleunigen, dass ein Rückbrennen der Gase in das Innere der Vormischstrecke verhindert wird. Der Einsatz dieses speziellen Brenners gelingt es, bedingt durch die zur Strahlachse geneigten Düsen, Drall in die Strömung einzubringen und so die Flamme zu stabilisieren. Obwohl die Verbrennung frei über der Düse stattfindet (jedoch nicht an ihr anliegt), ist kein Flammhalter notwendig, welcher oft bei konventionellen Brennern benutzt wird, um ein Verlöschen bzw. Wegtreiben der Flamme zu verhindern.

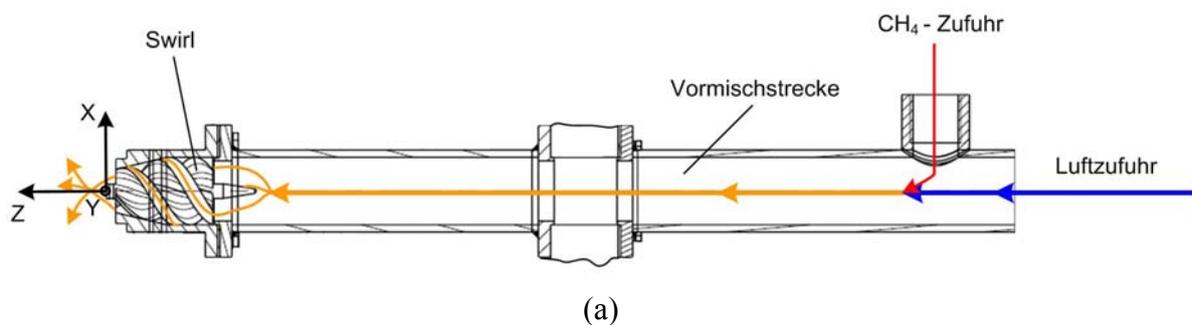


Abb. 3.2.1 (a) Schnitt durch eine Brenneinheit (Köberl S.); (b) Blick in den Brennraum; (c) Drallerzeuger (Köberl S.).

Ein Schnitt durch die Vormischstrecke und Düsensektion ist in *Abb. 3.2.1 (a)* zu sehen. Der angedeutete Flansch in der Mitte dient zur Fixierung der Brenner in der Brennkammer. Einen Blick in das Innere der Kammer entlang der Symmetrieachse des mittleren Brenners liefert *(b)*, alle drei Drallerzeuger sind montiert. Auf allen vier Seiten sind auch die Scheiben zu erkennen, welche während des Betriebes einen Zugang für optische Messtechnik bilden. Die beiden Ausnehmungen darunter sind zum Zünden der Hauptflamme durch zwei eigene Brenner vorgesehen.

Tabelle C Betriebsbedingungen des Brenners in *Abb. 3.2.1*. Als Bezugslänge für die Reynoldszahl wurde der hydraulische Durchmesser am Düsenausgang gewählt.

| | |
|-----------------------------|-----------------------------|
| Massenstrom Luft | $3,6 \pm 0,2 \text{ g/s}$ |
| Massenstrom CH ₄ | $0,35 \pm 0,02 \text{ g/s}$ |
| Steigung | 30° |
| Reynolds-Zahl | ~18000 |

4. Messungen an der radialsymmetrischen Diffusionsflamme (CH₄ und N₂-CH₄)

4.1. Flammleuchten

Um sich ein Bild der Reaktionszone einer Flamme im wörtlichen Sinn zu machen, wurde im folgenden Unterkapitel das Flammeneigenleuchten analysiert. Alle Aufnahmen wurden mit einer Canon EOS 300D Spiegelreflexkamera mit vorgesetztem Blaufilter gemacht um, für die Auswertung störende Wellenlängen wegzublenden. Es wurde also hauptsächlich das Leuchten des CH* Radikals (430 nm) aufgenommen, wobei auch ein Teil des grünen Lichtes, emittiert von C₂* Radikalen (519 nm) am Chip detektiert wurde (*Abb. 2.1.2*).

Beim Aufnehmen eines Fotos, welches für eine tomografische Rekonstruktion geeignet sein soll, ist darauf zu achten, dass nur das Eigenleuchten der Flamme selber und keine von Wänden reflektierte Strahlung mit aufgenommen wird. Zu diesem Zweck wurde ein schwarzer, rauer Hintergrund gewählt und die Aufnahmen im Dunklen gemacht. Bezüglich der Wahl der Aufnahmeparameter ist anzumerken, dass kein Bereich des Bildes zu hell sein darf. Zu hell bedeutet dabei, dass der Chip der Kamera in den Sättigungsbereich kommt und die Information der Helligkeitsverteilung in den "überbelichteten" Stellen verloren geht. Dieses Kriterium war mitentscheidend für die Wahl von Belichtungszeiten im Sekundenbereich. Bei einer zu kurzen Belichtungszeit hingegen sind einzelne Fluktuationen der Flamme zu erkennen, da die Verbrennung außer bei laminarer Strömung nicht gleichmäßig stattfindet. Durch eine längere Belichtung entsteht so eine zeitliche Mittelung dieser Schwankungen. Als Referenzaufnahmen und zum späteren Skalieren dienten Fotografien eines Längenmaßstabes genau über der Düse, welche ebenfalls auf der Rohaufnahme zu sehen sein musste, um die Position der Flamme darauf beziehen zu können (Koordinatensystem des Brenners siehe *Kapitel 3.1*).

In weiterer Folge wurde das Bild beschnitten, gespiegelt und zuletzt das gespiegelte Bild mit dem Ursprünglichen gemittelt, um Rotationssymmetrie sicher zu gewährleisten. Nach der Zerlegung in die drei Grundfarben (RGB) (*Abb. 4.1.1*) wurde nun der Blauanteil zur tomografischen Rekonstruktion herangezogen, also nur der CH* Anteil. Da hier lediglich die relativen Verteilungen der Wärmefreisetzung von Interesse waren, wurde keine Kalibrierung der Strahlintensität durchgeführt.

4.1.1. CH₄ - Flamme

Hier wurde der Brenner mit reinem Methan betrieben, die Verbrennungsluft kommt aus der Umgebung und wurde nicht durch das Zufuhrsystem im Brenner selber gepumpt. *Abb. 4.1.1* zeigt die Stufen bis zur tomografischen Auswertung, in *Abb. 4.1.2* sind die Ergebnisse der Tomografie selber zu sehen.

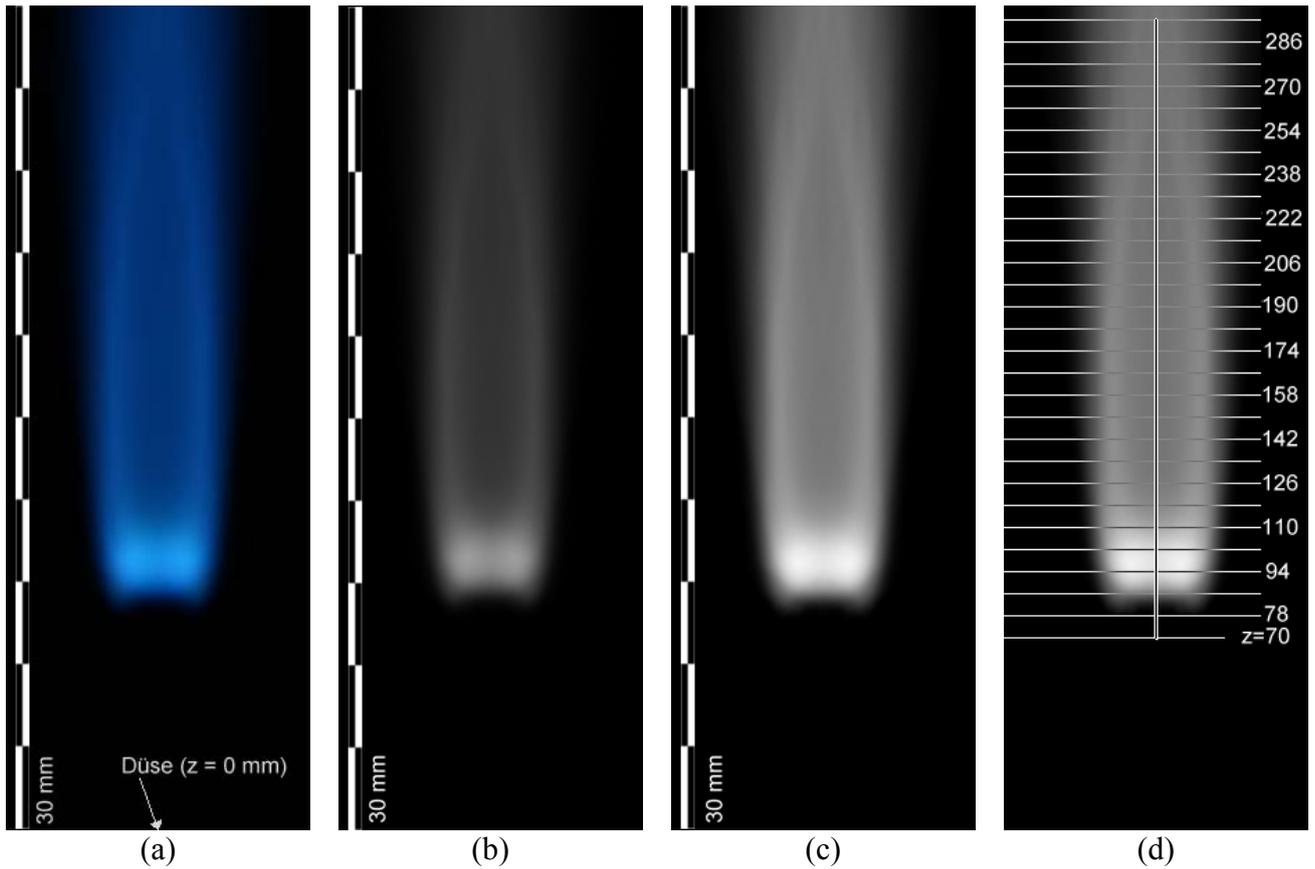
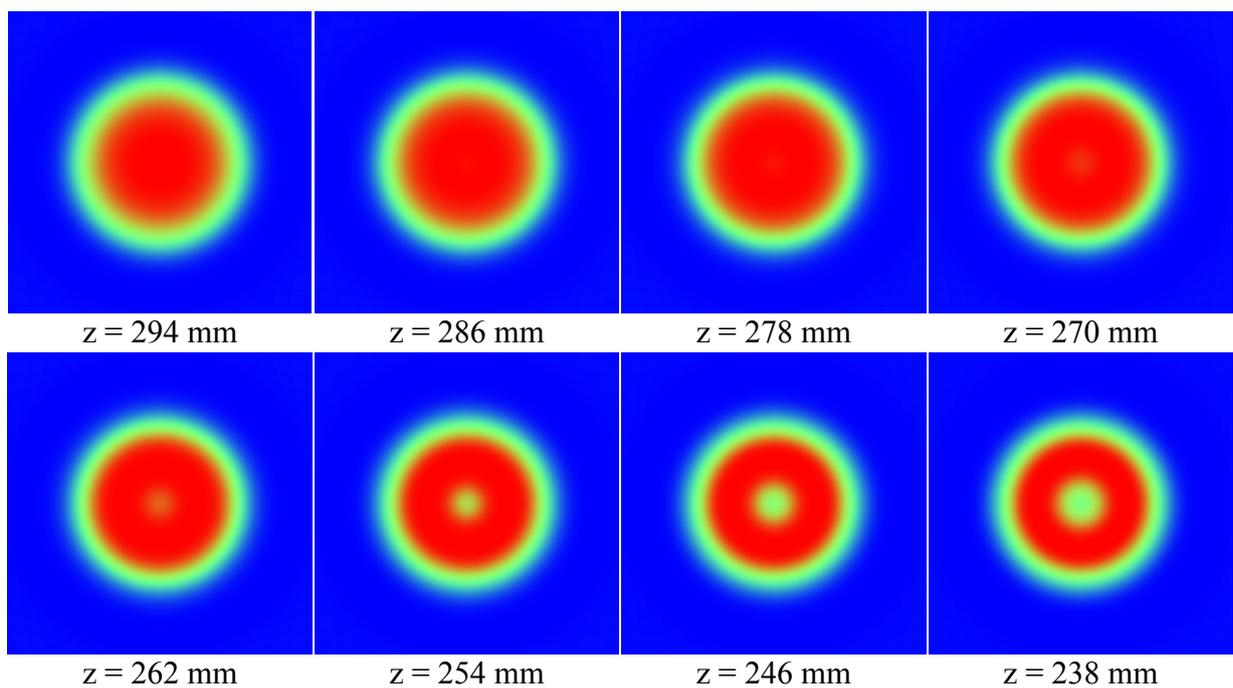


Abb. 4.1.1 Abgehobene CH_4 - Flamme, aufgenommen mit ISO 200, Blende $F/5,6$ und einer Belichtungszeit von 1,3 s; alle Angaben im Bild sind in mm. In (a) ist das bereits gedrehte, gespiegelte und beschnittene Bild zu sehen. Dieses wurde in seine Farbanteile gespalten, (b) grün und (c) blau, der Rotanteil war vernachlässigbar. In (d) sind die Ebenen zu sehen für die eine tomografische Rekonstruktion durchgeführt wurde.



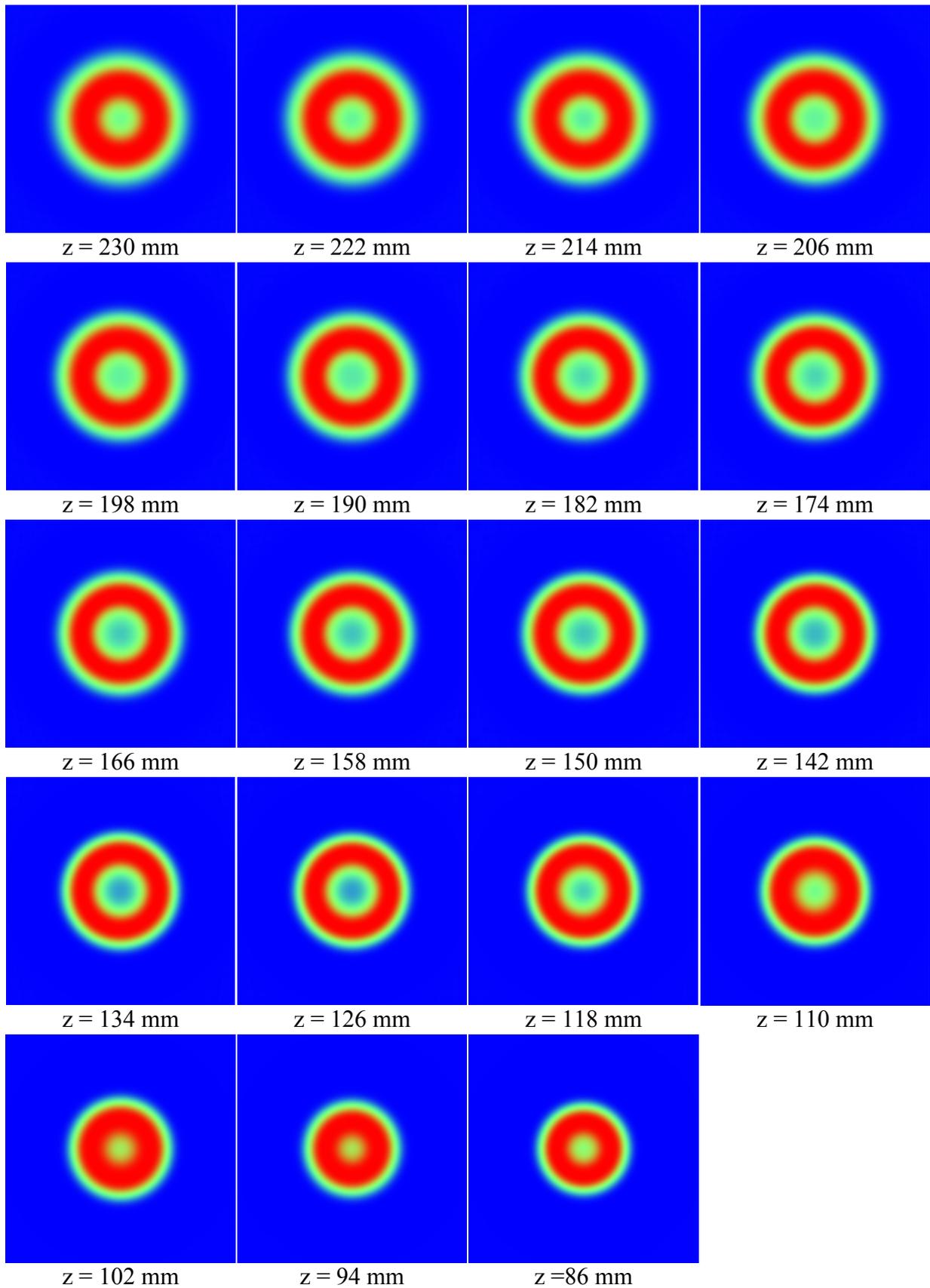


Abb. 4.1.2 Tomografische Rekonstruktion der Schnittebenen aus Abb. 4.1.1 (d). Die Abmessungen eines Schnittes betragen 110 mm x 110 mm.

In der Mitte der Verbrennungszone ist eine verringerte Intensität zu beobachten. Da die Flamme nicht vorgemischt ist und der Sauerstoff, der für die Verbrennung notwendig ist von außen zur Reaktionszone gelangen muss, bleibt ein Großteil des Methans in der Mitte unverbrannt. Erst weiter oben in der Flamme erfolgt dann die Bildung eines zündfähigen Gemisches und führt zur Verbrennung des Methans.

4.1.2. N_2 - CH_4 - Flamme

Die Auswertung für den Fall dieser Verdünnung des Brennstoffes mit Stickstoff ist in *Abb. 4.1.3* bis *Abb. 4.1.4* zu sehen.

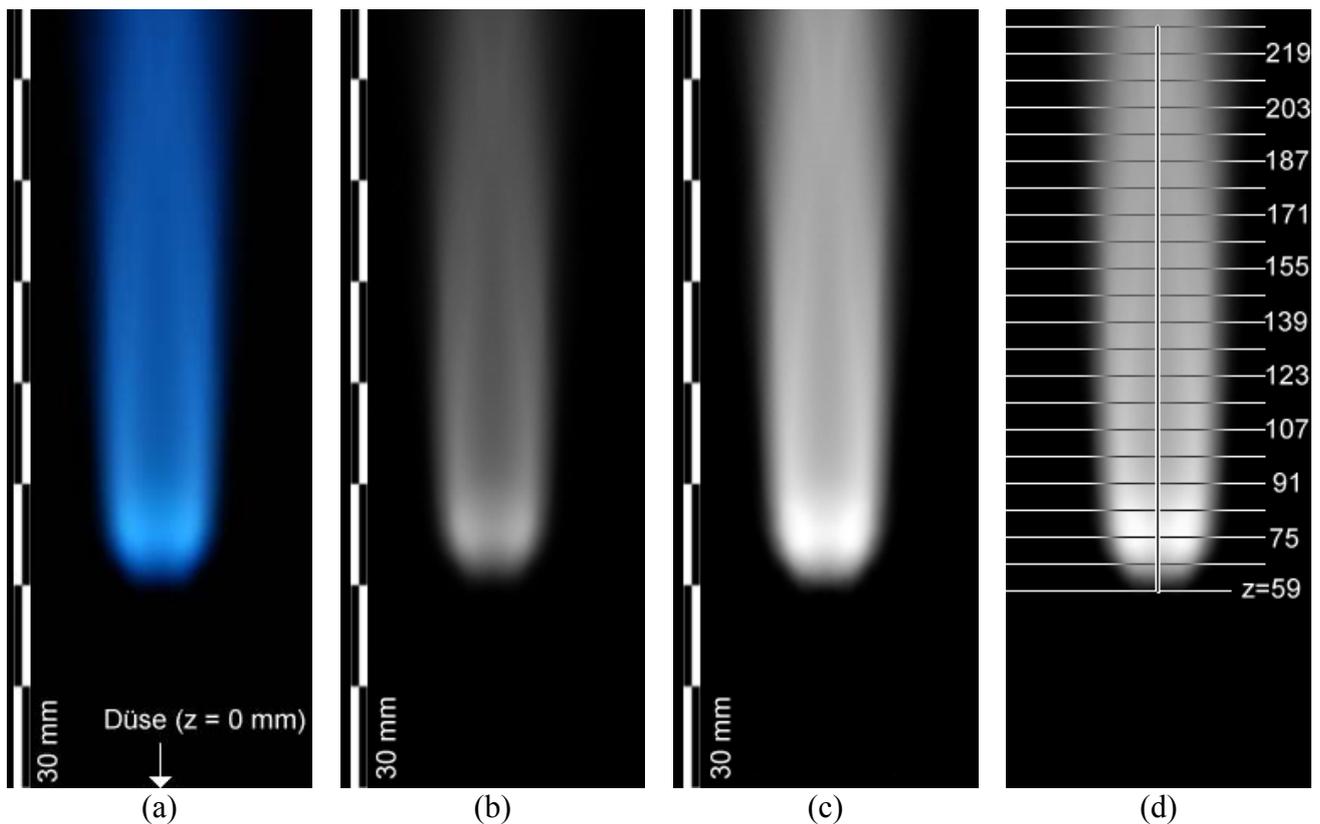
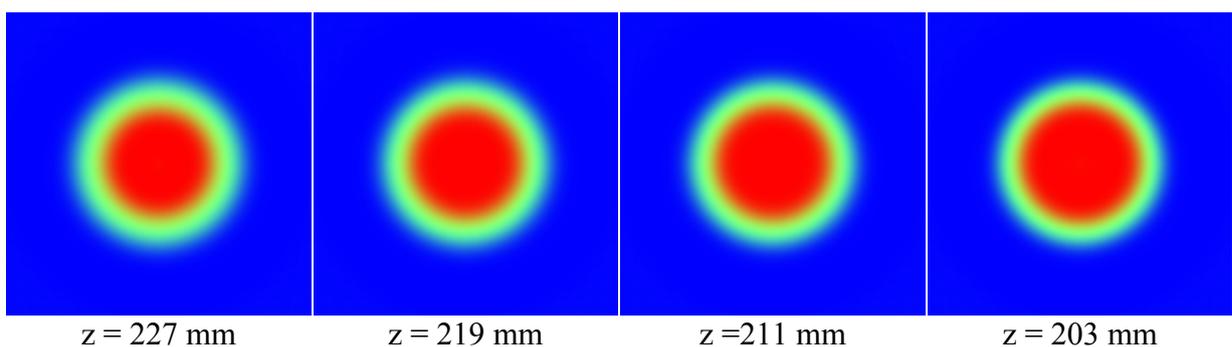


Abb. 4.1.3 Abgehobene CH_4 - N_2 - Flamme, aufgenommen mit ISO 400, $F/5,6$ und einer Belichtungszeit von 1,6 s. In (a) ist wieder das gedrehte, gespiegelte und zugeschnittene Bild zu sehen. Die Farbanteile grün (b) und blau (c) sind daneben abgebildet, wobei in (d) die Ebenen dargestellt sind, für die eine tomografische Rekonstruktion durchgeführt wurde.



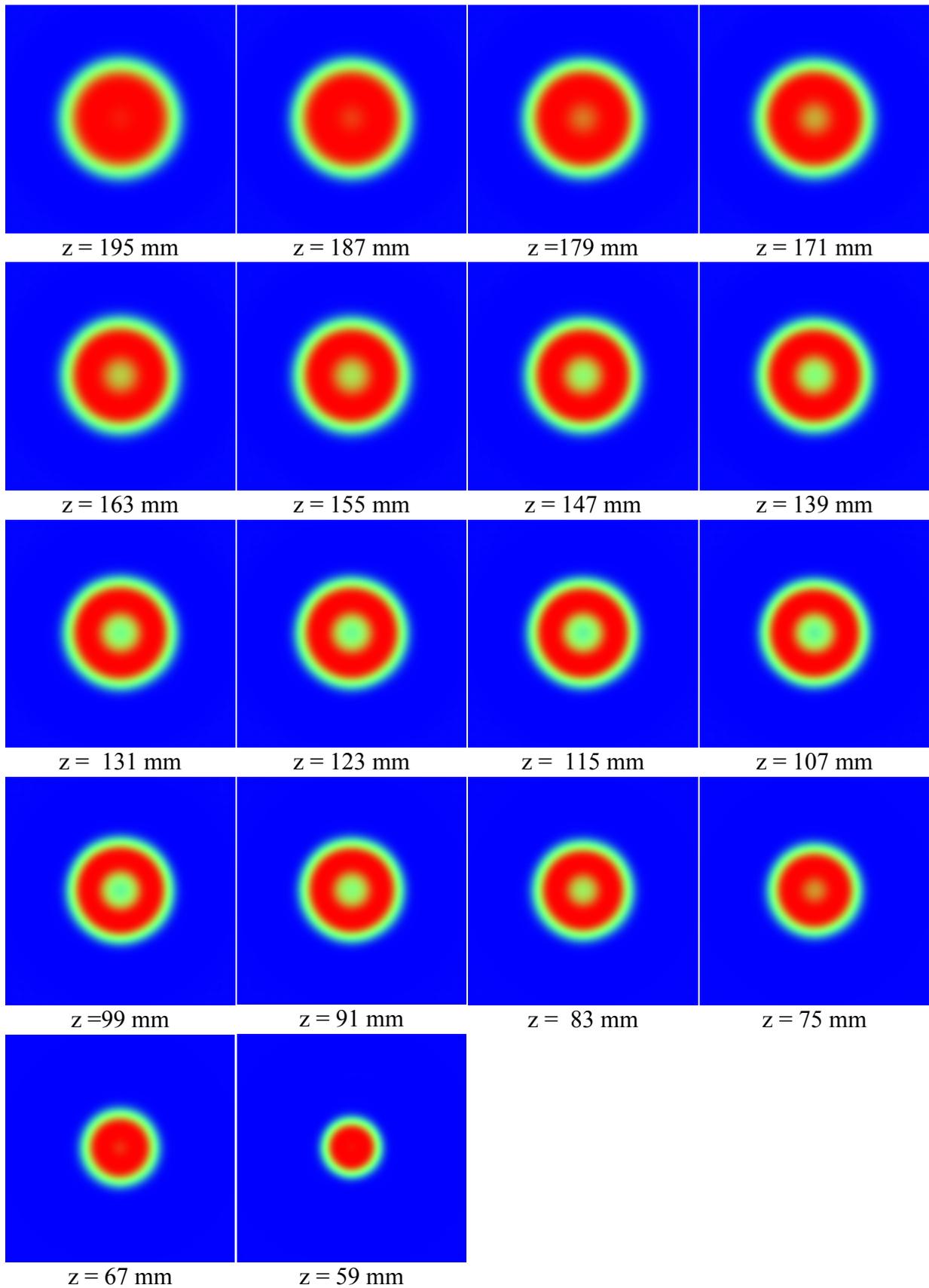


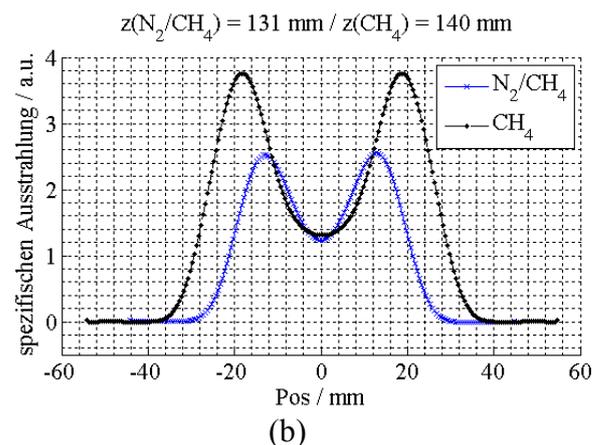
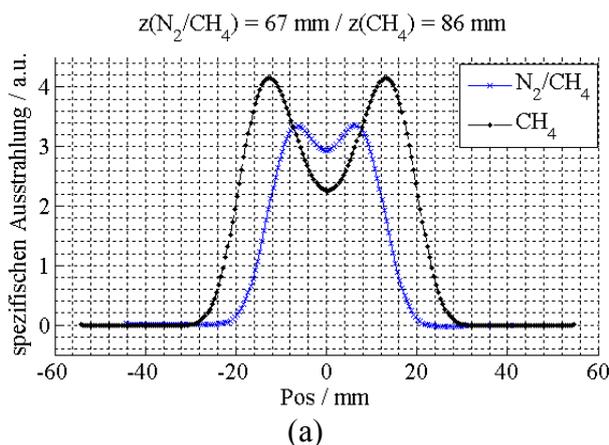
Abb. 4.1.4 Tomografische Rekonstruktion der Schnittebenen aus Abb. 4.1.3 (d). Die Abmessungen eines Schnittes betragen 90 mm x 90 mm.

Vergleich

Da die Aufnahmeparameter (Belichtungszeit, Blende, ISO-Empfindlichkeit) bekannt sind und der Abstand zur Flamme nicht geändert wurde, kann die Stärke des Flammeneigenleuchtens aufeinander bezogen werden. Ausgehend von *Abb. 4.1.2* und *Abb. 4.1.4* wird die spezifische Ausstrahlung entlang einer Linie durch das Zentrum der Flamme gezeigt. Der Flammenfuß beider Flammen wird dabei als gemeinsamer Bezugspunkt angesehen. Von diesem ausgehend, erfolgen alle anderen Vergleiche, jeweils in einem Abstand von 16 mm.

Vergleicht man die Ergebnisse der beider Aufnahmen (CH_4 und $\text{CH}_4\text{-N}_2$) fällt auf, dass die spezifische Ausstrahlung in der Mitte des Strahls annähernd gleich ist, die Maxima links und rechts davon in der reinen Methan-Flamme jedoch größer sind und weiter auseinander liegen. Da reines Methan eine verhältnismäßig größere Menge an Verbrennungsluft benötigt als mit Stickstoff verdünntes Methan, dauert bei dem reinen Gas die Vermischung mit Luft zu einem zündfähigen Gemisch länger und führt zu einer größeren Flamme sowohl in der Höhe als auch in lateraler Erstreckung. Die geringeren Maxima der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme sind darauf zurückzuführen, dass Stickstoff als inertes Gas bei der Verbrennung Wärme absorbiert ohne aber zur Reaktion beizutragen und somit die Verbrennungszone kühlt und die Gesamtreaktion bremst.

Auch in den lokalen Daten (z.B. *Abb. 4.1.2*, Höhen 118-158 mm, reines Methan) ist im Zentrum der Flamme ein sehr kleiner Wert des Eigenleuchtens, bzw. nach *Gl. (4)* der Wärmefreisetzung zu erkennen. Hierbei muss allerdings die ständige Bewegung der Flamme berücksichtigt werden, sodass im zeitlichen Mittel die Wärmefreisetzungsdelle im Zentrum der Flamme "aufgefüllt" wird. Dieser Vorgang ist bei der kleineren $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme effektiver als bei der reinen CH_4 - Flamme.



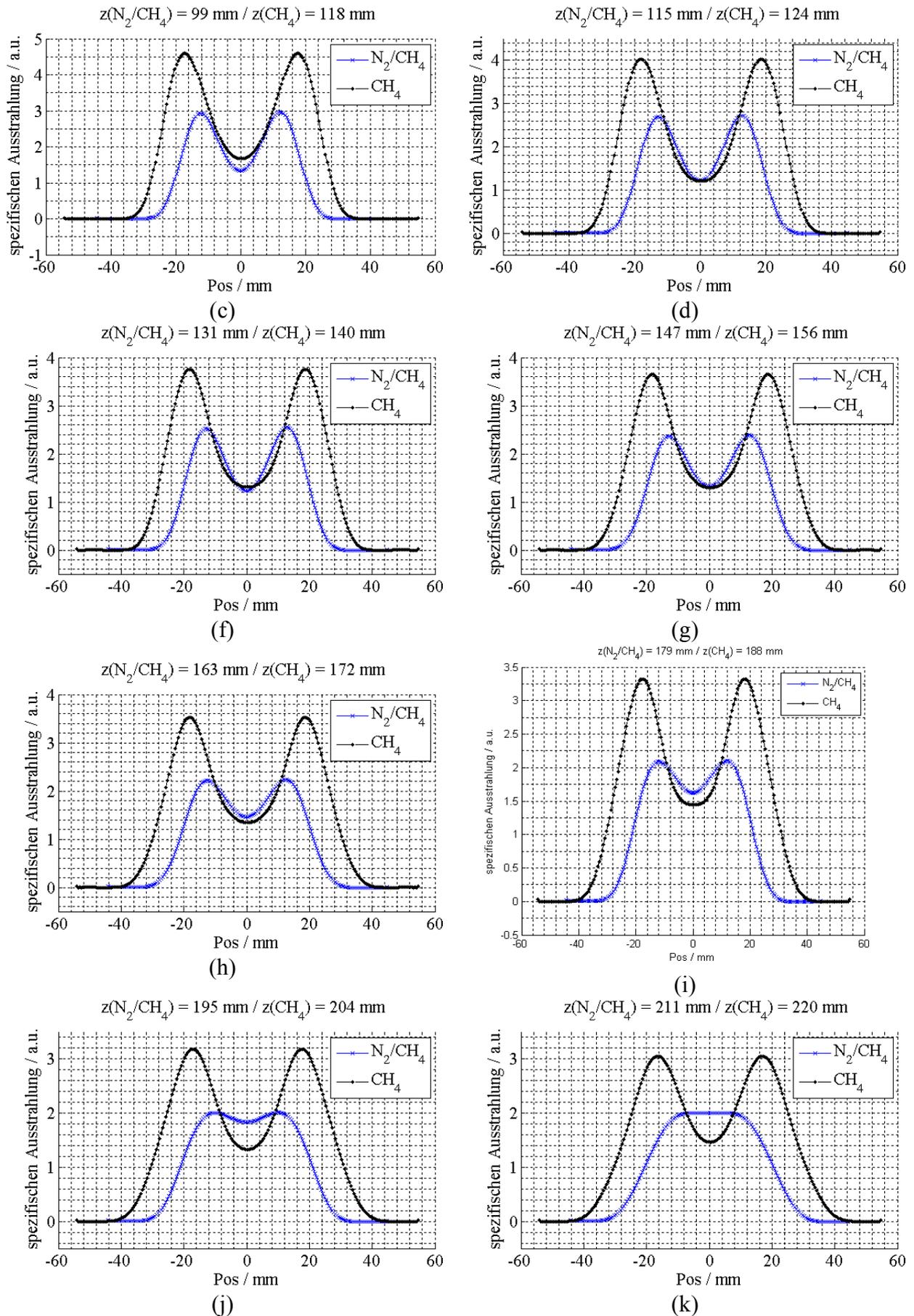


Abb. 4.1.5 Vergleich der spezifischen Ausstrahlung zwischen CH_4 - und N_2 - CH_4 -Flammen.

4.2. Flammenanalyse mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera

Mit einer Hochgeschwindigkeitskamera des Typs CASIO EXILIM F1 konnte die Verbrennung mit einer Rate von 300 fps zu 512 x 384 Pixel oder 600 fps zu 432 x 192 Pixel aufgenommen werden. Diese Filmaufnahmen wurden in Einzelbilder zerlegt, deren mittlerer Intensitätswert berechnet und dieser mit Hilfe einer FFT analysiert. Die Intensitätswerte konnten für das gesamte Bild oder für einen Teilausschnitt berechnet werden, wobei der Blau-Kanal für die Auswertung bevorzugt wurde. Falls feste Partikel in die Verbrennungszone gelangten und gelblich aufleuchteten (Festkörperstrahlung nach dem Planck'schen Gesetz, vgl. *Abschnitt 2.1*), konnte so dieser störende Einfluss minimiert werden. Zur Analyse wurde ein Satz von 1024 bis maximal 4096 Einzelbilder verwendet, was zur Folge hat, dass die Frequenzauflösung 0,59 Hz (= 600 fps / 1024 frames) beträgt. Diese Frequenz stellt somit die Schrittweite zwischen zwei benachbarten Stützpunkten im Frequenz-Bereich dar. Da aufgrund der geringen Lichtmenge, die bei einer Rate von 600 fps auf den Kamerachip trifft, die Bilder für eine sinnvolle Auswertung nicht genug belichtet werden konnten, wurden zur Auswertung Raten von 300 fps bevorzugt. Dies bedeutet, dass die maximal detektierbare Frequenz (Nyquist Frequenz) bei 150 Hz liegt, ein Wert der ausreichend hoch ist, um niederfrequente Verbrennungsinstabilitäten (grob zwischen 0 und 100 Hz) erkennen zu können.

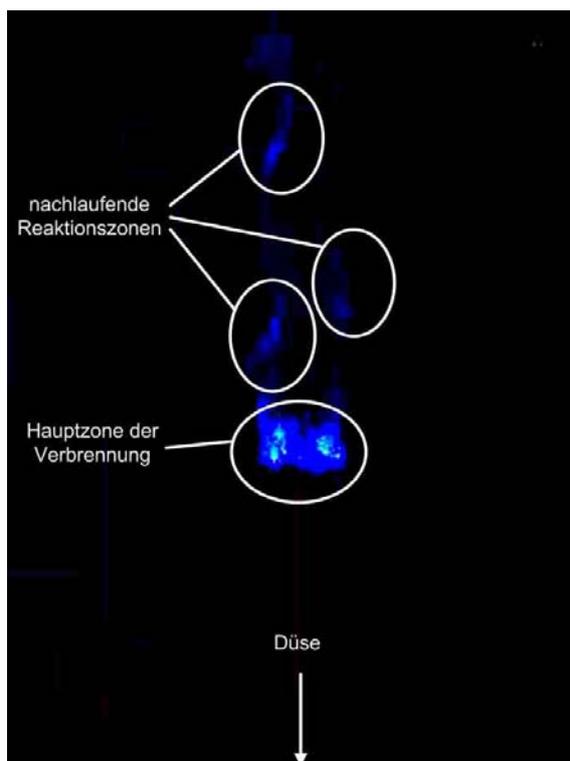


Abb. 4.2.1 Rohbild einer Frequenzanalyse der Bildintensität. Für die Darstellung wurden Helligkeit und Kontrast erhöht.

Bezüglich des gewählten Bildausschnittes ist zu sagen, dass darauf geachtet werden muss, dass die Flamme nicht durch eine periodische Bewegung den Bildausschnitt übertritt. Diese Intensitätsschwankung darf dann nicht als ein An- und Abschwollen der Verbrennung gedeutet werden sondern gibt Auskunft über die Frequenz mit der leuchtende Reaktionszonen den Bildrand passieren.

Bevor auf die Ergebnisse der Analyse eingegangen wird, muss noch auf die Aufnahmecharakteristik eines CCD-Chips eingegangen werden. Belichtet man einen CCD-Chip mit konstanter, nicht schwankender Lichtstärke mehrmals und unterzieht diese Bilder einer FFT, so würde man ein Signal erwarten, dass bei allen Frequenzen den Wert Null annimmt, oder bei starkem thermischen Rauschen, alle Frequenzen gleichmäßig beeinflusst. Dies ist aber in der Realität nicht der Fall. Besonders bei tieferen Frequenzen fällt ein stark überhöhtes Rauschsignal auf. Man spricht in diesem Fall von "rosa Rauschen" oder "1/f-Rauschen", welches als Charakteristik ein steigendes Signal im Leistungsspektrum von hohen zu tiefen Frequenzen aufweist. Der Anstieg erfolgt entsprechend dem Faktor 1/f.

Zur Feststellung des Rauschverhaltens wurde eine Sequenz mit verschlossenem Objektiv aufgenommen (Abb. 4.2.3). Weiters, um die Einflüsse aus der Umgebung (Streulicht, ...) identifizieren zu können, wurde ebenfalls eine Sequenz ohne tatsächliche Flamme aufgenommen (Abb. 4.2.2).

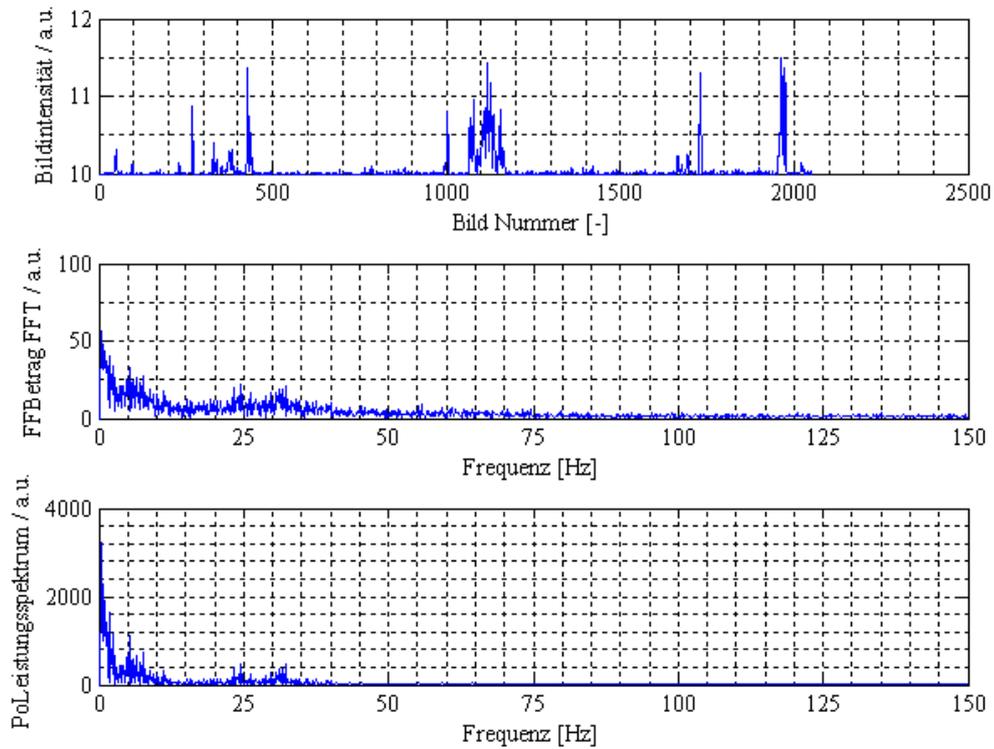


Abb. 4.2.2 *1/f-Rauschen mit offenem Objektiv und verdunkelter Beleuchtung bei einer Framerate von 300 fps und 2048 verwendeten Einzelframes. Im oberen Bild ist die Bildintensität für jedes Frame aufgetragen, der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Frames beträgt 0,0033 s. Im mittleren Bild ist der Absolutbetrag der Ergebnisse der FFT zu sehen. Das untere Spektrum ist das Leistungsspektrum.*

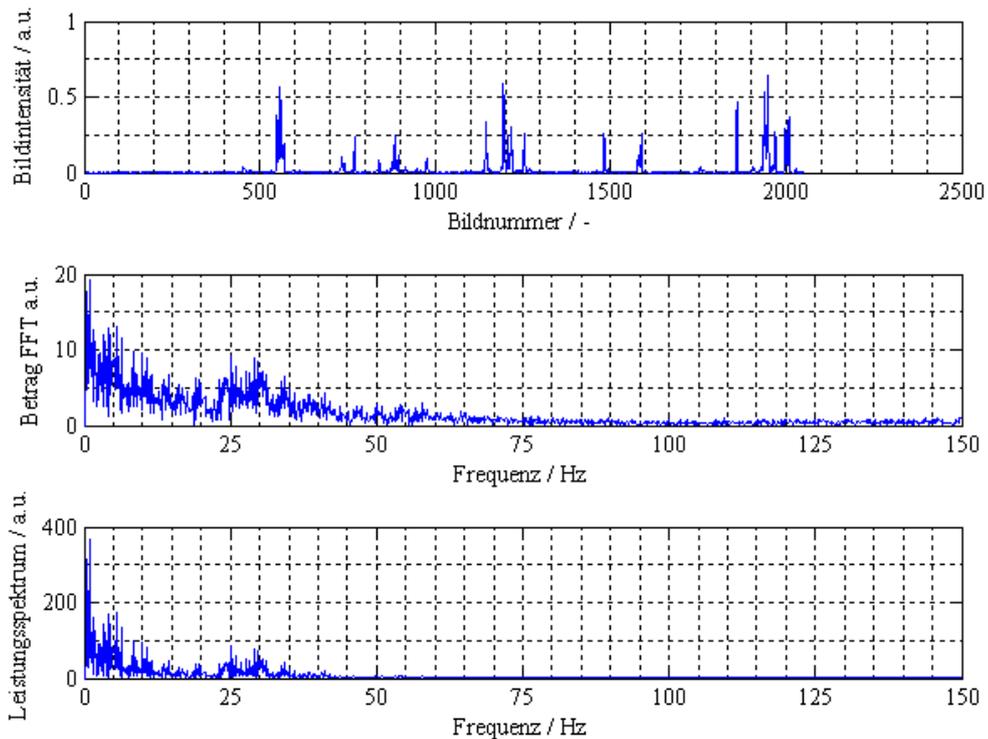


Abb. 4.2.3 $1/f$ -Rauschen mit verschlossenem Objektiv bei einer Framerate von 300 fps und 2048 verwendeten Einzelframes.

Zu erkennen ist in *Abb. 4.2.3* der $1/f$ -Abfall der Signalleistung bei höheren Frequenzen. Ab 50 Hz ist der Einfluss des Rauschens praktisch vernachlässigbar. Zwischen 25 Hz und 35 Hz ist eine kleine Überhöhung des Rauschsignals zu erkennen.

4.2.1. CH_4 - Flamme

Bei der Untersuchung der reinen Methan - Flamme trat ein sehr hoher Peak bei 30 Hz auf, der in *Abb. 4.2.4* zu sehen ist. Dieser könnte entweder Zeichen einer Verbrennungsschwankung oder eines periodischen Nachlaufens von noch reagierenden Zonen sein. Verglichen mit dem Rauschspektrum kann mit hoher Sicherheit gesagt werden, dass bei dieser Frequenz die Ursache nicht im Signalausrauschen liegt, sondern auf die Verbrennung zurückzuführen ist, da auch die Referenzaufnahme ohne Flamme aber sonst gleichen Lichtbedingungen im Labor keinen so ausgeprägten Peak bei 30 Hz aufweist.

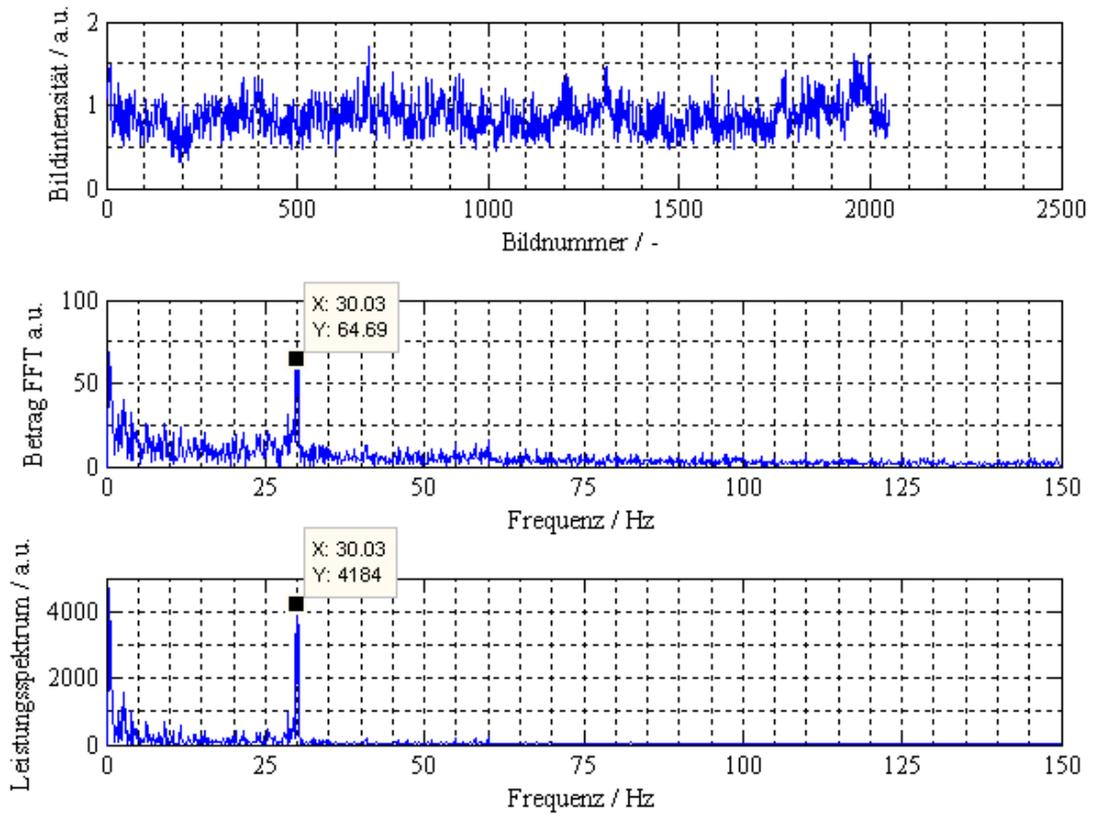


Abb. 4.2.4 Spektren einer CH_4 -Flamme mit Luftzufuhr durch den Brenner. 2048 Frames zu 300 fps. Abb. 4.2.1 ist dieser Serie entnommen.

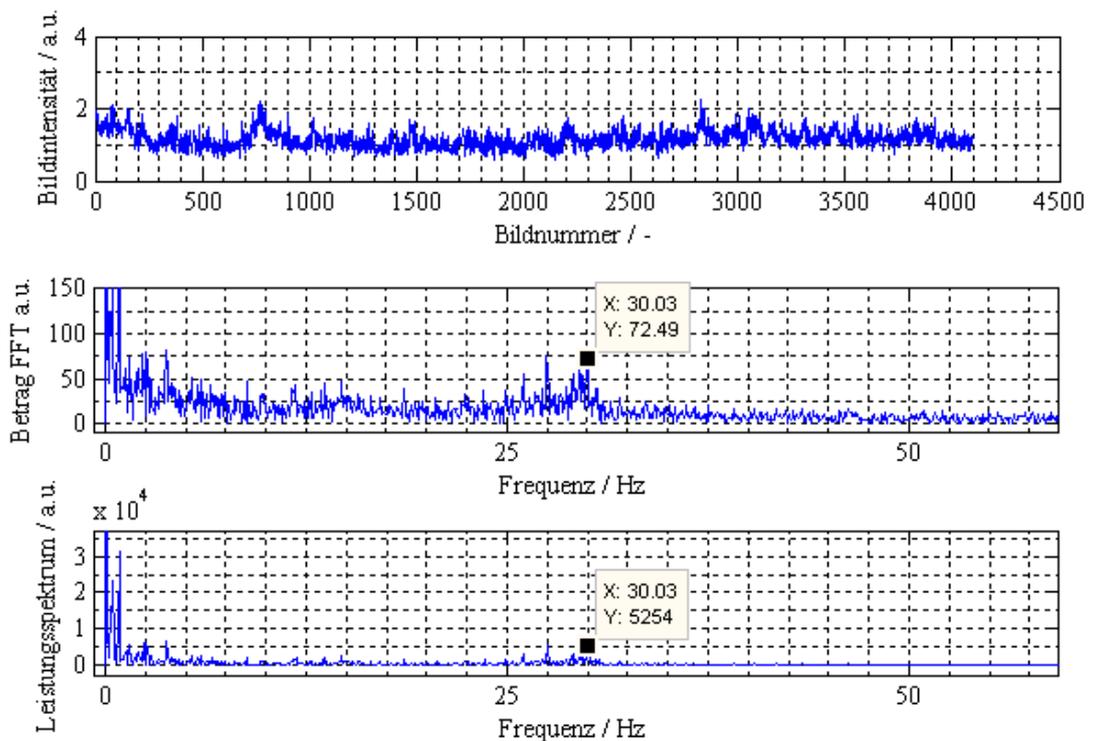


Abb. 4.2.5 Spektren einer CH_4 -Flamme. 4096 Frames zu 300 fps. Die, zur Verbrennung notwendige Luft, wird im Gegensatz zu der vorherigen Abbildung aus der Umgebungsluft bezogen.

Ein Vergleich zwischen *Abb. 4.2.4* und *Abb. 4.2.5* zeigt, dass die Höhe der Amplitude des Flammeigenleuchtens im Frequenzspektrum bei 30 Hz davon abhängt, ob die zur Verbrennung notwendige Luft durch den Brenner oder von außen zugeführt wird. Mögliche Ursache könnte eine periodische Wirbelablöse der Zuluft am Düsenrand sein, welche die Verbrennung am Flammenfuß beeinflusst.

4.2.2. $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme

Auch bei der Konfiguration des mit Stickstoff verdünntem Methans als Brennstoff und Luftzufuhr analog zu *Abb. 4.2.5* zeigt sich kein so ausgeprägtes Verhalten bei 30 Hz wie im ersten Fall, wo die Zuluft durch den Brenner gepumpt wird und der Brennstoff dazu koaxial durch eine Düse initiiert wird (siehe Konstruktions-skizze im Anhang oder *Abb. 3.1.1*). Dennoch ist um 30 Hz ein Signal im Leistungsspektrum auszumachen, welches nicht nur dem Signalrauschen entspringt.

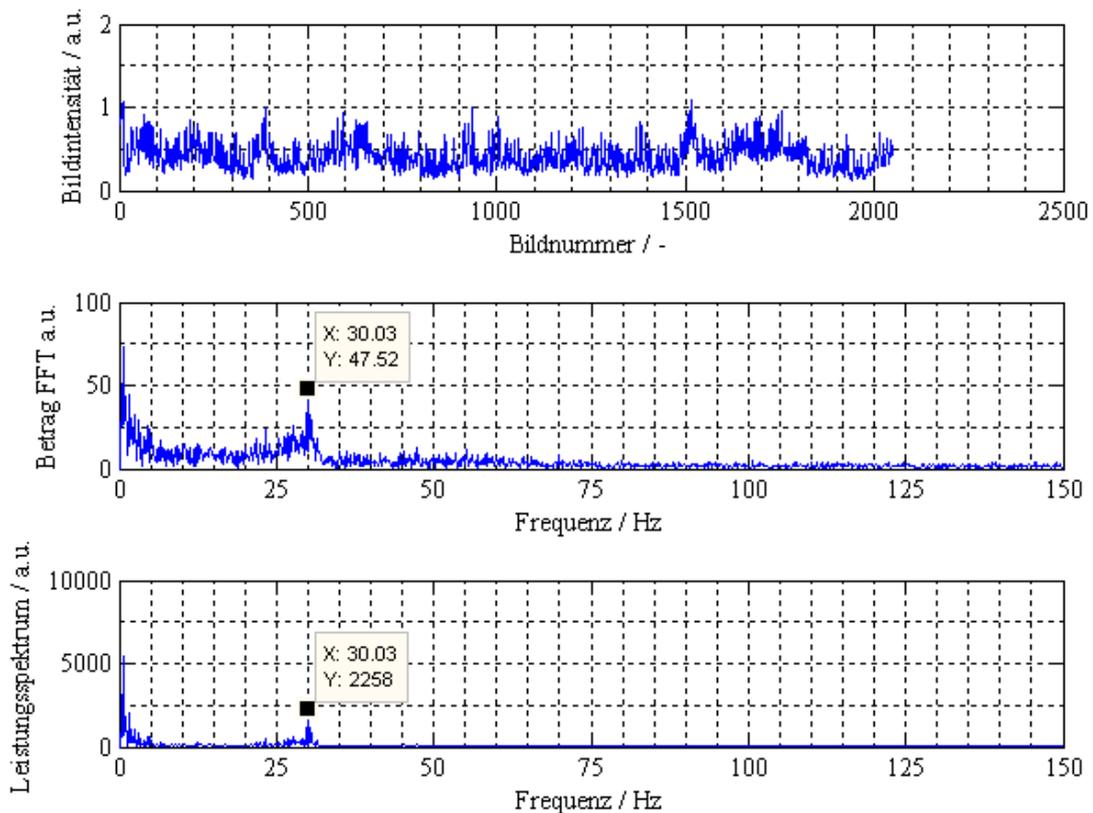


Abb. 4.2.6 Spektren einer $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme. 2048 Frames zu 300 fps.

Gezeigt wurde mit dieser Untersuchung, dass bei bestimmten Frequenzen möglicherweise eine periodische Schwankung der Stärke des Flammeigenleuchtens vorliegt. Der Grund dieser Schwankung kann in mehreren Ursachen liegen, mit dieser Methode jedoch nicht gefunden werden. Trotzdem sind die Erkenntnisse die durch eine Fourier-Analyse gewonnen wurden hilfreich, hat man dadurch die Möglichkeit erhalten, bei diesen Frequenzen die Verbrennung für Folgeuntersuchungen zusätzlich anzuregen zu können, um so die

Schwankungen bewusst zu verstärken oder bei später zum Einsatz kommenden Messmethoden den in der Verbrennung auftretenden Frequenzbereich im voraus abschätzen zu können. Es ist natürlich nicht auszuschließen, dass auch bei anderen Frequenzen Kopplungen in Druck, Dichte oder Wärmefreisetzung auftreten können, welche im Vergleich zur gesamten spezifischen Ausstrahlung der Flamme vergleichsweise klein sind und mit einfachen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen deshalb schwer zu detektieren sind.

4.3. Schlierenaufnahmen

Einen Vergleich der Zonen des Dichteeinflusses mit denen der eigentlichen Verbrennung ist in *Abb. 4.3.1* zu sehen. Gegenübergestellt sind das Eigenleuchten sowie Schlierenaufnahmen, bei denen Dichtegradienten in vier Richtungen durch einen geteilten Farbfilter (gelb - oben, rot - unten, grün - links, blau - rechts) unterschieden werden können. Der Maßstab und die Position der Düse ist für alle drei Aufnahmen derselbe. Zu erkennen ist, dass der Einflussbereich der Dichteschwankungen deutlich größer als der des Eigenleuchtens ist. Am Fußpunkt der Flamme und mit einsetzender Verbrennung beginnt sich Luft zu erwärmen und wird innen durch den Methanjet selber und außen durch zunehmenden Einfluss von Konvektion nach oben transportiert. Im Inneren des Jets sind turbulente Schwankungen vorherrschend, während weiter außen langsamere und größere Strukturen zu erkennen sind. Im Bild rechts sind vertikale Dichtegradienten in Strahlmitte über einen größeren Bereich vorhanden und weisen auf starke Verwirbelung hin. Eng am Rande dieser Zone findet auch der Großteil des Energieumsatzes durch die Verbrennungsreaktionen statt, da in dieser Schicht die Luft von außen mit dem Methan aus dem Jet in Kontakt kommt und ein zündfähiges Gemisch bildet. In der Mitte sinkt mangels Luftzufuhr die Energiefreisetzungsrates und erreicht ein Minimum in Strahlmitte (siehe *Kapitel 2.3, Tomografie*).



Abb. 4.3.1 Aufnahmen einer reinen CH_4 -Flamme mit Zuluft. **links:** Langzeitbelichtung Eigenleuchten ($\sim 1,3$ s); **mitte:** Langzeitbelichtung Farbschlieren und Eigenleuchten ($\sim 1/3$ s); **rechts:** Farbschlieren ($\sim 1/4000$ s) (Fontaneto 2008).

Orts- und frequenz aufgelöste Messungen mit Laservibrometern (*Kapitel 4.5*) bestätigen, dass am Rande Strukturen mit Frequenzen kleiner als 50 Hz auftreten, wohingegen in Strahlmitte das Maximum im Frequenzbereich bei etwa 200 Hz liegt und auch Dichteschwankungen bis 500 Hz noch nachgewiesen werden können.

4.4. Differentialinterferometrie

4.4.1. Motivation

Die Untersuchungen an der Diffusionsflamme mit reinem Methan dienten der Entwicklung einer neuen Messmethode die im Rahmen der Dissertation von S. Köberl vorangetrieben wird. Zusätzlich wurde eine Methan-Stickstoff - Flamme untersucht, die am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung in der Arbeitsgruppe Prof. Dr. techn. Helfried Steiner mittels DNS (Direkter Numerischer Simulation) modelliert wird. Die vorliegende Diplomarbeit unterstützt diese Arbeiten durch Strömungsvisualisierungen und zusätzliche optische Messungen an diesen Flammen.

4.4.2. Aufbau

Das erste Verfahren, welches im Rahmen dieser Arbeit angewandt wurde und im Gegensatz zum Flammeneigenleuchten absolute Werte liefert, ist die Differentialinterferometrie. Ermittelt werden die Größen $\bar{\rho}$ und ρ' , mittlere Dichteänderung bezogen auf die Umgebung, sowie die Schwankung der Dichte. ρ' ist demnach die Standardabweichung der Dichte aus einem Satz verschiedener Aufnahmen vom gleichen Ort zu unterschiedlichen Zeiten. $\bar{\rho}$ stellt den Mittelwert dar.

Der Aufbau des Experimentes ist in *Abb. 4.4.1* dargestellt. Ein HeNe-Laser mit einer Leistung von 50 mW wurde als Quelle kohärenten Lichtes genutzt. Der Strahl wurde mit einer Sammellinse ($f = 20$ mm) fokussiert und im Brennpunkt ein Pinhole mit einem Durchmesser von $12,5 \mu\text{m}$ platziert. Störungen durch Schmutz oder Inhomogenitäten an den Linsen werden im Brennpunkt als Beugungsscheibchen abgebildet.

Durch den geringen Durchmesser des Pinholes, welcher auf die Größe des ersten Beugungsminimums abgestimmt ist, wurden alle Störungen im Lichtstrahl ausgeblendet und somit eine gleichmäßige Ausleuchtung des Interferenzbildes garantiert. Die Parabolspiegel mussten von ihrer Größe her das Kriterium erfüllen, dass die zu untersuchende Dichtestörung um die Flammen räumlich kleiner bemessen war als die Spiegeldurchmesser, um einen ungestörten Randbereich für die Auswertung zu erhalten. Der Winkel β wurde so klein als möglich gewählt um den Astigmatismus (schräg einfallende Parallelstrahlen werden nicht mehr in einem Brennpunkt fokussiert) der Parabolspiegel gering zu halten.

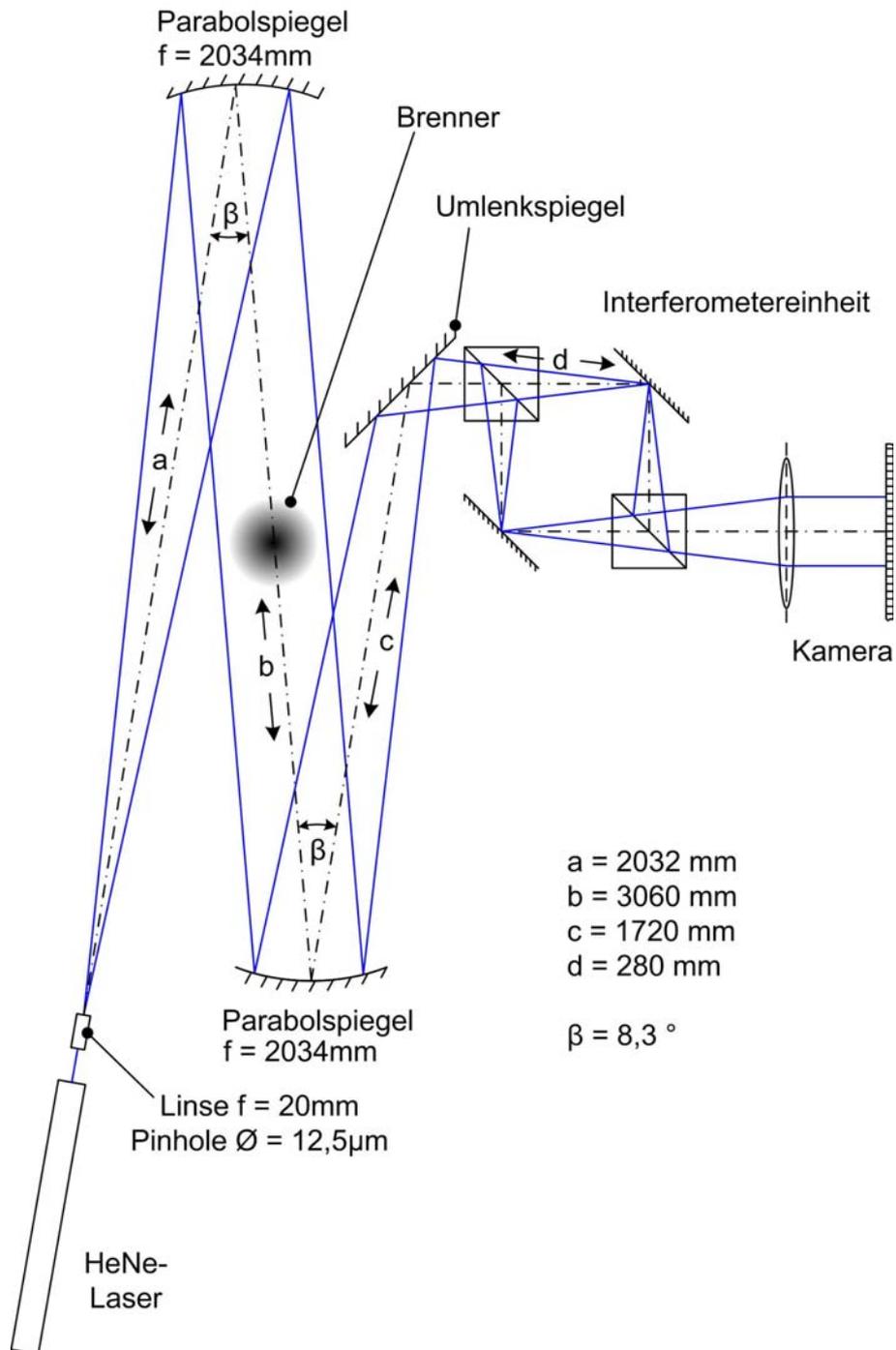


Abb. 4.4.1 Aufbau für differentialinterferometrische Messungen.

Als Aufnahmegerät diente eine HITACHI KP 110E/K Digitalkamera mit einer Aufnahme-rate von 30 fps und einer Auflösung von 576 x 750 Pixel. Versuche, ein reelles Bild durch Projektion auf einen Schirm zu erzeugen und anschließend zu filmen, sind prinzipiell möglich, aufgrund der zu geringen Lichtleistung des Lasers praktisch jedoch nicht durchführbar.

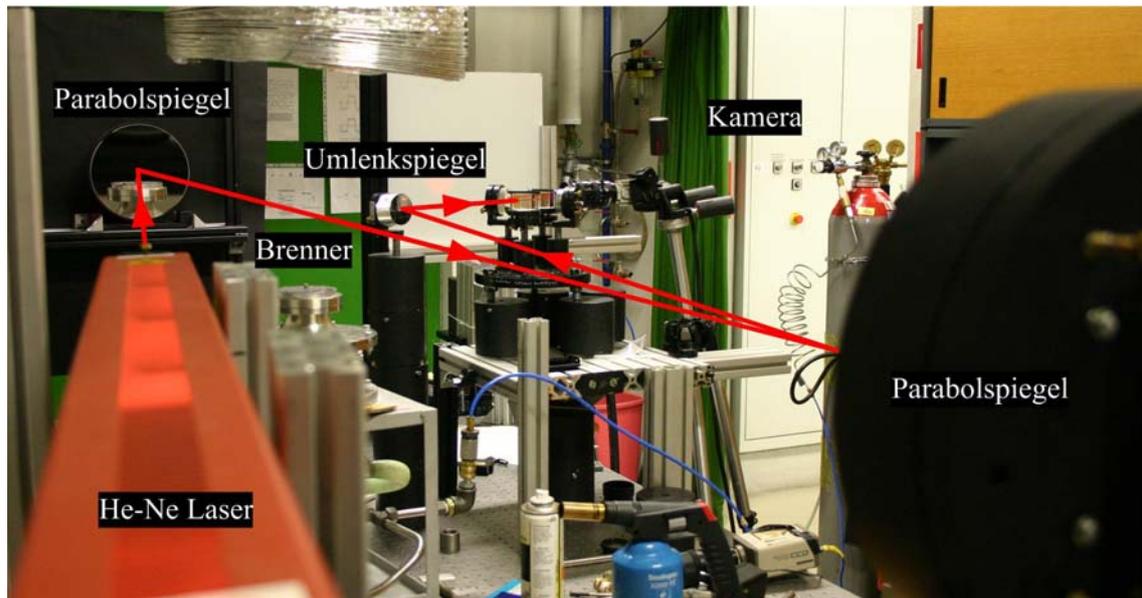


Abb. 4.4.2 Strahlführung und Aufbau auf einem luftgepumpten Tisch der Firma Newport.

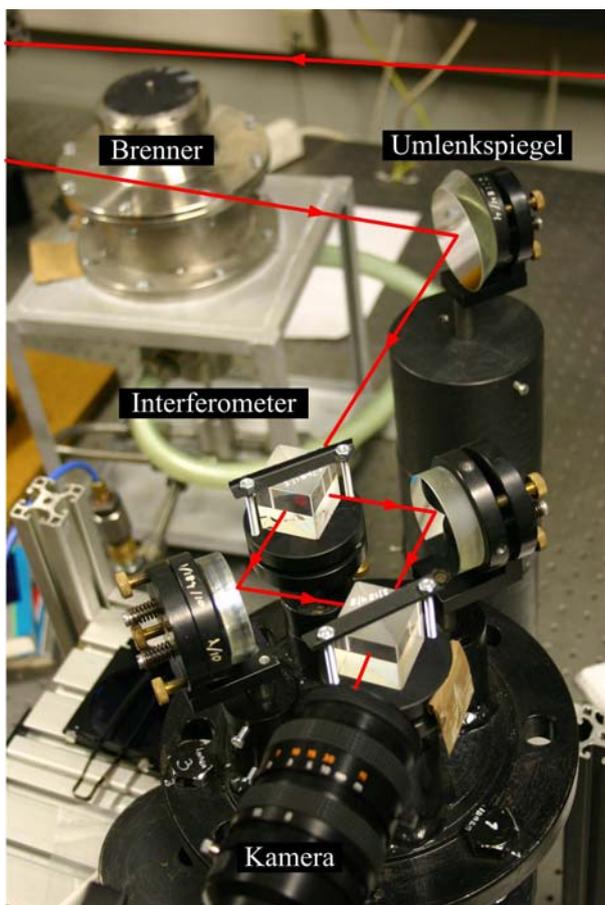


Abb. 4.4.3 Strahlengang im Interferometer.

Prinzipiell kann der in *Abb. 4.4.1* gezeigte Aufbau mit leichten Modifikationen auch zur Schlierenvisualisierung eingesetzt werden. Dazu müsste die Interferometereinheit gegen eine Schlierenblende getauscht werden. Da es aber aufgrund der großen Dichtegradienten auch ohne diese Modifikationen vorkommen kann, dass ein stark abgelenktes Lichtbündel den Strahlengang verlässt, können auch am Interferenzbild Schlieren zu erkennen sein. Um zu verhindern, dass diese Schlieren zu deutlich abgebildet werden, kann wie in *Kapitel 2.5* beschrieben, auf das Objekt fokussiert werden.

Das Interferometer selber (*Abb. 4.4.3*) besteht aus zwei Prismen und zwei Spiegeln, welche einzeln über je drei Schrauben in beliebiger Richtung verkippt werden können. Der gesamte Aufbau befindet sich auf einem luftgefederten Tisch, um ein Minimum an Gebäude- und Bodenvibrationen auf das Interferometer zu übertragen (Newport, CA).

4.4.3. Ergebnisse bei der CH₄-Flamme

Die erste Auswertung findet an einer reinen Methan-Flamme statt. *Abb. 4.4.4* bis *Abb. 4.4.7* zeigen die wichtigsten Zwischenergebnisse. In *Abb. 4.4.5* sind Artefakte am oberen Rand als Unstetigkeiten im Gradienten der Phase zu erkennen (rot unmittelbar gefolgt von blau). Diese entstehen, wenn Trägerstreifen durch zu große Dichteunterschiede zu sehr verzerrt werden und so von der Programmroutine (IDEA) nicht mehr einander zugeordnet werden können. Durch eine große Zahl an Einzelbilder wird jedoch deren Einfluss minimiert. Auch ist der expandierende Methan-Jet vor der Verbrennung zu erkennen, hervorgerufen durch den von Luft verschiedenen Brechungsindex von Methan ($n_{\text{Methan}} = 1,000444$; $n_{\text{Luft}} = 1,00292$; für 0°C, 1013,25 hPa und Licht mit 589,3 nm; www.keyelaby.npl.co.uk/12.2009).

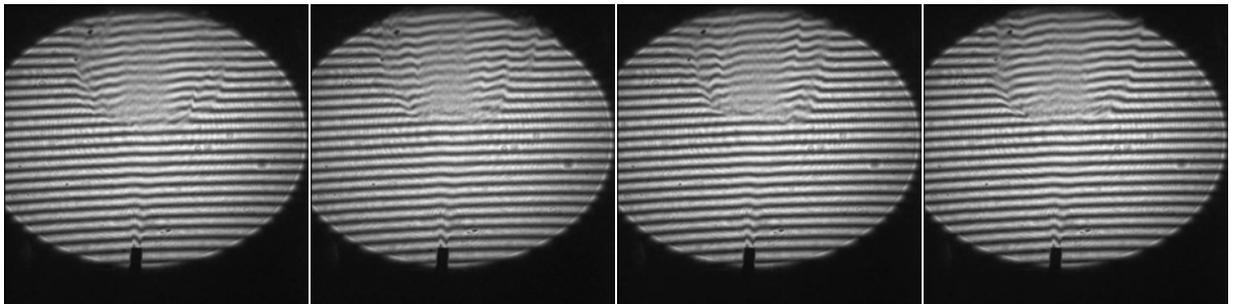


Abb. 4.4.4 Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. Diese Abmessungen sind zwingend, da der Algorithmus zur 2D-FFT quadratische Bilder mit 2ⁿ Stützstellen benötigt. Zeitabstand: 0,033 s.

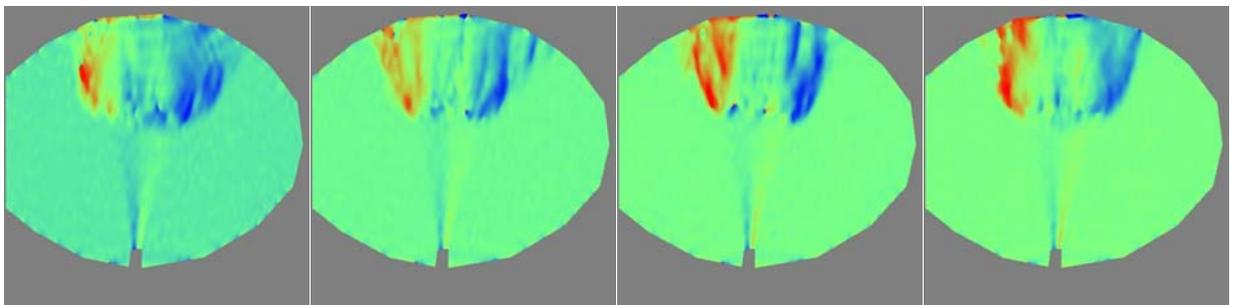


Abb. 4.4.5 Ausgewertete Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. Zu sehen sind positive (rot) und negative (blau) Gradienten in der Phase.

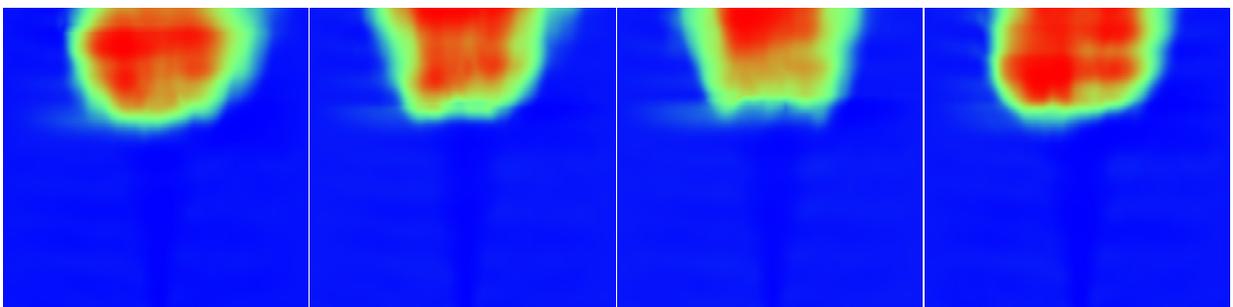


Abb. 4.4.6 Integriert man über einen Teilausschnitt der Bilder aus *Abb. 4.4.5* in Scherungsrichtung (hier horizontal), erhält man die Phasenverteilung in Bezug auf den ungestörten Randbereich (Format 391 x 392 Pixel, verzerrte Abbildung). Diese Bilder stellen Momentaufnahmen des optischen Weges, bzw. der Phasenverschiebung der Wellenfront gemäß Gl. (20)-(22) entlang der Strahlrichtung dar.

Bei der Integration von *Abb. 4.4.6* ist darauf zu achten, dass der Gradient am Randbereich gleich Null sein muss - dies ist gewährleistet indem vom Originalbild ein Referenzbild subtrahiert wurde und so nur der Gradient in Bezug auf eine ebene Lichtwellenfront dargestellt wurde. Es kann allerdings vorkommen, dass bei der zeilenweisen Integration ein konstanter Wert, durch Artefakte oder unausgewogene Dichtegradien, am Ende einer Zeile verbleibt. Ist dies der Fall behebt eine Programmroutine in MATLAB diesen Offset und kippt die entsprechende Zeile so, dass sowohl am Anfang als auch am Ende der Wert Null vorliegt.

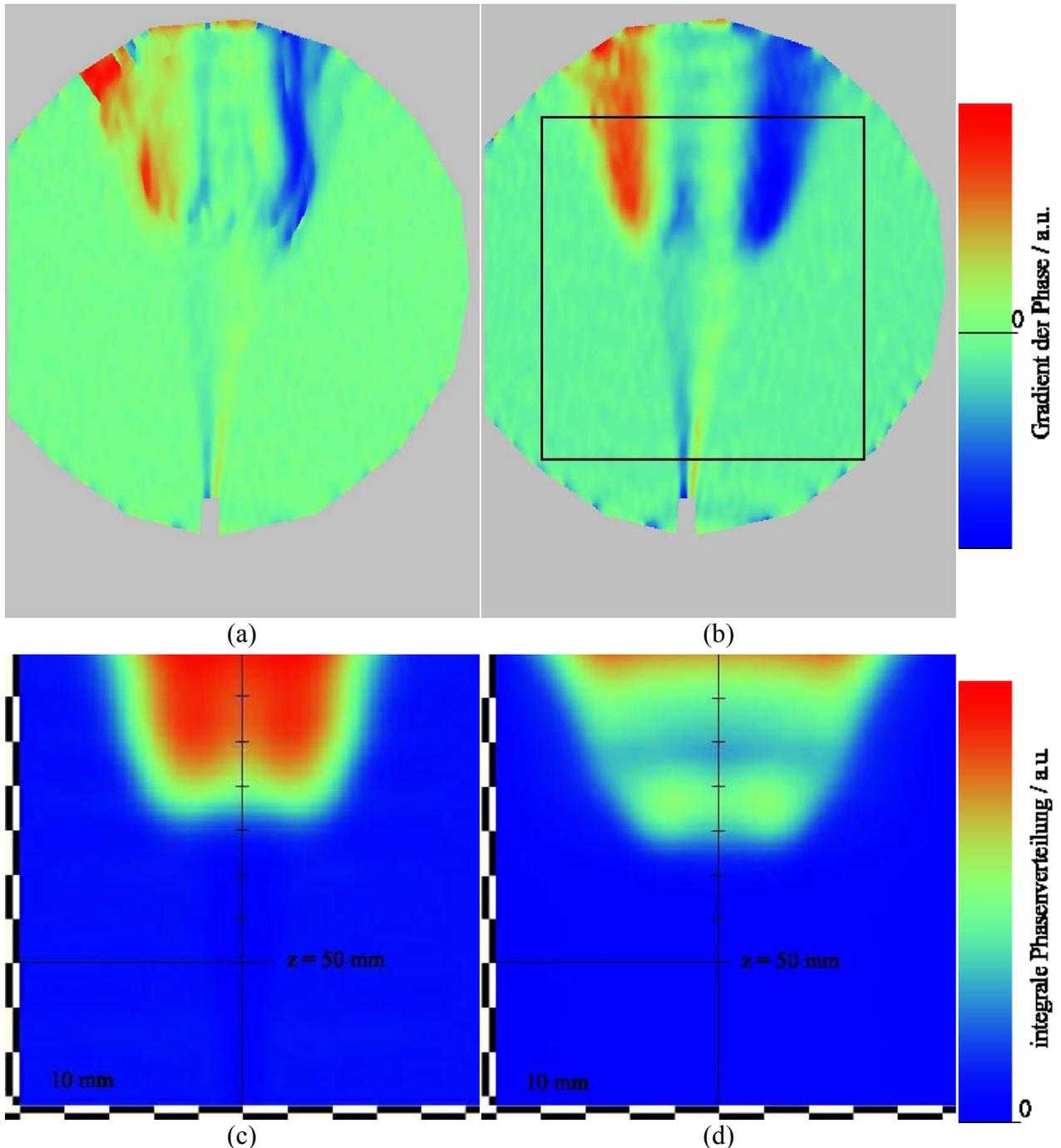


Abb. 4.4.7 (a) Mittelwert über 10 Einzelbilder (Format 157 x 204 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (b) Mittelwert über 800 Einzelbilder (Format 157 x 204 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (c) Integrale Dichteverteilung (entlang des optischen Weges) des schwarz markierten Bereichs aus (b) (Format 106 x 105 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (d) Dichtefluktuation; entspricht der Standardabweichung (Format 106 x 105 mm, verzerrungsfreie Abbildung).

Mittlere Dichteverteilung $\bar{\rho}$

Mittels tomografischer Verfahren (siehe *Kapitel 2.3*) können aus den integralen Werten der Aufnahmen *Abb. 4.4.7* lokale Dichteverteilungen und Dichteschwankungsverteilungen unter Annahme einer Rotationssymmetrie der Flamme ermittelt werden. Schnitte durch die tomografische Rekonstruktion aus *Abb. 4.4.8* zeigen eine deutliche Einwölbung in der Mitte, in welcher unverbranntes Methan nach oben strömt ohne sich mit Luft soweit zu vermischen, dass eine Entzündung stattfindet. Je weiter unten in der Verbrennungszone der Schnitt gewählt wurde, desto deutlicher ist der Unterschied zwischen der eigentlichen Verbrennungszone am Rand und der Mitte zu erkennen.

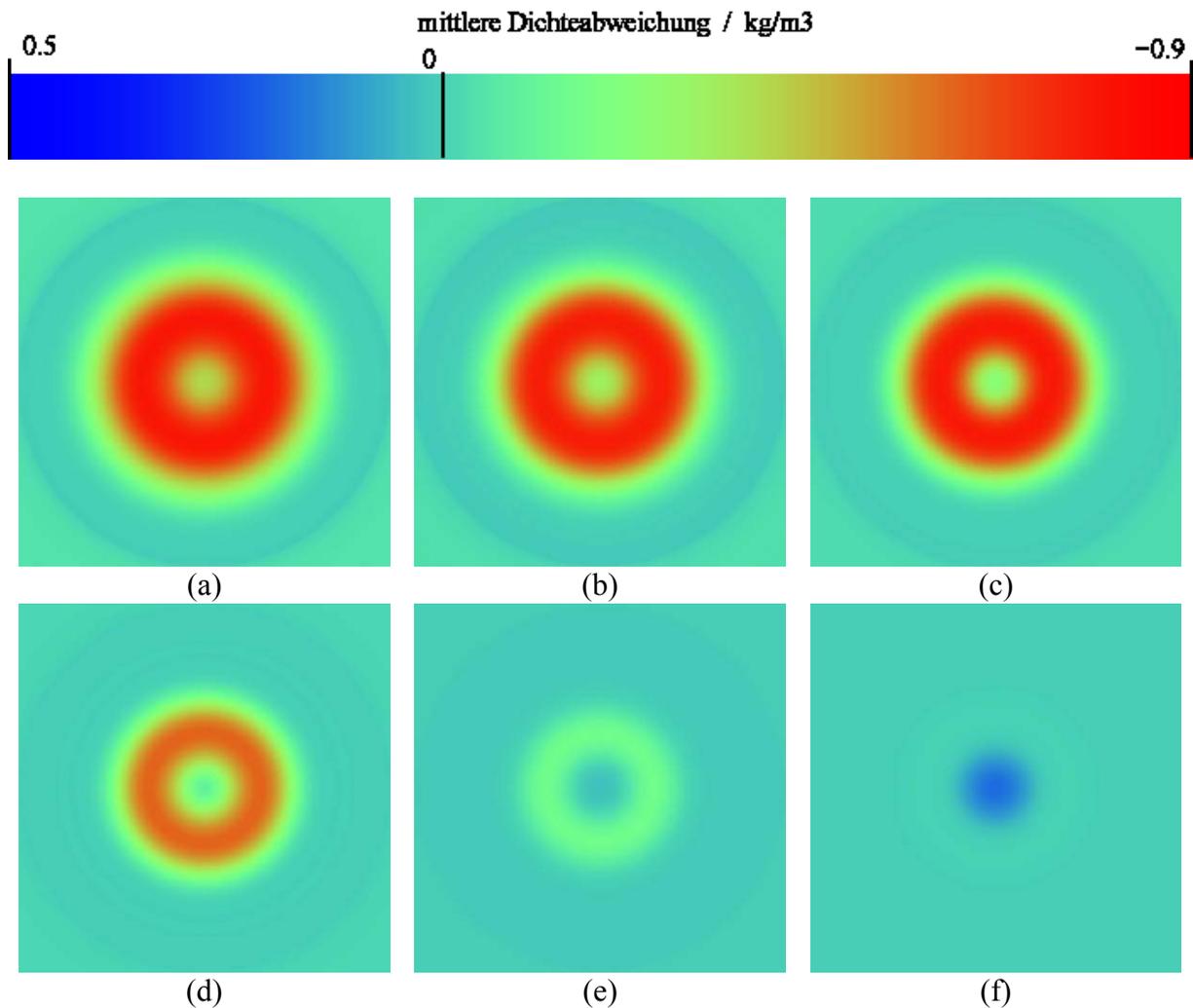
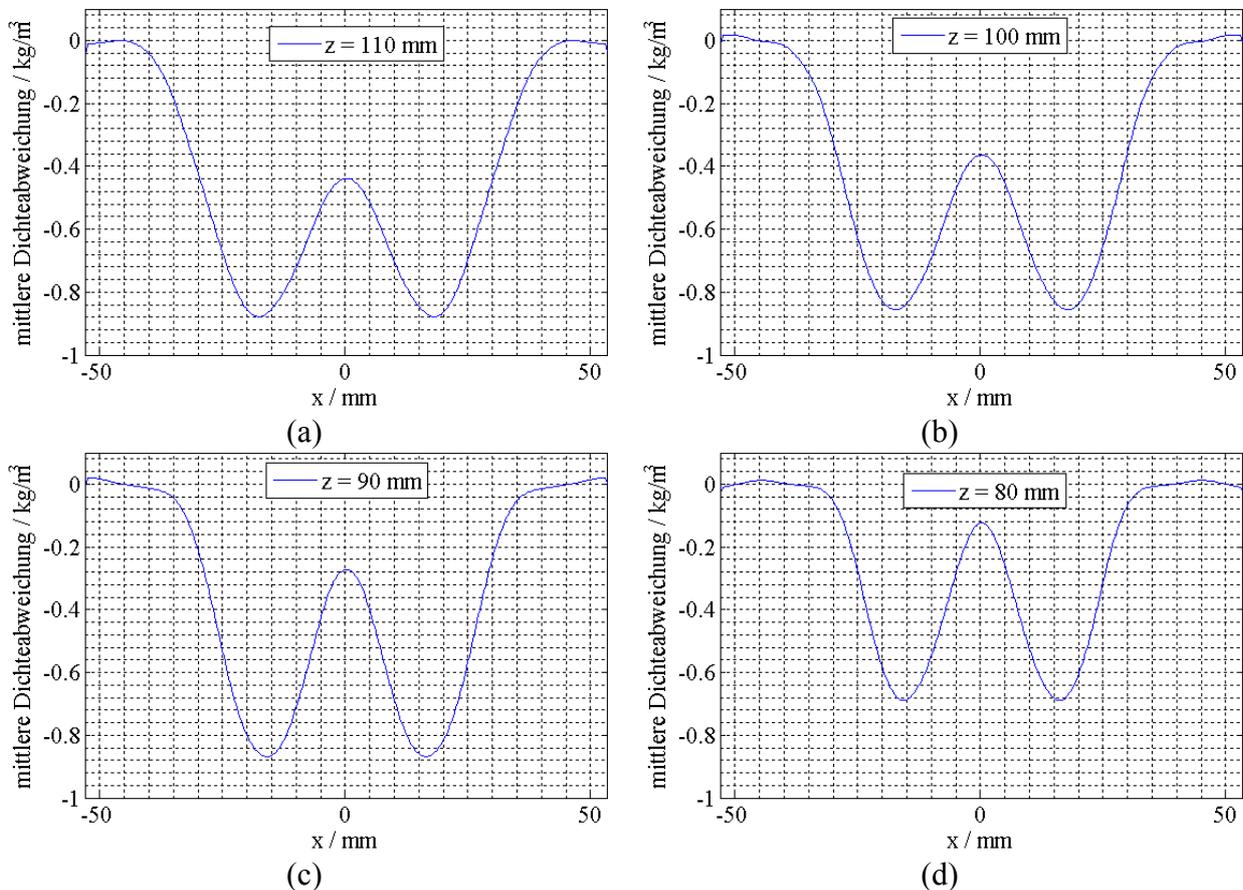


Abb. 4.4.8 Tomografische Rekonstruktion der mittleren Dichteverteilung, dargestellt als Abweichung zur Umgebungsdichte (Luft) aus *Abb. 4.4.7 (c)*, (Format 106 x 106 mm). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110$ mm; (b) $z = 100$ mm; (c) $z = 90$ mm; (d) $z = 80$ mm; (e) $z = 70$ mm; (f) $z = 60$ mm, der Methangasjet unterhalb der Verbrennungszone ist zu erkennen.

Für die Umrechnung von der Phaseninformation des Lichtes auf eine Dichteabweichung ist laut *Gl. (19)* die Gladstone-Dale-Konstante notwendig. Da diese Konstante jedoch von der Konzentration der einzelnen Gase eines Gemisches abhängt, wird mit einer mittleren Gladstone-Dale Konstante von $K = 2,50 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ gerechnet. In der Dissertation von S.

Köberl wurde mittels RAMAN-Messung die Gaskonzentration dieser Flamme bestimmt und festgestellt, dass die Unterschiede der Konstante in den Zonen der Verbrennung sehr klein sind ($K_{N_2} = 2,39 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$; $K_{O_2} = 2,89 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$; $K_{CO_2} = 2,27 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$). Die Konstanten der einzelnen Gaskomponenten wurden der Arbeit von Gardiner (1981) entnommen. *Abb. 4.4.9 (f)* ist aus einer Höhe entnommen, wo noch keine Verbrennung stattfindet. Der Peak in negativer Richtung wird von dem Methanjet verursacht. Da in diesem Jet reines Methan vorliegt, kann mit Hilfe der Gladstone-Dale Konstante für Methan ($K_{CH_4} = 6,17 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$) für den mittleren Bereich die Dichte korrigiert werden (rote Linie). In Strahlmitte liefert somit eine gemessene mittlere Dichteabweichung von $-0,6 \text{ kg/m}^3$ einen realistischen Wert von etwa $0,6 \text{ kg/m}^3$ absoluter Dichte für reines Methan unter Umgebungsbedingungen. Da die genaue Zusammensetzung des Jets weiter oben in der Flamme durch Mischung mit Luft und Verbrennungsprodukten von der des reinen Methans abweicht, kann davon ausgegangen werden, dass auf der Strahlmitte in den anderen Plots die Werte der mittleren Dichteabweichung um bis zu $0,6 \text{ kg/m}^3$ nach unten hin korrigiert werden müssen, sprich, die resultierende absolute Dichte ist für den nicht korrigierten Fall um bis zu $0,6 \text{ kg/m}^3$ bei $x = 0 \text{ mm}$ zu hoch.

Bezüglich der Tiefe der Dichteverteilung entlang der Achse ist zu berücksichtigen, dass entsprechend der Einzelaufnahmen in *Abb. 4.4.6* es zu einer starken lateralen Bewegung der Flamme kommt. Daher erscheint die Dichte auch im Zentrum der Flamme geringer, obwohl dort zumindest im Fußbereich keine Verbrennung statt findet. Diese "Verschmieren" kann jedoch nicht verhindert werden, insbesondere dann nicht, wenn über viele Aufnahmen mit zeitlichem Abstand zueinander gemittelt wird.



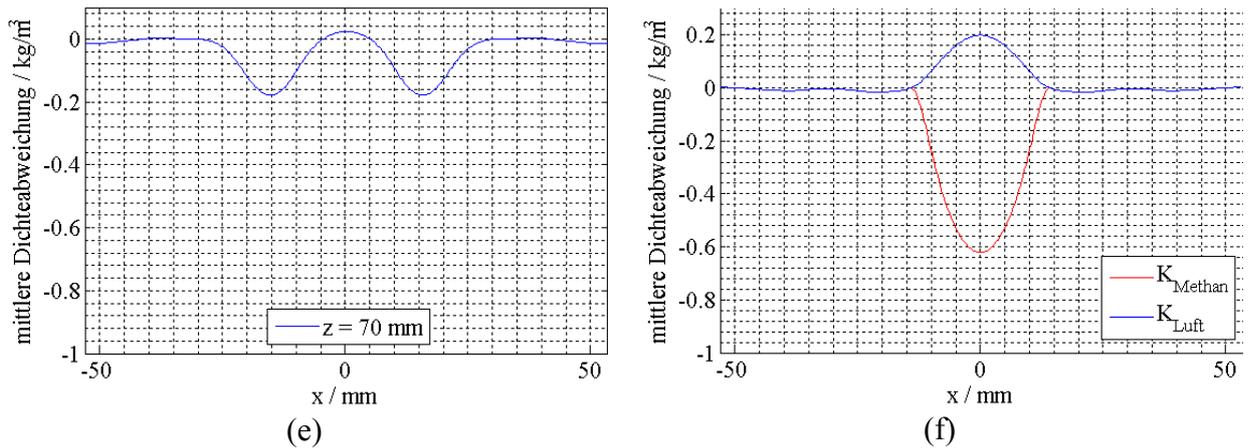
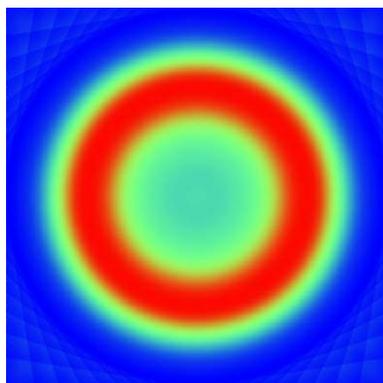
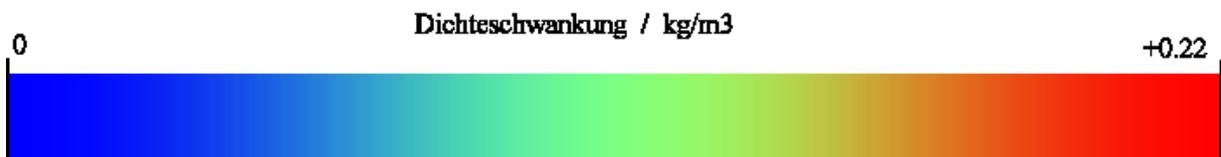


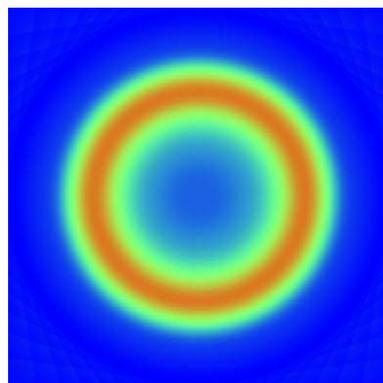
Abb. 4.4.9 Verlauf der mittleren Dichteabweichung entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110 \text{ mm}$; (b) $z = 100 \text{ mm}$; (c) $z = 90 \text{ mm}$; (d) $z = 80 \text{ mm}$; (e) $z = 70 \text{ mm}$; (f) $z = 60 \text{ mm}$ (korrigiert zwischen -15 mm und $+15 \text{ mm}$ für reines Methan bei $x = 0 \text{ mm}$).

Dichteschwankung ρ'

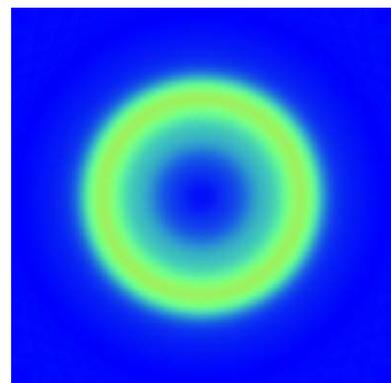
Die Dichtefluktuationen erreichen ihren höchsten Wert in *Abb. 4.4.11* mit $0,2 \text{ kg/m}^3$. Verglichen mit der Position des Maximums der mittleren Dichteänderung kann gesagt werden, dass mit zunehmender Höhe die Maxima der Fluktuation sich von denen des Mittelwertes nach außen verschieben. Große Fluktuationen bedeuten abwechselnde Verbrennung und Neudurchmischung von Brennstoff und Zuluft, sowie ein sich wiederholendes Wandern der gesamten Flamme. Dieses "Wandern" konnte zum Beispiel als Auf- und Abhüpfen des Flammenfußes auch mit freiem Auge beobachtet werden und kann als Ursache für die verhältnismäßig großen Werte der Fluktuationen am Fußbereich der CH_4 -Flamme und besonders bei der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ -Flamme herangezogen werden (*Abb. 4.4.16 (d)*; deutlich ist der rote Bereich am unteren Ende der Flamme zu erkennen).



(a)



(b)



(c)

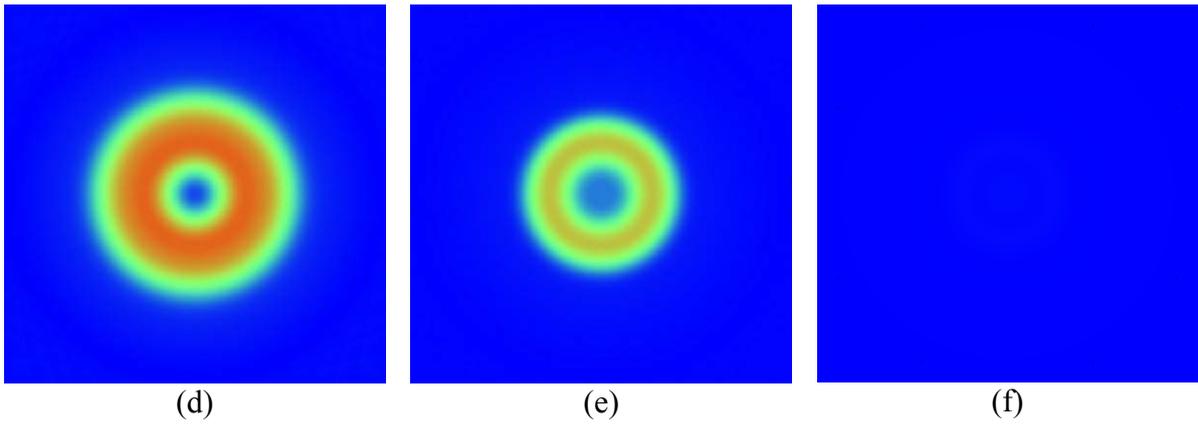
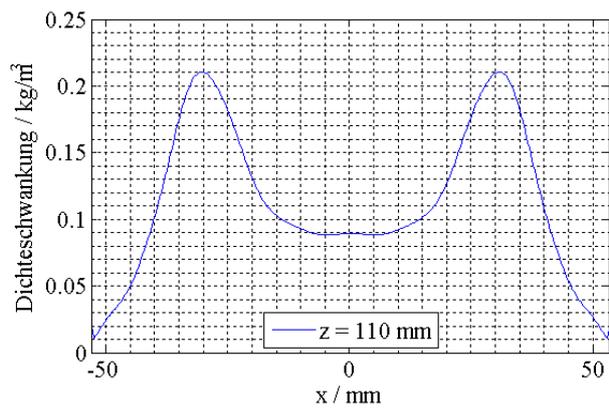
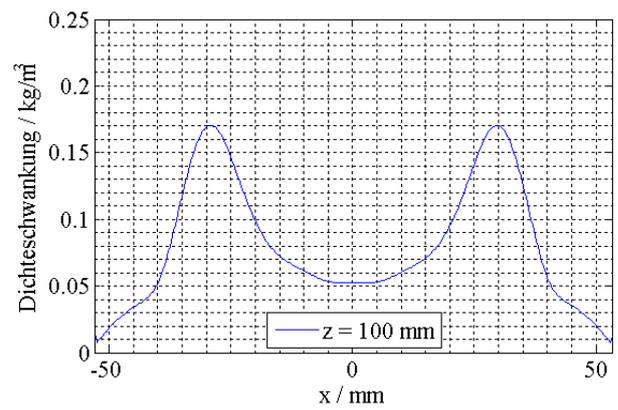


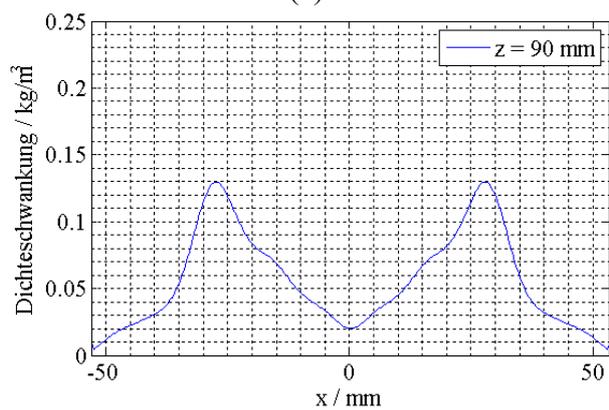
Abb. 4.4.10 Tomografische Rekonstruktion der Dichteschwankungen aus Abb. 4.4.7 (d), (Format $106 \times 106 \text{ mm}$). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110 \text{ mm}$; (b) $z = 100 \text{ mm}$; (c) $z = 90 \text{ mm}$; (d) $z = 80 \text{ mm}$; (e) $z = 70 \text{ mm}$; (f) $z = 60 \text{ mm}$.



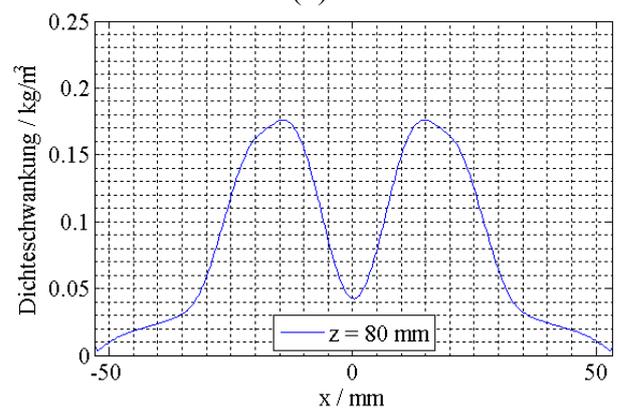
(a)



(b)



(c)



(d)

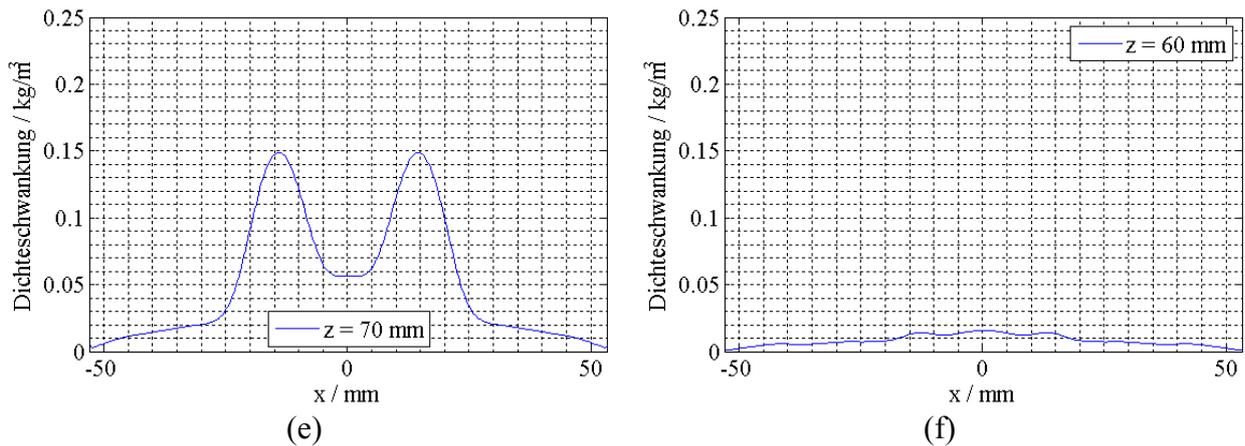


Abb. 4.4.11 Verlauf der Dichteschwankungen entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 110$ mm; (b) $z = 100$ mm; (c) $z = 90$ mm; (d) $z = 80$ mm; (e) $z = 70$ mm; (f) $z = 60$ mm.

Dieselbe Auswertung erfolgte in Kapitel 4.4.5 anhand der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme. Unterschiede in der Größe des ausgewerteten Bildausschnittes bestehen, hindern aber nicht an einen Vergleich zwischen beiden Flammen.

4.4.4. Kalibrierung und Fehlerbetrachtung

Der Fehler mit dem die Messungen behaftet sind kann hauptsächlich zwei Teilquellen zugeordnet werden. Erstens besteht eine Unsicherheit bei der genauen Feststellung der Scherung und zweitens erhält man, durch das Signal zu Rausch - Verhältnis (Signal to Noise - Ratio, SNR) durch den Filterungsprozess während der 2D-FFT bedingt, einen Fehler in der Feststellung der absoluten Phase.

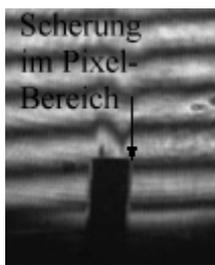


Abb. 4.4.12 Sichtbare Scherung an einer Kante

Die Scherung, welche an der Verschiebung der Konturen im Rohbild zu erkennen war, konnte am Bild höchstens auf Pixel genau abgelesen werden. *Abb. 4.4.12* zeigt die Düse des Brenners, welche ohne Scherung als scharfe Kante sichtbar wäre. Da ein Pixel in der Objektzone einer Länge von 0,272 mm entspricht, bedeutet eine sichtbar verschwommene Kontur, dass die Scherung größer als der Wert von 0,272 mm sein muss. Durch Kalibrierung mit einem Wasserkeil mit bekannter Dichteänderung und optischen Eigenschaften konnten für die Scherung realistische Werte von 0,305 mm (3,47 rad +6 Pi Phasensprung) und 0,390 mm (3,47 rad +8 Pi Phasensprung) ermittelt werden. Durch Vergleich mit vorhergehenden Messungen war bekannt, dass die geringste Dichte in der Flamme etwa $0,2 - 0,4 \text{ kg/m}^3$ (entspricht einer Dichteänderung in Bezug auf Laborbedingungen von $0,8 - 1,0 \text{ kg/m}^3$) betragen musste. Da die Scherung von 0,390 mm (3,47 rad +8 Pi Phasensprung) eine Dichtänderung von $0,66 \text{ kg/m}^3$ bedeutete und größere Scherungen zu noch kleineren Änderungen führten, wurde der Wert von 0,305 mm (3,47 rad +6 Pi Phasensprung) als Scherung angenommen und lieferte damit eine maximale Dichteänderung von $0,85 \text{ kg/m}^3$. Die Unsicherheit bestand jedoch in der genauen Feststellung des theoretisch konstanten Phasenplateaus bei der Auswertung der

Ergebnisse des Kalibrierkeils. Demnach ist eine Abweichung von $\pm 0,7$ rad möglich (entspricht ± 3 % des Ergebnisses).

Der Fehler, der aus dem SNR im Frequenzraum bei der Bestimmung obiger Phase resultiert, berechnet sich laut Woisetschläger et al. (1998) zu

$$\Delta(\Delta\Phi) = \frac{1}{\text{SNR}} \cdot \frac{\sqrt{\text{SNR} + 1}}{\sqrt{\text{SNR} - 1}}. \quad (51)$$

Bei einem SNR von 3,6 ergibt sich ein $\Delta(\Delta\Phi)$ zu 0,9 rad. Die Gesamtungenauigkeit (Phase und Scherung) beträgt demnach $+7$ % und -7 % des Ergebnisses. Die räumliche Auflösung die sich durch die Fensterbreite des Frequenzfilters bei der Rücktransformation aus dem Fourier-Raum ergibt, beträgt 9,7 Pixel in vertikaler und 4,7 Pixel in horizontaler Richtung. Kleinere Strukturen können nicht aufgelöst werden.

4.4.5. Ergebnisse bei der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme

Dieselbe Abfolge an Auswertungsschritten wurde bei einer Methan-Stickstoff - Flamme wiederholt. Eine Serie von 800 Rohbilder wurde im räumlichen Frequenzbereich gefiltert, rücktransformiert, der Gradient der Phase nach Subtraktion des Referenzbildes dargestellt, ein passender Bildausschnitt gewählt und schließlich in Scherungsrichtung integriert. Nach einer Kalibrierung konnte wieder mittlere Dichteabweichung und Dichteschwankung berechnet werden, eine tomografische Rückprojektion lieferte die lokale Verteilung dieser Größen.

Im Gegensatz zu vorher wurde das Trägerstreifensystem diesmal nicht in Scherungsrichtung eingestellt sondern um etwa 30° geneigt. Für die Auswertung stellt dies keinen Unterschied dar, gilt ja die messbare Modulation dieses Streifensystems durch Dichteunterschiede als ausschlaggebend – diese Modulation tritt immer auf, sobald die Verkippung des Strahls nicht in genau der gleichen Richtung wie die Scherung erfolgt, in diesem Fall wäre das bei senkrechten Trägerstreifen.

Die $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme weist auch einen tieferen Flammenfußpunkt auf, deswegen kann hier auch ein wesentlich größerer Bereich der Verbrennung mit dem gleichen Aufbau beobachtet werden, ohne dabei die Düse als wichtige Referenz aus dem Auge zu verlieren.

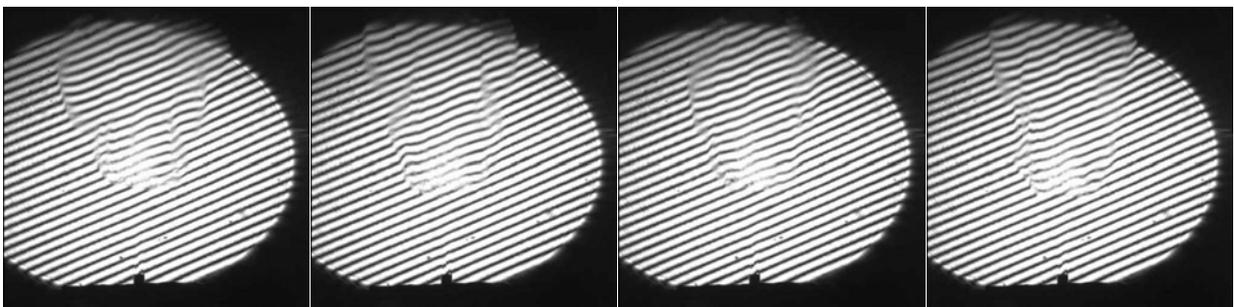


Abb. 4.4.13 Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. Diese Abmessungen sind zwingend, da der Algorithmus zur 2D-FFT quadratische Bilder mit 2^n Stützstellen benötigt. Zeitabstand: 0,033 s.

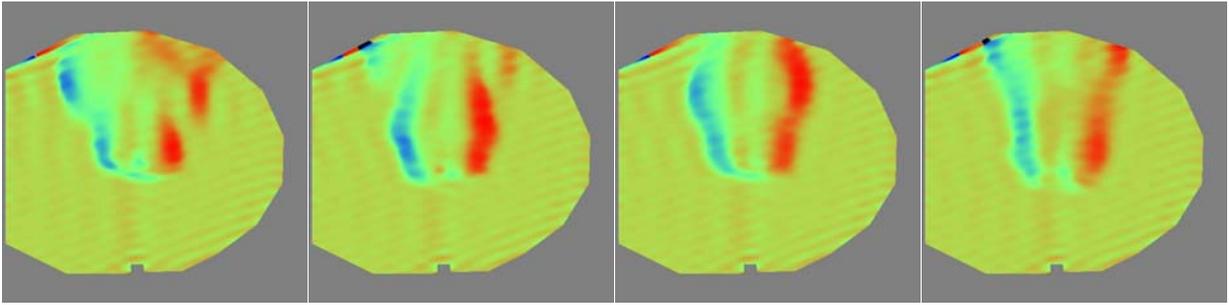


Abb. 4.4.14 Ausgewertete Rohbilder im Format 512 x 512 Pixel. Zu sehen sind positive (rot) und negative (blau) Gradienten in der Phase. Zu beachten ist die umgekehrte Abfolge der Gradienten im Vergleich zu Abb. 4.4.5. Dies muss bei der Integration berücksichtigt werden, da sonst negative Werte daraus resultieren.

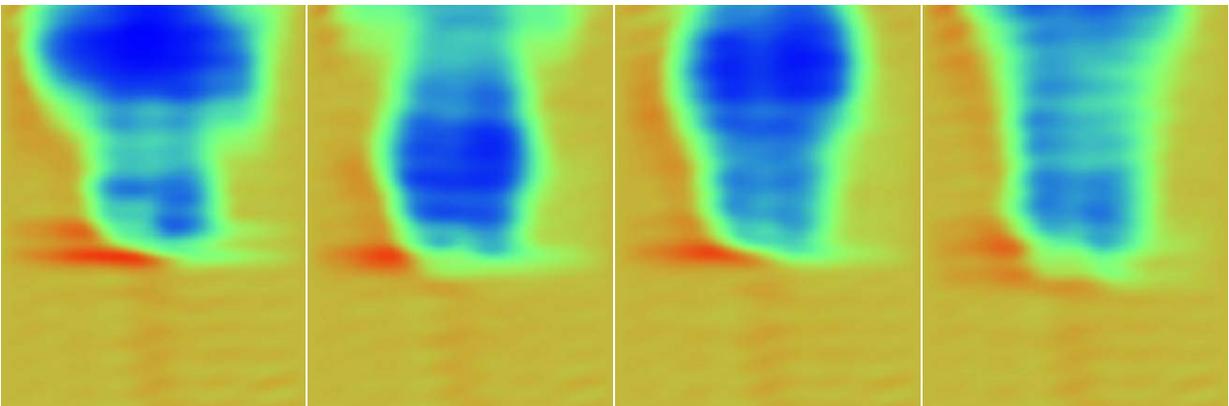


Abb. 4.4.15 Integriert man über einen Teilausschnitt der Bildern aus Abb. 4.4.14 in Scherungsrichtung (hier horizontal), erhält man die Phasenverteilung in Bezug auf den ungestörten Randbereich (Format 327 x 437 Pixel, verzerrte Abbildung). Diese Bilder stellen Momentaufnahmen des optischen Weges, bzw. der Phasenverschiebung der Wellenfront gemäß Gl. (20)-(22) entlang der Strahlrichtung dar.

Abb. 4.4.16 (a) und (b) sind gemittelte Bilder des Gradienten der Phase. Ein Artefakt, welches anscheinend bei den meisten Einzelbildern in der Auswertung auftritt, fällt im linken oberen Bereich sofort auf. Durch eine Verunreinigung einer Linse wahrscheinlich verursachte Durchtrennung eines Trägerstreifens führt im Programm zu einem vermeintlichen Phasensprung an dieser Stelle. Da dieser Bereich außerhalb des Rahmens für die Integration liegt, beeinflusst er aber das Ergebnis in keiner Weise. Die parallelen Streifen im Hintergrund sind auf den Einfluss des Filterungsprozesses zurückzuführen, bei welchem ein fast halb so großes Filterfenster verwendet wurde, wie bei der vorigen Messung. Die Wahl des richtigen Filters in Bezug auf Größe, Form und Position kann ausschlaggebend für die Verwendbarkeit der Ergebnisse sein und muss für jeden Messvorgang erneut durch probeweises Auswerten an Einzelbildern optimiert werden.

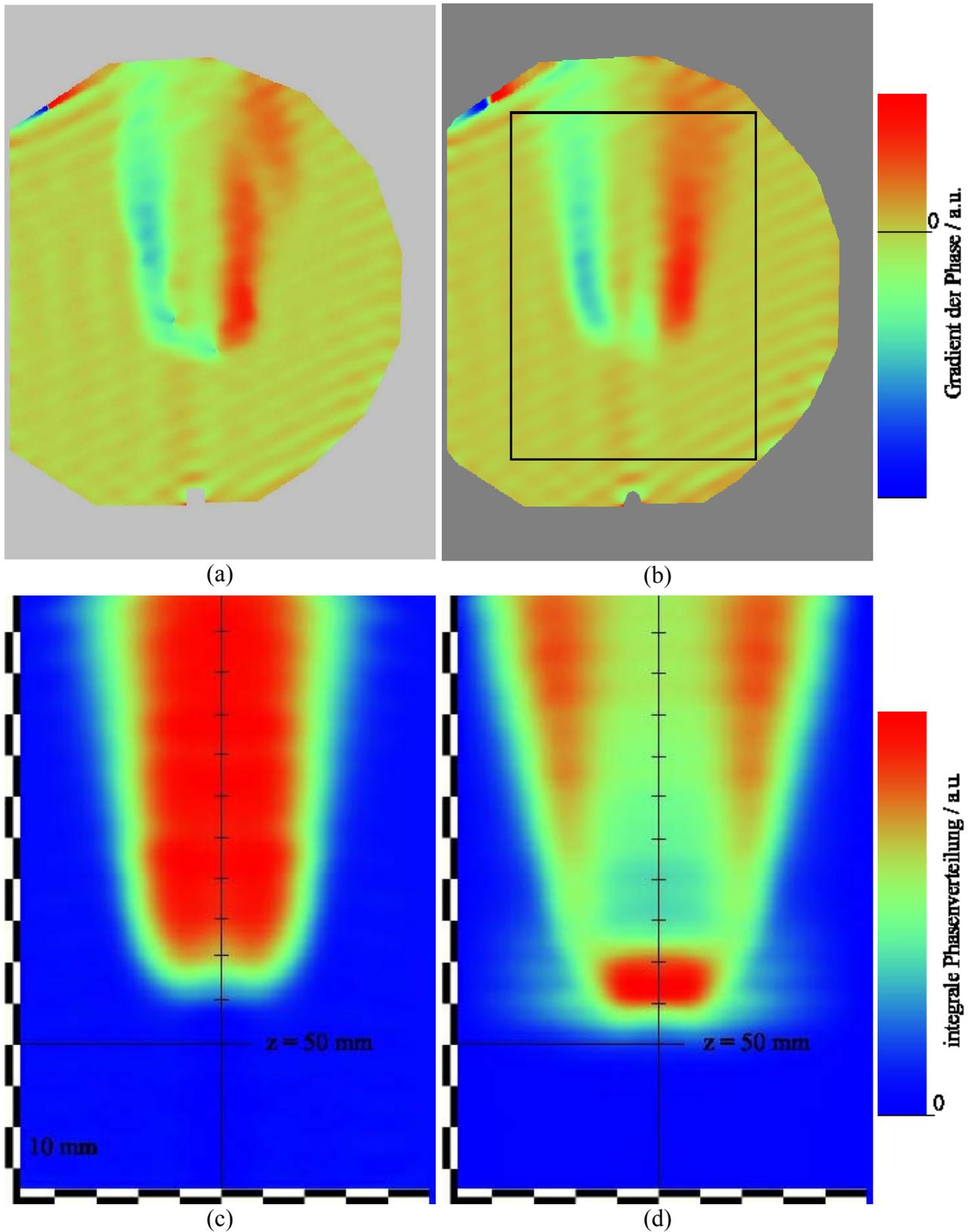


Abb. 4.4.16 (a) Mittelwert über 10 Einzelbilder (Format 182 x 237 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (b) Mittelwert über 800 Einzelbilder (Format 182 x 237 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (c) Integrale Dichteverteilung des schwarz markierten Bereichs aus (b) (Format 103 x 138 mm, verzerrungsfreie Abbildung); (d) Dichtefluktuation entspricht der Standardabweichung (Format 103 x 138 mm, verzerrungsfreie Abbildung).

Mittlere Dichteverteilung $\bar{\rho}$

Aus Abb. 4.4.18 (a) bis (f) ist zu sehen, dass die Aufwölbung in der Flammenmitte mit zunehmender Höhe abnimmt und schließlich bei (a) nicht mehr auftritt. Die Verbrennungszone hat an diesem Punkt den gesamten Querschnitt eingenommen, bedingt durch die turbulente Vermischung des restlichen Methans mit Umgebungsluft. Auch sind die beiden Minima der mittleren Dichteänderung im Falle der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme näher beieinander als bei der reinen CH_4 - Flamme. Die Differenz zwischen den Minima und Maximum in Strahlmitte bei der mittleren Dichteabweichung ist bei der CH_4 - Flamme generell größer und deutet auf eine geringere Reaktion in der Mitte im Vergleich zu den gut durchmischten Zonen am Randbereich des Strahls hin.

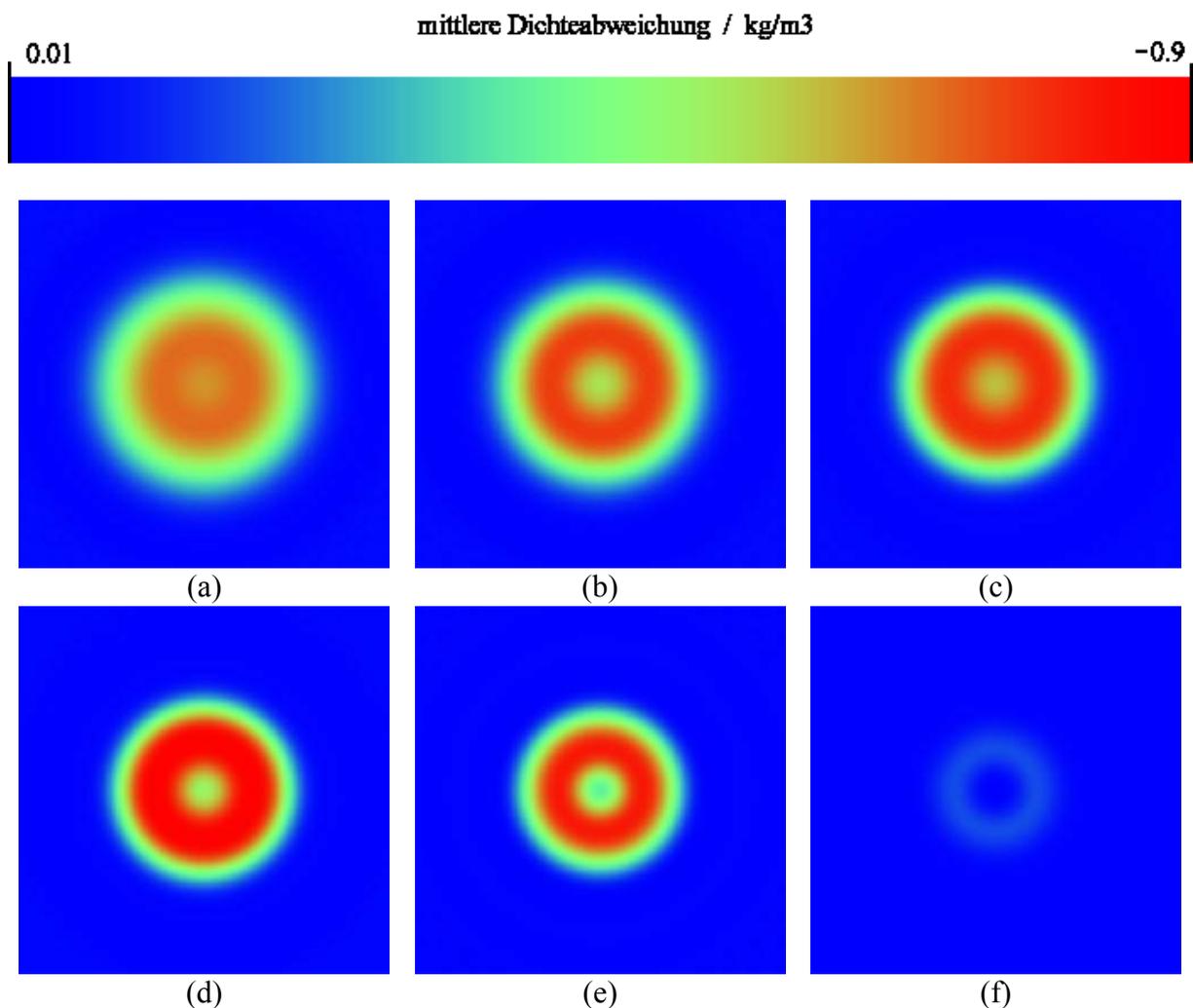


Abb. 4.4.17 Tomografische Rekonstruktion der mittleren Dichteverteilung dargestellt als Abweichung zur Umgebungsdichte (Luft) aus Abb. 4.4.16 (c), (Format $103 \times 103 \text{ mm}$). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 137 \text{ mm}$; (b) $z = 122 \text{ mm}$; (c) $z = 107 \text{ mm}$; (d) $z = 92 \text{ mm}$; (e) $z = 77 \text{ mm}$; (f) $z = 62 \text{ mm}$.

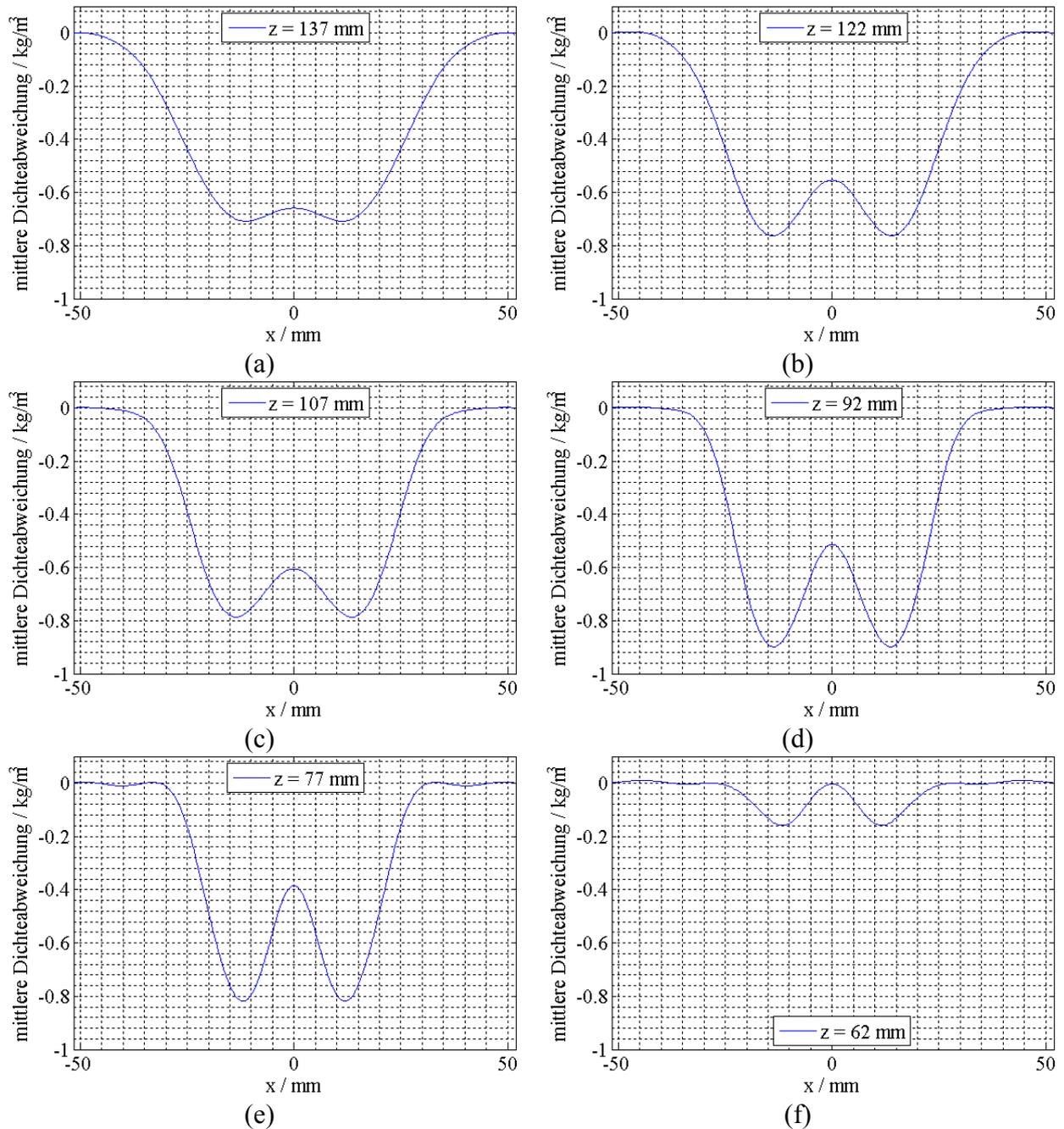


Abb. 4.4.18 Verlauf der mittleren Dichteabweichung entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 137$ mm; (b) $z = 122$ mm; (c) $z = 107$ mm; (d) $z = 92$ mm; (e) $z = 77$ mm; (f) $z = 62$ mm.

Wieder muss gesagt werden, dass in der Mitte des Strahls (abgesehen vom Einfluss des reinen Methans und der, dadurch resultierenden niedrigeren Dichte) höchstwahrscheinlich die horizontale Bewegung der Flamme als Gesamtes Einfluss auf die berechneten Werte nimmt. Durch diese Bewegung wird auf einer großen Zahl von Einzelbildern (siehe z.B. *Abb. 4.4.14*) die Verbrennungszone nicht mehr symmetrisch sein, sondern manchmal vom Beobachter aus die linke und manchmal die rechte Flanke sich bis zur Mitte vorbewegen. Dadurch entsteht der Eindruck, dass bei, über viele Bilder gemittelten Aufnahmen, auch in der Mitte eine Verbrennung stattfindet und somit eine niedrigere Dichte angezeigt wird.

Dichteschwankung ρ'

Die größten Werte der Dichtefluktuation reichen von $0,16 \text{ kg/m}^3$ ($\text{CH}_4\text{-N}_2$) bis $0,21 \text{ kg/m}^3$ (CH_4). Auffallend sind auch die Minima der Dichtefluktuationen im Vergleich. So herrscht bei der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme fast keine Schwankung der Dichte im Strahlinneren (alle Werte unter $0,01 \text{ kg/m}^3$ ab einer Höhe von $z = 92 \text{ mm}$) wohingegen bei der anderen Flamme Werte von bis zu $0,09 \text{ kg/m}^3$ beobachtet werden können. Dies könnte jedoch auch auf den Einfluss lateraler Schwankungen zurückzuführen sein, welche im Falle dieser Flamme eine kleinere Dichte als tatsächlich im Strahlinneren anzeigen. Auch das "Hüpfen" der abgehobenen Flamme trägt seinen Teil zu gemessenen Schwankungen bei. So ist beim Fußpunkt dieser Einfluss am größten, da dort dann abwechselnd Verbrennung bzw. keine Verbrennung stattfindet. Dies könnte erklären, warum in *Abb. 4.4.20 (e) und (f)* wieder größere Werte für die Schwankung relativ nahe bei der Mitte auftreten.

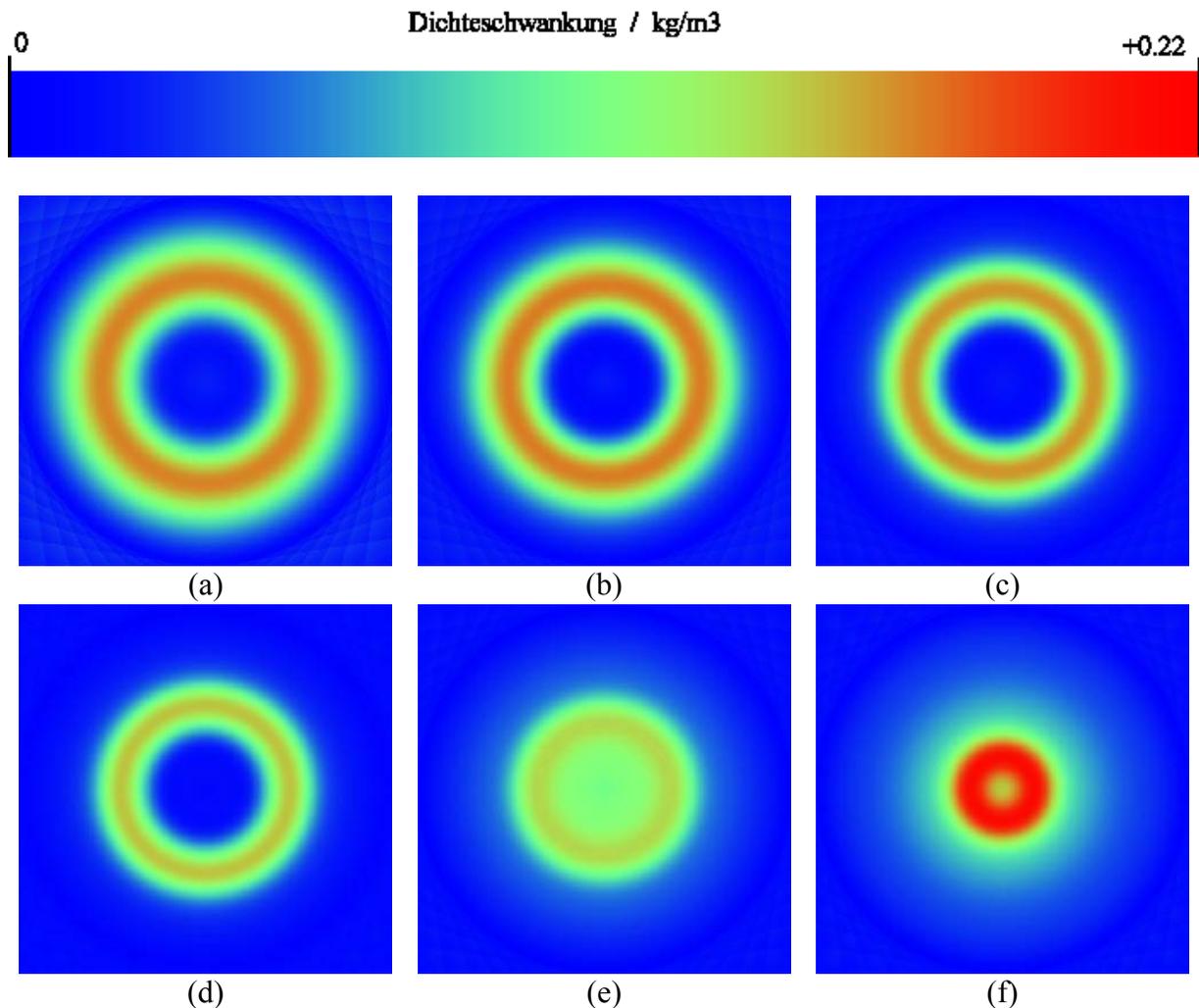


Abb. 4.4.19 Tomografische Rekonstruktion integraler Dichteschwankungen aus *Abb. 4.4.16 (d)*, (Format $103 \times 103 \text{ mm}$). Verwendet wurden 20 Projektionen; die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 137 \text{ mm}$; (b) $z = 122 \text{ mm}$; (c) $z = 107 \text{ mm}$; (d) $z = 92 \text{ mm}$; (e) $z = 77 \text{ mm}$; (f) $z = 62 \text{ mm}$.

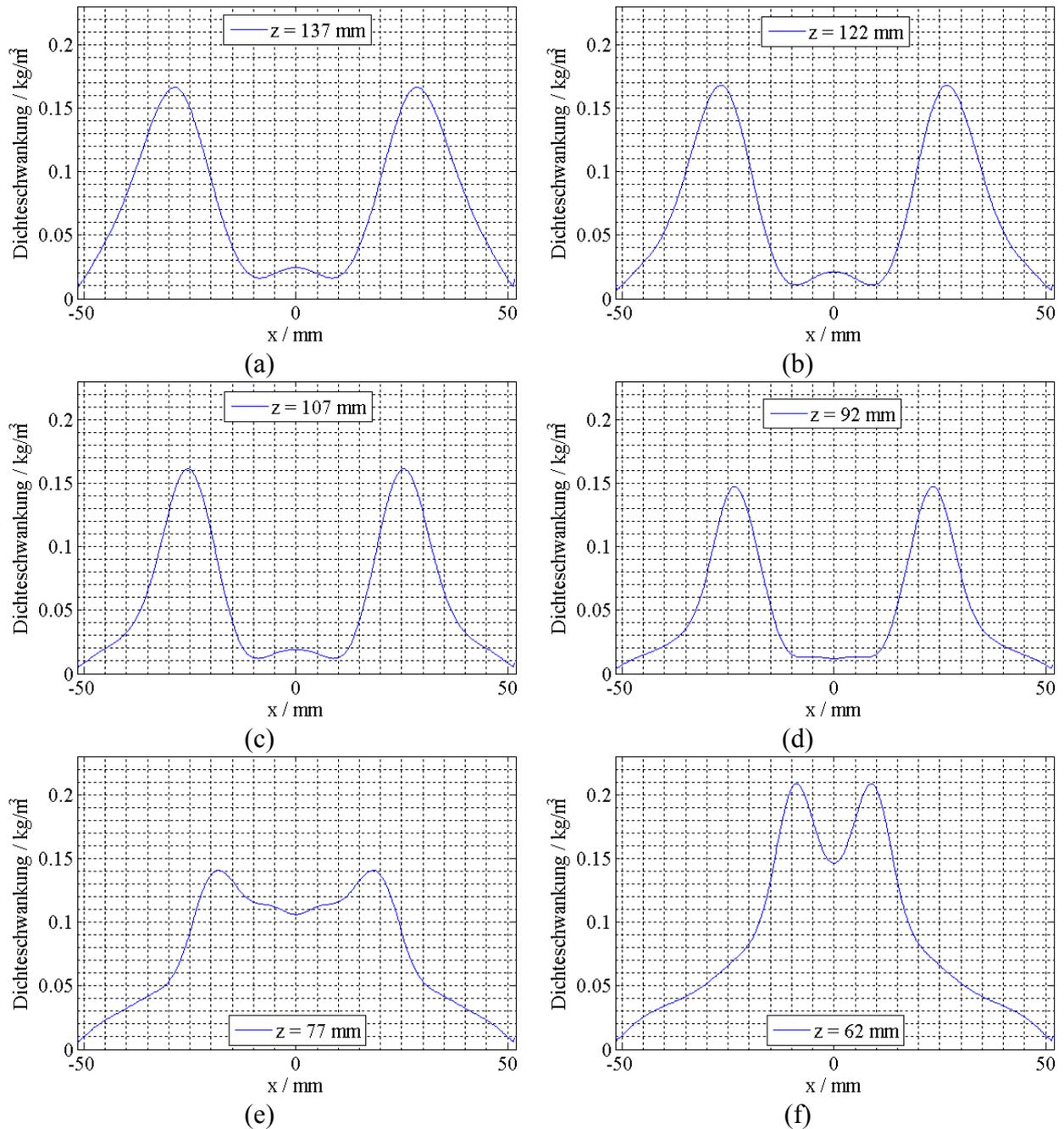


Abb. 4.4.20 Verlauf der Dichteschwankungen entlang horizontaler Linien durch das Zentrum des Strahls. Die Höhe über der Düse beträgt: (a) $z = 137$ mm; (b) $z = 122$ mm; (c) $z = 107$ mm; (d) $z = 92$ mm; (e) $z = 77$ mm; (f) $z = 62$ mm.

Weiters sieht man bei einem Vergleich der Flammen die unterschiedliche Höhe in der sich der Flammenfuß befindet und sich das Methan entzündet. In *Abb. 4.4.9 (e)* (CH_4) beginnt das Gemisch erstmalig in einer Höhe von etwa 70 mm über der Düse zu zünden, *Abb. 4.4.18 (f)* ($\text{CH}_4\text{-N}_2$) zeigt bei 62 mm noch Zeichen einer Verbrennungsreaktion, der Fußpunkt kann in Analogie zur reinen Methan-Flamme ca. 50 mm oberhalb der Düse angenommen werden.

4.4.6. Kalibrierung und Fehlerbetrachtung

Analog zu *Kapitel 4.3.3.* erfolgt auch hier die Abschätzung des Fehlers. Die Unsicherheit bei der Bestimmung von der Scherung (0,214 mm) beträgt $\pm 1,6$ rad beim Ablesen der Phase am Wasserkeil. Bei einem Absolutwert von 15,7 rad entspricht dies ± 10 % des Ergebnisses.

Das SNR ergibt 4,2 und $\Delta(\Delta\Phi)$ somit 0,7 rad. Die Genauigkeit des Ergebnisses beträgt somit ± 15 %. Die räumliche Auflösung durch die Fensterbreite des Frequenzfilters bedingt, beträgt 10,7 Pixel in vertikaler und 26,9 Pixel in horizontaler Richtung für ein 512 x 512 Pixel – Rohbild.

4.5. Laservibrometrie

4.5.1. Motivation

Messungen an einem Freistrahls mit Dual-Laservibrometrie wurden von Hampel (2005) durchgeführt und die Ergebnisse validiert. Im Rahmen der Diplomarbeit von Fontaneto (2009) wurde das Verfahren erstmals an einer Methan-Flamme erprobt, um eine künftige Einsetzbarkeit dieser orts- und frequenz aufgelösten Methode zu ermöglichen. Folgendes Kapitel dient zur kurzen Demonstration der Möglichkeiten der Dual-Laservibrometrie an einer radialsymmetrischen Flamme, bevor in *Kapitel 5.4* eine nicht symmetrische Flamme vermessen wird.

4.5.2. Aufbau

Gemessen wurde mit 2 Polytec OFV-303 Laservibrometern, welche auf einer Traversierung montiert waren und deren Strahl in horizontaler Richtung ausgerichtet war. Die beiden Strahlen kreuzten sich unter einem Winkel von 90° . Die Steuereinheiten der beiden Vibrometer (Polytec OFV-3001) lieferten das Signal über einen Analog/Digital-Wandler (National Instruments NI PXI-1033) an den Messcomputer wo die Aufzeichnung erfolgte. Die Auswertung erfolgte vollständig in MATLAB. Um keine Störungen durch Schwingungen der Traverse zu erhalten wurde nach dem Wechseln von einem Messpunkt zum nächsten mehrere Sekunden gewartet bevor mit der Aufzeichnung begonnen wurde, um etwaige Schwingungen der Traversierung abklingen zu lassen. Folgende Einstellungen der Vibrometer wurden für die Messungen an der Diffusionsflamme verwendet:

Tabelle D *Standardeinstellungen der Laservibrometer. Falls nicht explizit andere Einstellungen zu Beginn einer Messung erwähnt werden, gilt diese Tabelle.*

| | |
|--------------------------------|-----------|
| Zahl der Messwerte pro Punkt | 10^6 |
| Abtastfrequenz f_s | 40 960 Hz |
| Velocity Filter | 20 000 Hz |
| Vibrometerkonstante k_{vib} | 5 mm/sV |
| Stützstellen eines Teilsamples | 4 096 |
| Nyquist Frequenz f_{Ny} | 20 480 Hz |
| Grundfrequenz f_G | 10 Hz |

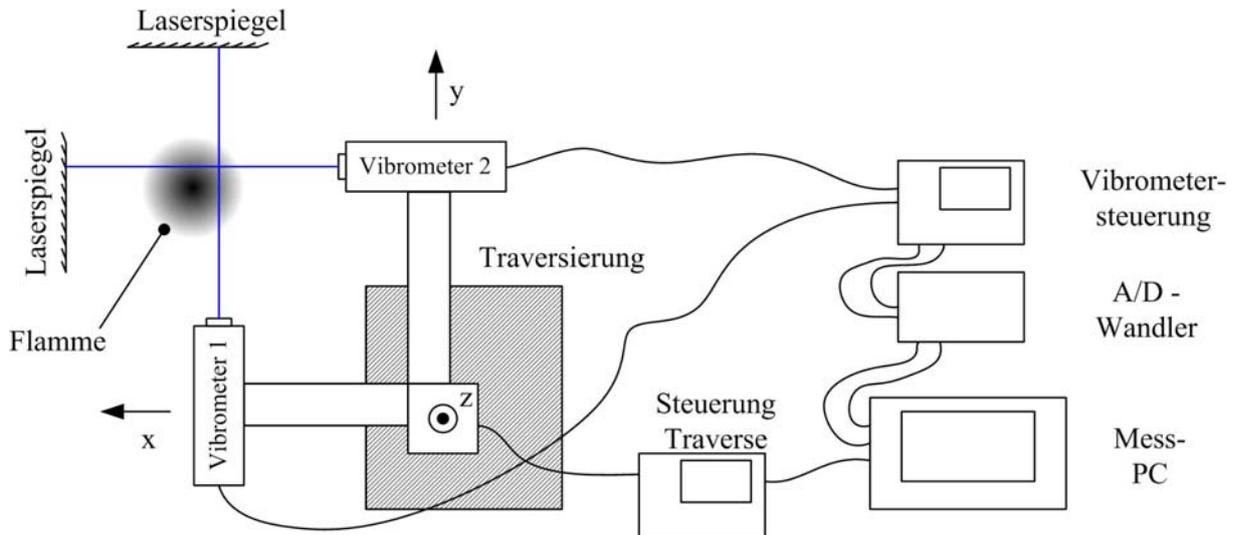


Abb. 4.5.1 Aufbau zur Messung mittels Dual-Laservibrometrie.

4.5.3. Ergebnisse bei der $\text{CH}_4\text{-N}_2$ - Flamme

- **horizontaler Scan**

Die erste Messung wurde auf einer Höhe von $z = 110$ mm über der Düse durchgeführt, die Messpunkte waren auf einer Linie durch das Zentrum der Flamme angeordnet und reichten von -34 mm bis $+34$ mm. Der Abstand der Messpunkte betrug im Intervall -16 mm bis $+16$ mm je 1 mm, außerhalb 2 mm. Auch wurde das Zentrum der Flamme von 70 mm bis 110 mm in 2 mm-Schritten in einer zweiten Messung abgetastet. Um eine ausreichend große Anzahl an Spektren für eine Mittelung verwenden zu können wurden 10 Messreihen mit jeweils 10^6 Messwerten pro Messpunkt aufgenommen. Da die Arbeit von Fontaneto (2008) zeigte, dass für eine genaue Bestimmung der Verteilung des Kreuzspektrums an diesem Brenner im gesamten Frequenzbereich der Unterschied zwischen richtungsgemittelten Ergebnis und dem Ergebnis aus nur einer einzelnen Richtung minimal ist, wurde auf Messungen aus mehreren Richtungen verzichtet.

Der Weg vom Rohspektrum zum gefilterten Kreuzspektrum besteht aus der Teilung des Messsignals in einzelne Samples, einer FFT, anschließender Korrelation der zwei Vibrometersignale, einer Phasenfilterung des erhaltenen Kreuzspektrums und abschließender Umrechnung vom Spannungssignal auf dichterelevante Einheiten.

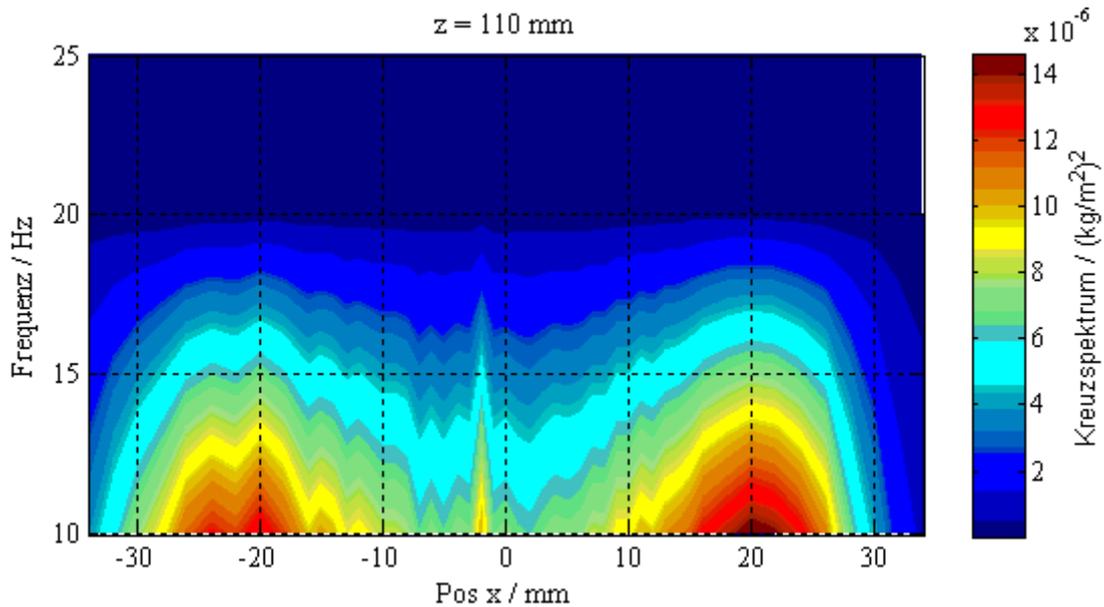


Abb. 4.5.2 Ungefiltertes Kreuzspektrum zwischen 10 Hz und 25 Hz in einer Höhe von $z = 110$ mm über der Düse.

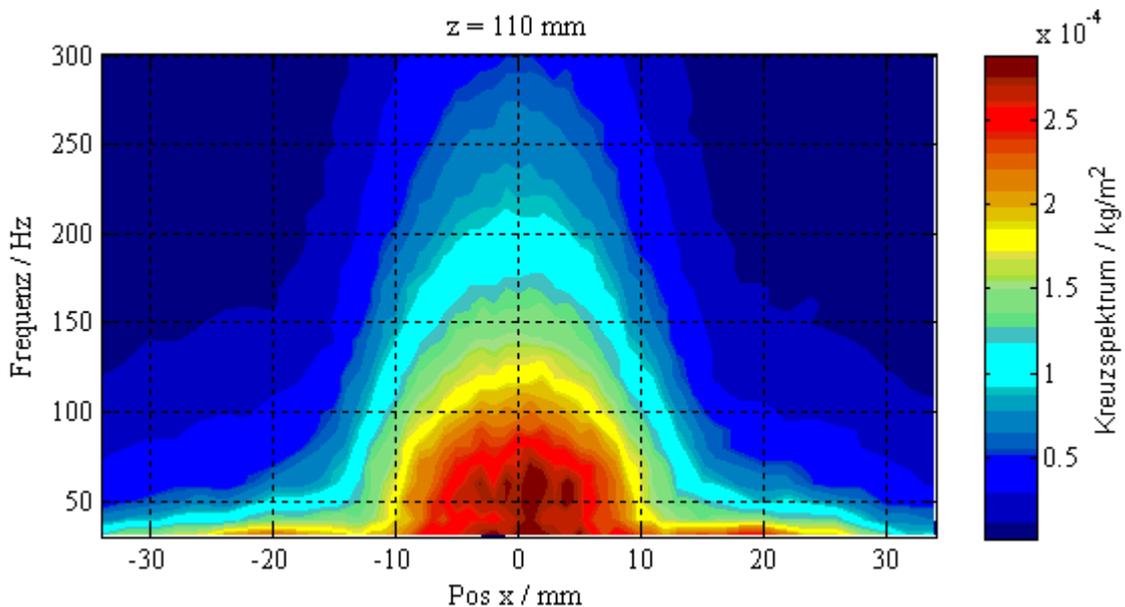


Abb. 4.5.3 Ungefiltertes Kreuzspektrum zwischen 30 Hz und 300 Hz in einer Höhe von $z = 110$ mm über der Düse. Darstellung der Quadratwurzel (Einheit kg/m^2).

Das Kreuzspektrum für eine Höhe von 110 mm ist wie zu erwarten symmetrisch und zeigt bei +22 mm und -22 mm ein Maximum an periodischen Schwankungen, welche bei tiefen Frequenzen ihren größten Wert erreichen. Diese Dichteschwankungen treten auch abseits des eigentlichen Verbrennungskerns (zwischen ± 15 mm) auf, wie in der Schlierenaufnahme (Abb. 4.3.1) und in differentialinterferometrischen Untersuchungen deutlich zu erkennen ist. Abb. 4.4.20 zeigt, dass das Maximum der tieffrequenten Fluktuationen etwa 25 mm von der Symmetrieachse des Brenners entfernt liegt, etwa die gleiche Entfernung zur Symmetrieachse des Brenners wie aus dem Kreuzspektrum abzulesen ist. In Strahlmitte treten ab etwa 50 Hz größere Dichtefluktuationen auf. Die hochfrequenten Dichteschwankungen in der Mitte

wurden bei den Aufnahmen zur Differentialinterferometrie, sowohl bedingt durch die vergleichsweise kleinen Werte, als auch durch die langsamen Verschlusszeiten der Kamera, verglichen mit der Samplefrequenz eines Laservibrometers, als gemittelte Größen dargestellt und scheinen so in *Abb. 4.4.20* nicht auf. Zieht man die Phaseninformation dazu heran, das Kreuzspektrum entsprechend *Gleichung (50)* zu filtern, erhält man *Abb. 4.5.6* bzw. *Abb. 4.5.7*. Weiters ist im Phasenbild zu sehen, dass eine Zone geringen Phasenunterschiedes mittig bis über 300 Hz anwächst, ein Zeichen dafür, dass in diesem Bereich das gemessene Signal vom tatsächlichen Kreuzungspunkt der beiden Laserstrahlen resultiert. Am Rande davon sind zufällige Fluktuationen der Phase zu sehen, ein Hinweis, dass in genau diesem Punkt, falls im Kreuzspektrum ein Signal aufscheint, in Wirklichkeit keine, oder eine viel geringere Dichtefluktuation als angezeigt, vorliegt. Änderungen im Phasenwinkel stammen von Artefakten, Schallwellen oder zu geringer Datenrate.

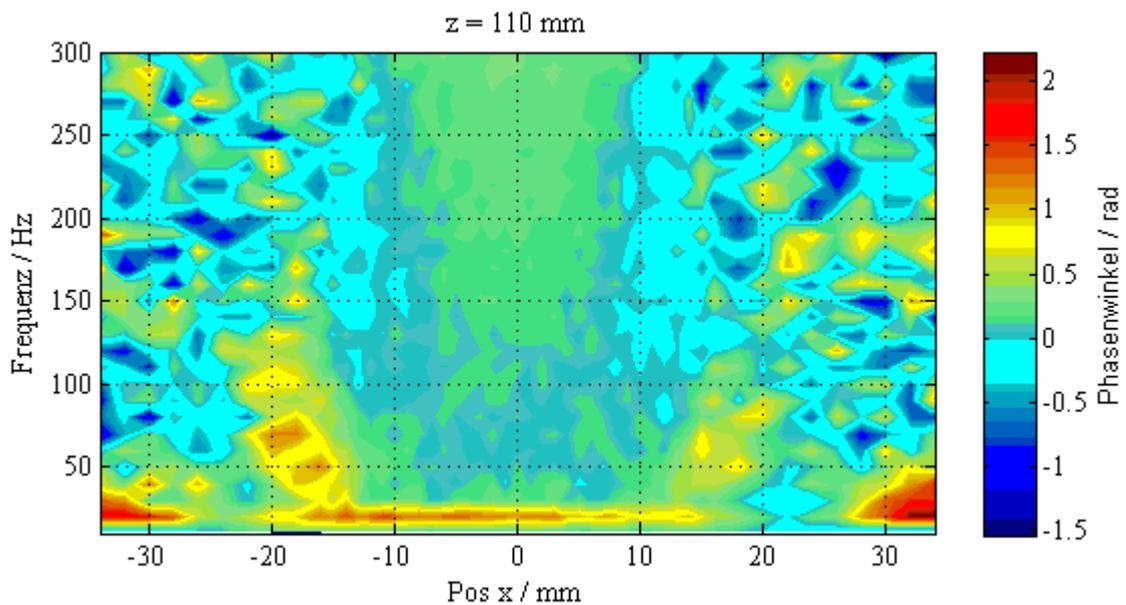


Abb. 4.5.4 Werte des Phasenwinkels zwischen 10 Hz und 300 Hz in einer Höhe von $z = 110\text{mm}$ über der Düse.

zwischen 20 und 30 Hz sind ausgeprägte Bereiche im Phasendiagramm zu sehen deren Ursache vermutlich in Strukturen liegt, welche mit der entsprechenden Frequenz einen großen geometrischen Bereich rund um die Verbrennungszone beeinflussen. Die Möglichkeit, dass die Ursache in Strukturschwingungen der Spiegel oder der Traversierung zu finden ist, kann aufgrund der Symmetrie dieser Erscheinung bezüglich der Strahlachse nahezu ausgeschlossen werden.

Da in allen Bereichen, in denen das Kreuzspektrum hohe Werte annimmt, der Phasenwinkel gleich Null ist, wird auch das gefilterte Spektrum dem ungefilterten ähnlich sein.

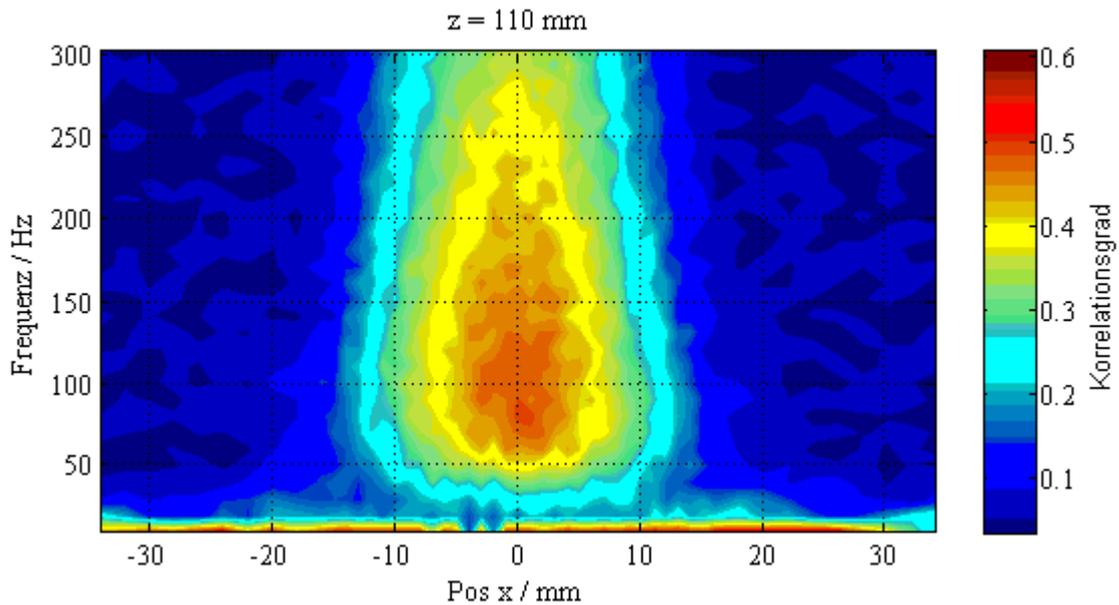


Abb. 4.5.5 Korrelationsgrad als Indikator für die Qualität des Signals von 10 bis 300 Hz.

Die Verteilung des Korrelationsgrades entspricht der Form des Kreuzspektrums für hohe Frequenzen. Da der Korrelationsgrad nicht über das gesamte Feld hohe Werte annimmt (Hampel 2005) liegt somit auch keine Störung durch Schallfelder oder ähnliche korrelierte Strukturen vor. Zwischen 10 und 20 Hz bildet sich, ähnlich dem Phasenbild, ein schmalbandiger Streifen über die gesamte Bildbreite aus. In diesem Bereich könnte eine dominante Frequenz das gesamte Messfeld beeinflussen und die tatsächlichen Werte für die Dichteschwankung im Kreuzspektrum überhöhen.

Da pro Messpunkt über 2000 Samples zur Verfügung stehen, sinkt die Rauschgrenze weit unter einen Wert von 0,028 (siehe Fehlerbetrachtung am Ende des Kapitels) und schließt zufällige Schwankungen, welche sich in der Größenordnung des Messsignals bewegten aus.

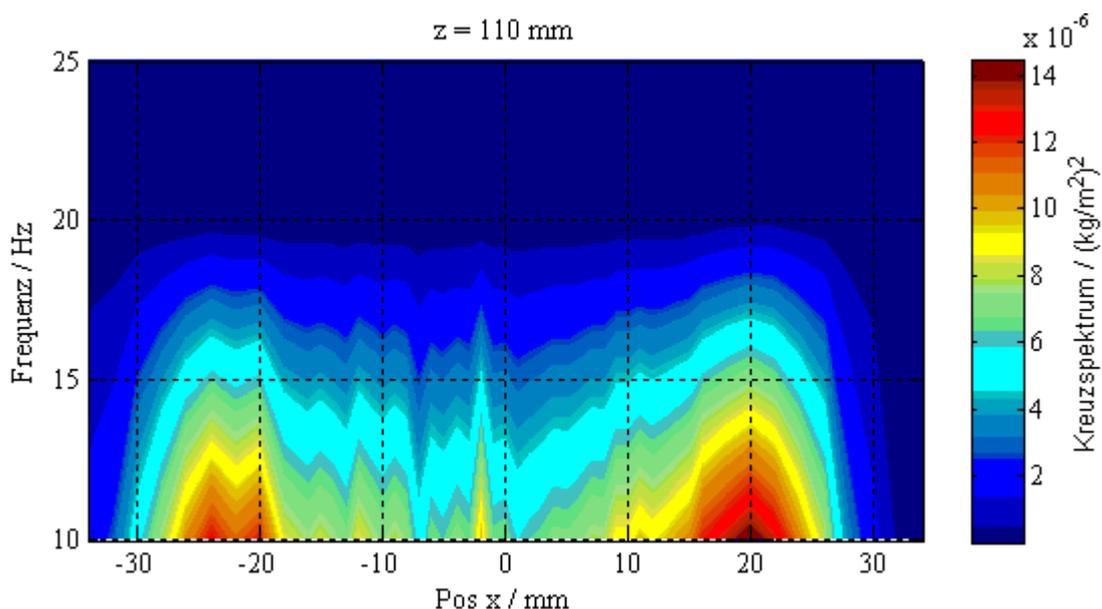


Abb. 4.5.6 Gefiltertes Kreuzspektrum zwischen 10 und 25 Hz. Die Breite des Phasenfilters beträgt 0,5 rad.

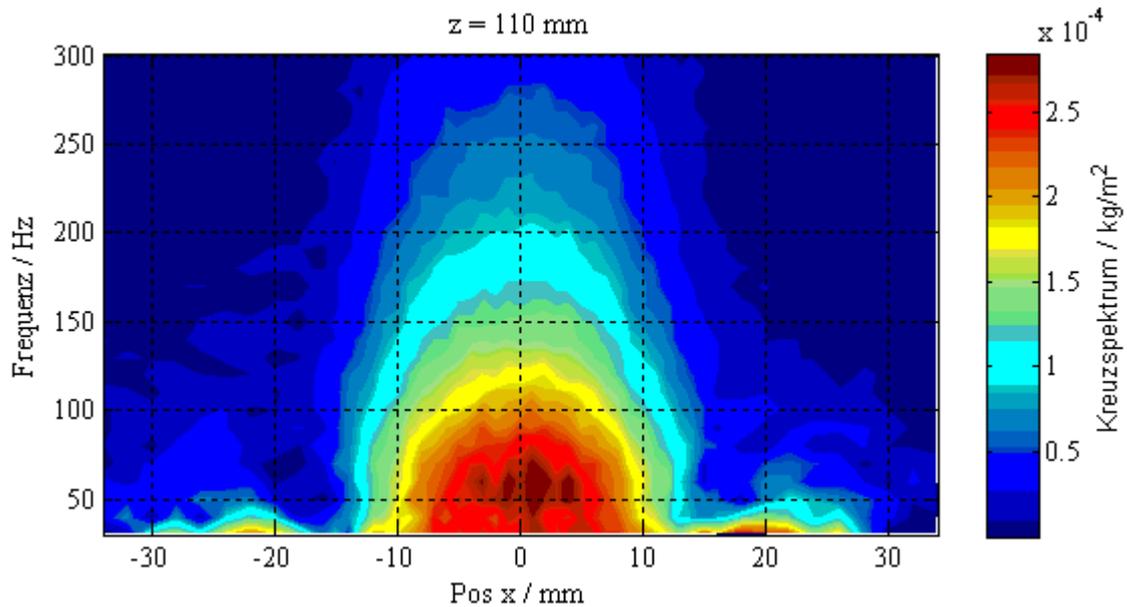


Abb. 4.5.7 Gefiltertes Kreuzspektrum zwischen 30 und 300 Hz. Die Breite des Phasenfilters beträgt 0,5 rad. Darstellung der Quadratwurzel (Einheit kg/m^2).

Das phasengefilterte Kreuzspektrum weist deutlicher als das ungefilterte die beiden Peaks bei tiefen Frequenzen und einer Position auf der Linie bei +22 mm bzw. -22 mm auf. Die Maximalwerte der Schwankungen ändern sich jedoch kaum. Bei *Abb. 4.5.7* ist eine Einschnürung in 15 mm Entfernung zur Düse, als Konsequenz des Filterungsprozesses bemerkbar.

Um absolute Dichtewerte für die einzelnen Positionen zu erhalten (lokale absolute Werte) muss die effektive Fläche im Kreuzungspunkt der korrelierten Laserstrahlen bekannt sein. (siehe *Abschnitt 2.6*) Diese können durch Referenzmessungen bestimmt werden, z.B. mittels Druck- und Temperatursonden, oder bei bekannter Flammgeometrie aus einer integralen Vibrometermessung (einzelner Vibrometerscan durch die Flamme). Im vorliegenden Fall der Diffusionsflamme liegt eine Rotationssymmetrie vor, was den Einsatz tomografischer Rekonstruktionsalgorithmen aufgrund einer einzelnen Projektion, also eines einzigen Vibrometerscans erlaubt.

Durch Vergleich dieser tomografisch rekonstruierten Verteilungen für jede einzelne Frequenz (einzelnes Vibrometer) und den korreliert gemessenen lokalen Verteilungen (zwei Vibrometer mit sich kreuzenden Strahlen) können absolute Dichteschwankungswerte angegeben werden. Wichtig hierbei ist, dass dieser Vergleich vor dem Einsatz des Phasenfilters durchgeführt wird, um Schallwellen oder ähnliche nicht lokale Phänomene in die Kalibrierung mit einzubeziehen.

Solche Absolutwerte lokaler Dichteschwankungen sind von großem Interesse für den Vergleich mit numerisch ermittelten Daten. Der Erhalt solcher war aber nicht Bestandteil dieser Arbeit, da die relative Information über Instabilitäten und spektral unterschiedliche Dichteschwankungen natürlich auch ohne diese Kalibrierung vorliegt.

- vertikaler Scan

Eine Messung in Punkten entlang der Strahlachse wurde durchgeführt, um Vorgänge im Inneren des Jets aus verbrennendem Methan bezüglich periodischer Dichteschwankungen untersuchen zu können. Die Reihenfolge der Darstellungen und der Umfang des Frequenzbereiches entspricht der, des vorhergehenden, horizontalen Scans. Der Abstand der Messpunkte betrug 2 mm, der Bereich, welcher durch den Kreuzungspunkt der Strahlen abgetastet wurde lief von 70 mm bis 110 mm über der Düse. 10 Messreihen aus derselben Richtung zu je 10^6 Werten pro Punkt lieferten die Grundlage für die folgenden Bilder.

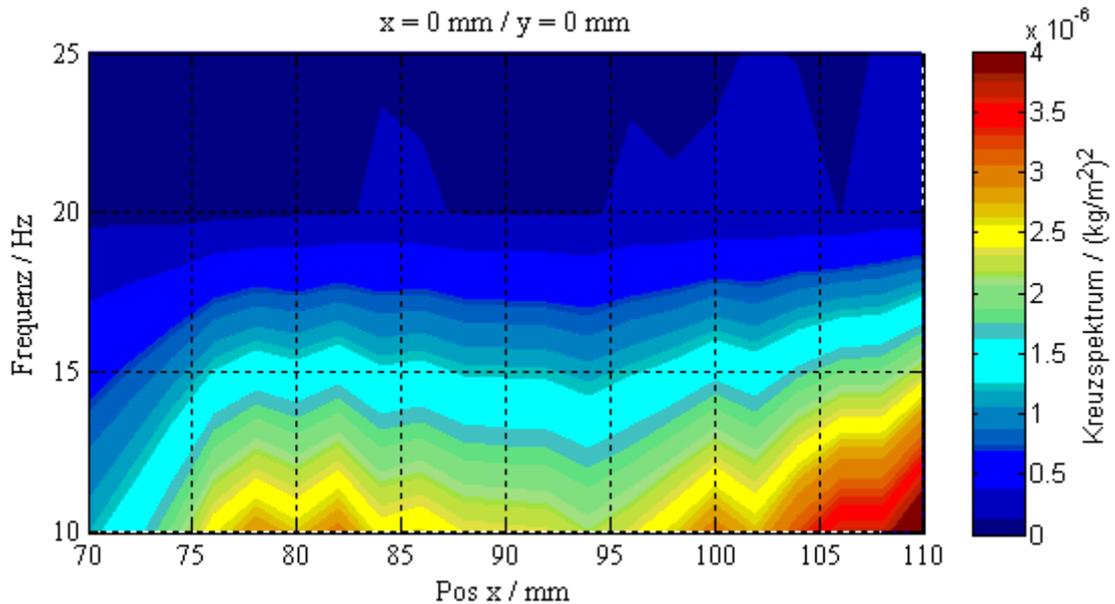


Abb. 4.5.8 Ungefiltertes Kreuzspektrum, 10 Hz bis 25 Hz, entlang der Strahlachse von $z = 70 \text{ mm}$ bis $z = 110 \text{ mm}$ in 2 mm - Schritten.

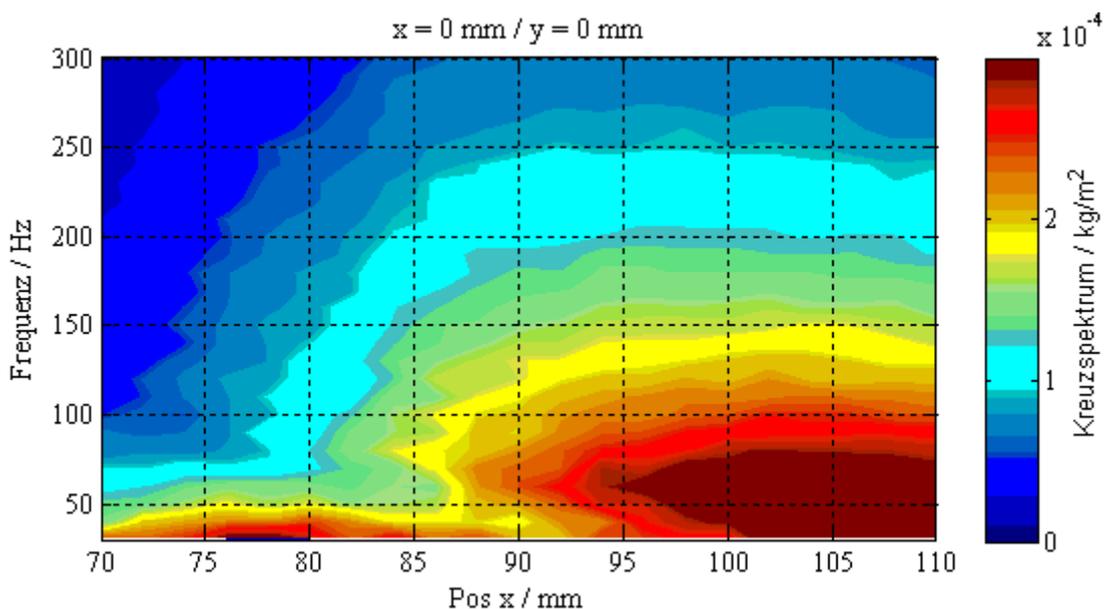


Abb. 4.5.9 Ungefiltertes Kreuzspektrum, 30 Hz bis 300 Hz, entlang der Strahlachse von $z = 70 \text{ mm}$ bis $z = 110 \text{ mm}$ in 2 mm - Schritten. Darstellung der Quadratwurzel (Einheit kg/m^2).

Analog zu *Abb. 4.5.4* ist in der Mitte des Strahls ein Phasenwinkel von nahezu 0 rad bei Frequenzen von 0 bis zumindest 300 Hz vorzufinden. Eine kleine durchgehende Störung tritt wieder bei etwa 20 Hz auf und weitet sich bei geringeren Höhen (< 90 mm) zu höheren Frequenzen auf. Auch der Korrelationsgrad in *Abb. 4.5.11* weist keine alarmierende Linie als Hinweis auf ein großflächiges Schallfeld auf.

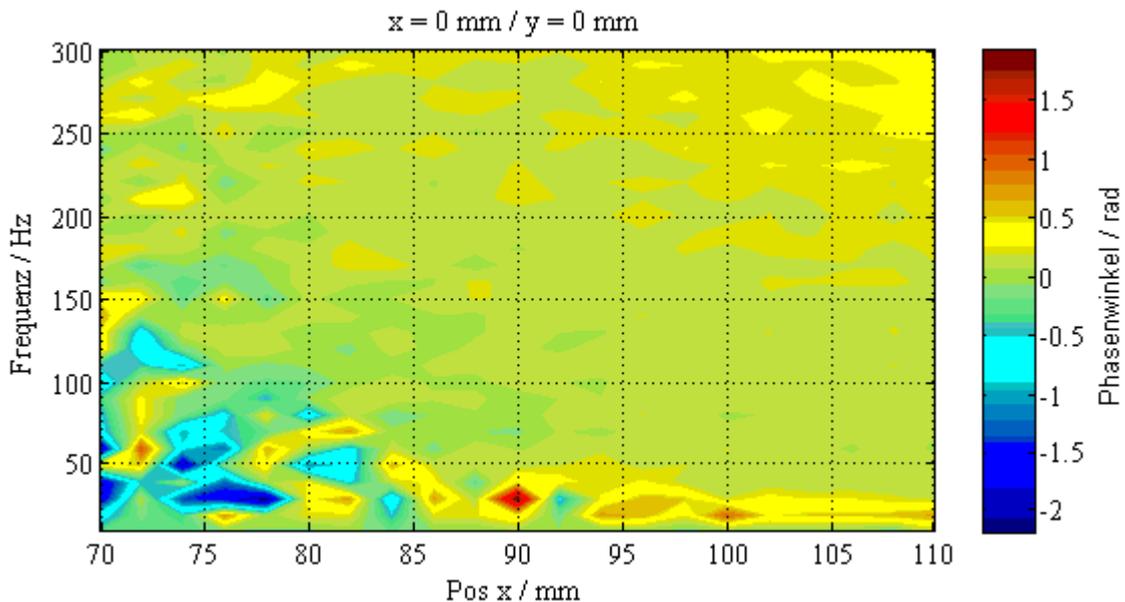


Abb. 4.5.10 Zu *Abb. 4.5.8* gehörige Phasenwinkel.

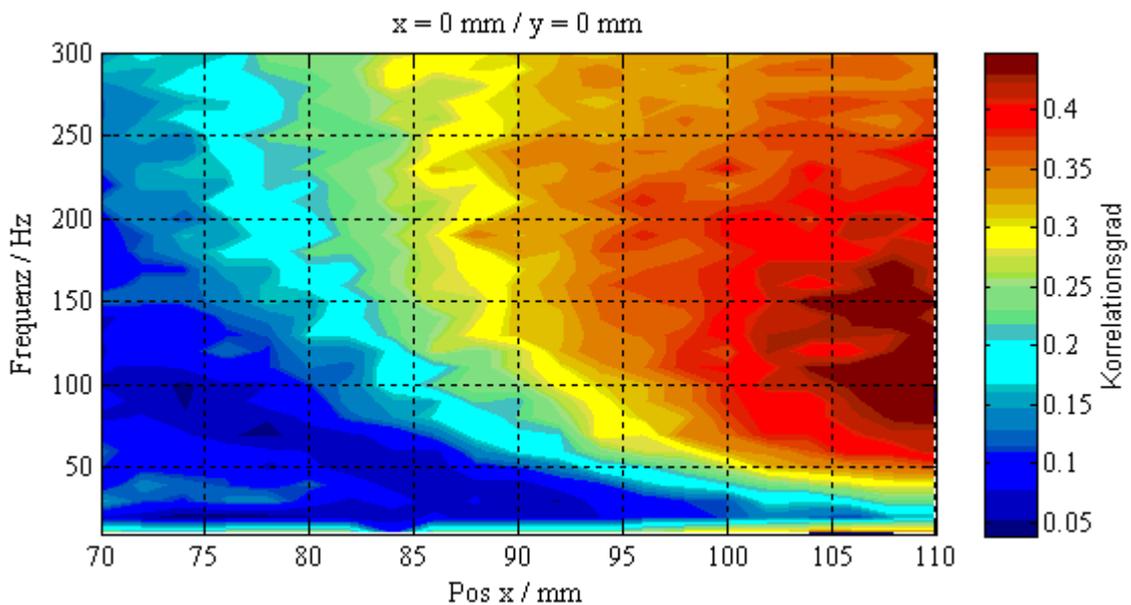


Abb. 4.5.11 Korrelationsgrad entlang der Strahlachse.

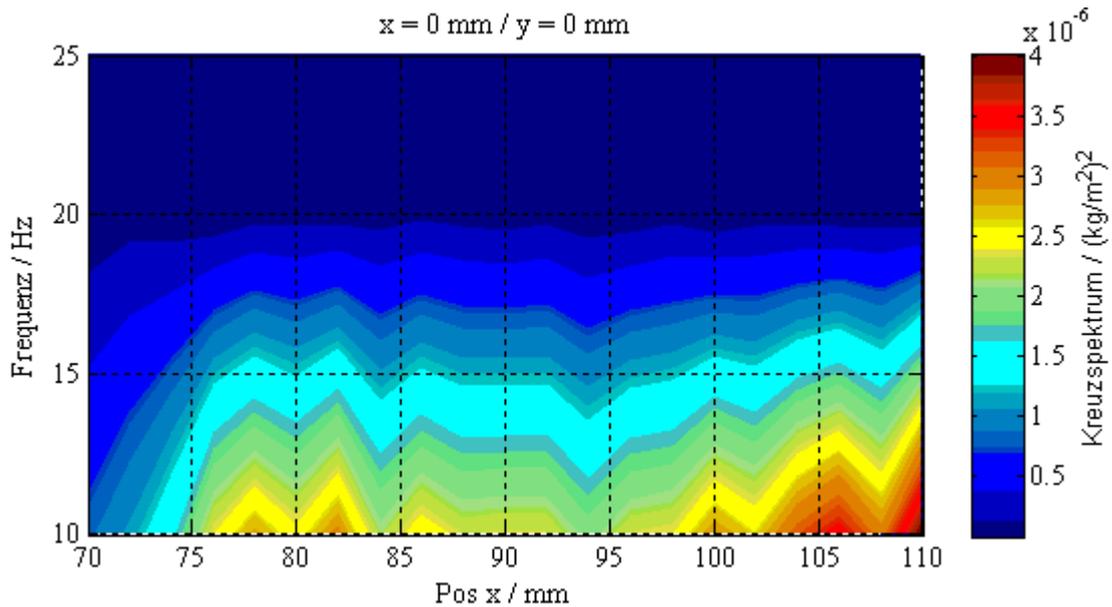


Abb. 4.5.12 Gefiltertes Kreuzspektrum entlang der Strahlachse zwischen 10 und 25 Hz. Breite des Phasenfilters: 0,5 rad.

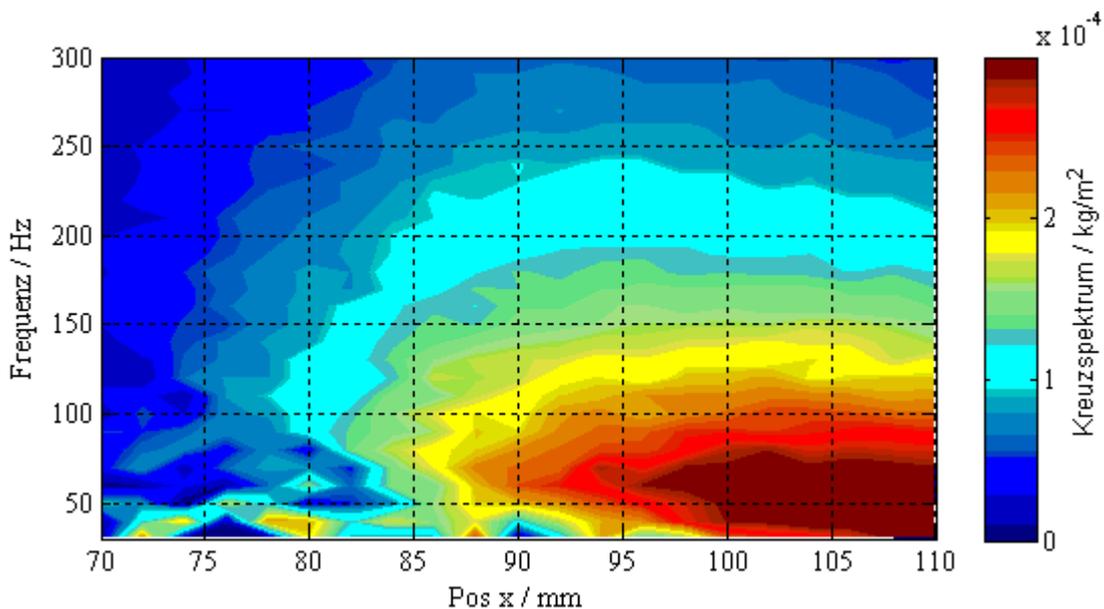


Abb. 4.5.13 Gefiltertes Kreuzspektrum entlang der Strahlachse zwischen 30 und 300 Hz. Breite des Phasenfilters: 0,5 rad.

Der Scan in vertikaler Richtung entlang der Symmetrieachse des Brenners zeigt nach einer Phasenfilterung, dass im niederfrequenten Bereich vor allem bei geringer Höhe über der Düse keine großen Dichtefluktuationen auftreten. Dies steht in Einklang mit der Arbeit von Fontaneto (2008) bei welchem knapp über dem Flammenfuß in Strahlmitte eine deutliche Abnahme der Dichteschwankungen stattfindet. Ein Grund dafür könnte die Tatsache sein, dass bei der Verbrennung in der Diffusionsflamme die Mitte des Methan-Stickstoff-Jets am Fußpunkt relativ unberührt bleibt und sich erst weiter oben mit der umgebenden Luft vermischt und reagiert.

Entnimmt man aus *Abb. 4.5.12* die Werte des Schnittes bei $z = 110$ mm stimmen diese mit den Werten aus *Abb. 4.5.7* für $x = 0$ mm überein ($\sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ (kg/m}^2\text{)}^2$).

4.5.4. Fehlerbetrachtung

Auffällig ist bei Betrachtung aller Spektren, dass bei sehr hohen Frequenzen (ab etwa 1000 Hz – 1500 Hz) die Werte scheinbar chaotisch zu fluktuieren beginnen. Der Korrelationsgrad wird kleiner und die Phase der beiden Vibrometersignale zueinander weist immer größere Unterschiede, also Phasensprünge auf. Dasselbe Phänomen trat bei Hampel (2005) und Fontaneto (2008) bei der Vermessung eines isothermen Freistrahls und einer Methan-Diffusionsflamme auf. Eine Möglichkeit für diesen Bereich zuverlässigere Messwerte zu erhalten liegt darin, die Anzahl der verwendeten Samples für die Mittelung zu erhöhen was gleichzeitig zu längeren Messzeiten führen würde. Dabei kann der Korrelationsgrad als Indikator verwendet werden bis zu welchem Maße ein Signal als solches sich von Rauschen unterscheidet.

Vergleicht man zwei kurze Zufallssignale miteinander, liefert das Kreuzspektrum einen Wert größer als Null - eine Korrelation wird fälschlicherweise angezeigt. Bei zunehmender Signallänge fällt automatisch der Korrelationskoeffizient und erreicht den Wert Null erst bei der Korrelation zweier unendlich langer Zufallssignale (Hampel 2005). *Abb. 4.5.14* zeigt das Verhalten von K_u in Bezug auf die Anzahl der zur Mittelung verwendeten Spektren. Die in dieser Arbeit verwendete Anzahl an Spektren pro Messpunkt betrug nie weniger als 1000 – folglich sind alle Stellen deren Korrelationsgrad einen Wert kleiner als 0,028 aufweist als Rauschen anzusehen. Für die folgende Grafik wurden mit MATLAB über den Befehl *random* eine Reihe von Zufallsspektren erstellt und der Korrelationsgrad für eine steigende Anzahl dieser Spektren berechnet.

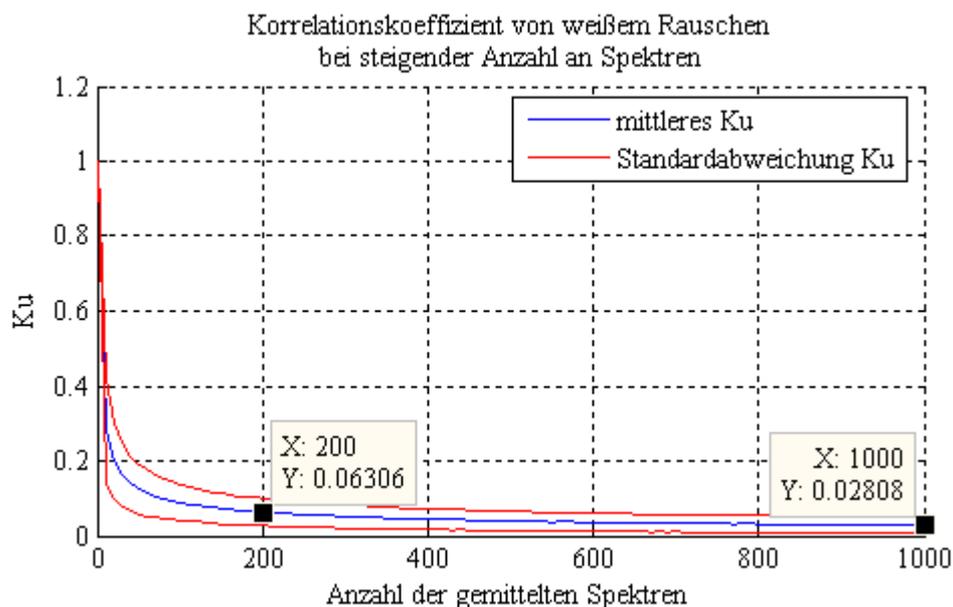


Abb. 4.5.14 Korrelationskoeffizient von Zufallssignalen bei begrenzter Anzahl an Spektren.

5. Messungen am Drallbrenner

5.1. Flammleuchten

5.1.1. Motivation

Eine tomografische Rekonstruktion des Flammeneigenleuchtens stellte die erste Untersuchung am Drallbrenner dar. Der Grund dafür war die einfache Anwendbarkeit des Verfahrens und die Tatsache, dass die drei Brenner, bevor sie in der Brennkammer montiert werden sollten, frei aus allen Richtungen zugänglich waren und ohne Gehäuse in Betrieb genommen werden konnten. Genau diese Möglichkeit, aus mehreren Richtungen Aufnahmen machen zu können, ist für die Tomografie notwendig und würde nach dem Einbau nur mehr begrenzt möglich sein, da das metallische Innere des Gehäuses einen reflektierenden Hintergrund darstellt und dadurch die Aufnahmen verfälscht würden. Zweitens müssten Projektionen zwischen zwei weit auseinander liegenden Aufnahmen interpoliert werden, um den Anforderungen gleicher Winkelintervalle zwischen benachbarten Projektionen gerecht zu werden. Mit Hilfe der Tomografie wurde es ermöglicht, sich ein Bild der Hauptverbrennungszonen in verschiedenen Höhen über der Düse zu machen beziehungsweise die Interaktionen der einzelnen Flammarme untereinander aufzulösen.

5.1.2. Ergebnisse

Die Aufnahmen wurden mit einer digitalen Spiegelreflexkamera (Canon 300D) bei einer Belichtungszeit von 1,3 s und einer Blendenzahl von 22 und ISO 800 gemacht. Diese Einstellungen wurden so gewählt, um zu verhindern, dass der hellste Bereich der Bilderserie überbelichtet würde und um zeitliche Fluktuationen der Verbrennung zu glätten. Da sich bei der Position 0° das Leuchten aller drei Brenner überlagert gilt diese Aufnahme als Richtwert für die maximale auftretende Helligkeit. Brennweite und Abstand der Kamera zur mittleren Düse verblieb während der Aufnahme der Serie konstant. Die Brenner wurden so zueinander eingerichtet, dass je eine Strebe am Düsenaustritt zum Mittelpunkt der nächsten Düse zeigte (*Abb. 5.1.2*). Das Eigenleuchten wurde aus Abständen zu je 30° von 0° bis 180° aufgenommen. In *Abb. 5.1.1* sind die, zur Rekonstruktion verwendeten Bilder zu sehen. Verwendet wurde wiederum nur der Blauanteil entsprechend dem Leuchten des CH^* Radikals. Die Schnittebenen für die Rekonstruktion wurden in 3 mm - Abständen beginnend von 25 mm über dem Düsenaustritt gewählt und sind in *Abb. 5.1.3* zu sehen.

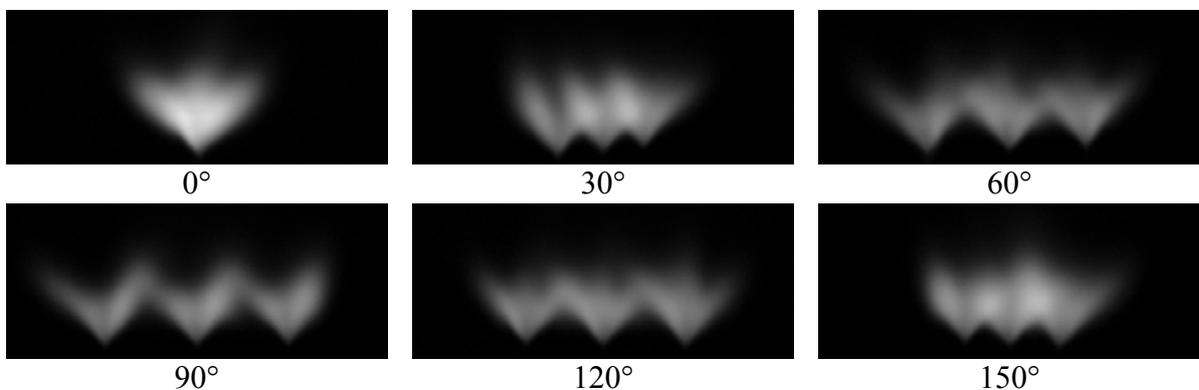


Abb. 5.1.1 Blauanteil der bereits zugeschnittenen Aufnahmen unmittelbar vor der Rekonstruktion (Abstand der Düsen zueinander, siehe Anhang). Bildgröße: 256 x 105 mm. Die 0° -Richtung ist in *Abb. 5.1.2* dargestellt.

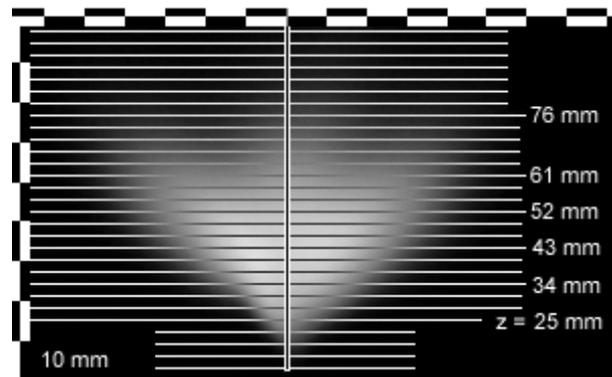
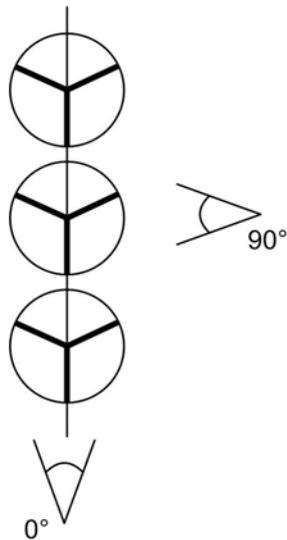


Abb. 5.1.2 Ausrichtung der Brenner und Kameraposition.

Abb. 5.1.3 Schnittebenen. Bildgröße: 149 x 94 mm.

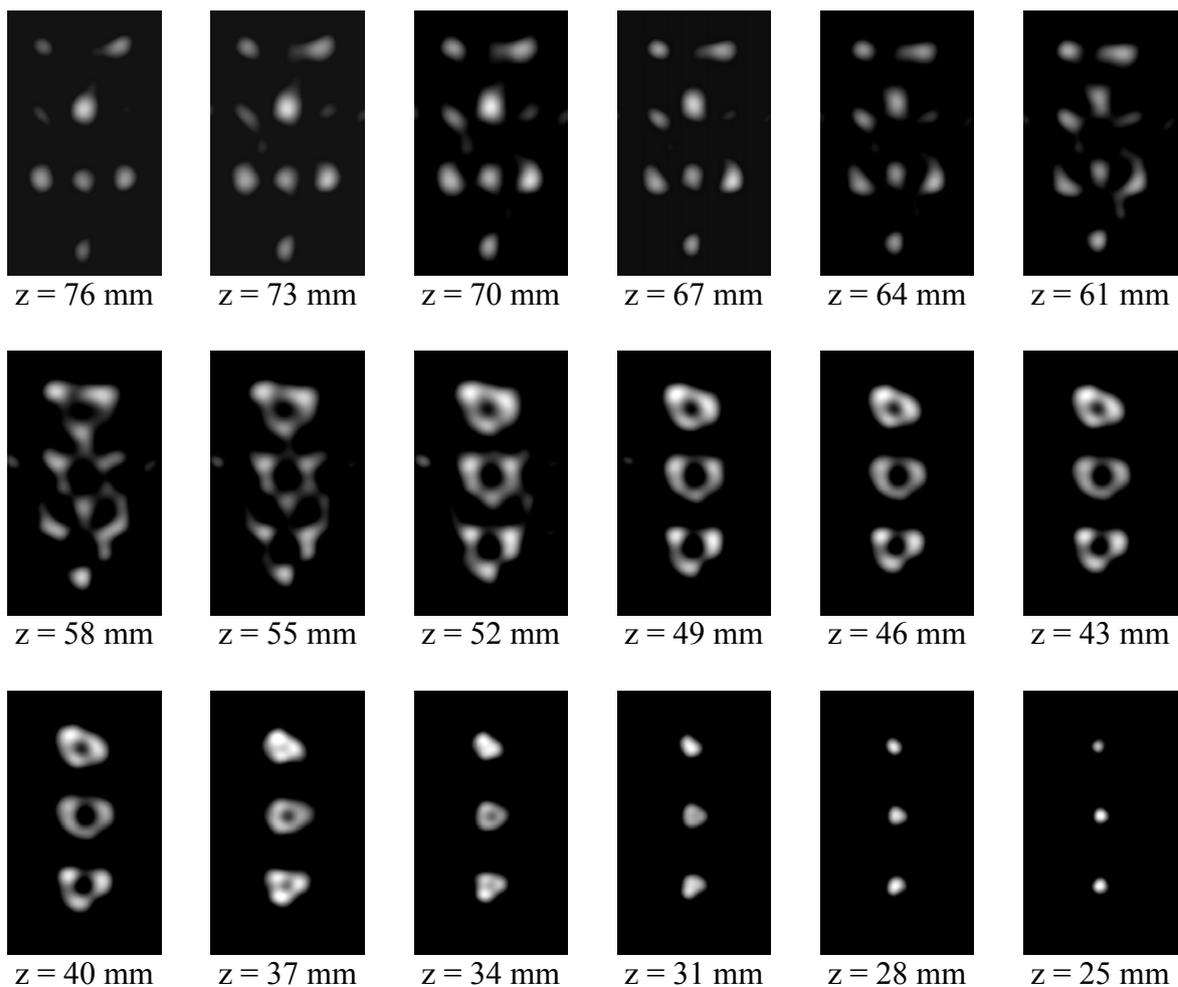


Abb. 5.1.4 Errechnete Lokale Verteilung des Eigenleuchtens. Für Darstellungszwecke wurde Kontrast und Helligkeit angepasst. Bildgröße: 133 x 233 mm. z ist die Höhe über der Düse.

Die Bildserie (Abb. 5.1.4) zeigt, wie die Verbrennungszone ausgehend vom Fußpunkt etwa 20 mm oberhalb der Düse als heller Punkt erscheint, welcher sich dann gemäß dem dreigeteilten Swirl aufteilt. Eine schwache Verbindung der einzelnen Arme ist bis zu einer Höhe von 60 mm zu beobachten. Die drei Flammarme lassen sich in jeder Höhe einem Brenner eindeutig zuordnen und erscheinen annähernd mit gleicher Intensität. Ab einer Höhe von 55 mm kommen die Verbrennungszonen untereinander in Kontakt wie auch aus Abb. 5.1.1 (90°) und Abb. 5.1.4 ($z = 55 \text{ mm}$) zu sehen ist. Die Haupteinflusszone in der die Flammen miteinander wechselwirken - betrachtet man alleine das Eigenleuchten - liegt in diesem Bereich der gegenseitigen Überlappung. Der Einfluss dieser Interaktionen muss aber nicht nur auf diese Zone beschränkt bleiben sondern kann sich vielmehr auf die gesamte Ausdehnung der Verbrennungszonen erstrecken. Die Möglichkeit, dass Schwingungen bzw. Fluktuationen in Dichte, Druck und Wärmefreisetzung dadurch entstehen werden und sich durch gegenseitige Anregung verstärken ist gegeben und weiters Untersuchungsgebiet und Motivation der Dissertation von S. Köberl.

Durch die Formgebung des Swirls wird der vorgemischte Brennstoff mit einer Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung ausgestoßen. Es kann davon ausgegangen werden, dass sich die Strahlungsmaxima der einzelnen Arme nicht nur in radialer Richtung sondern auch in Umfangsrichtung verschieben. Aus Abb. 5.1.5 kann diese Verlagerung entnommen werden. Der Unterschied in der Höhe zwischen den Aufnahmen beträgt 33 mm.

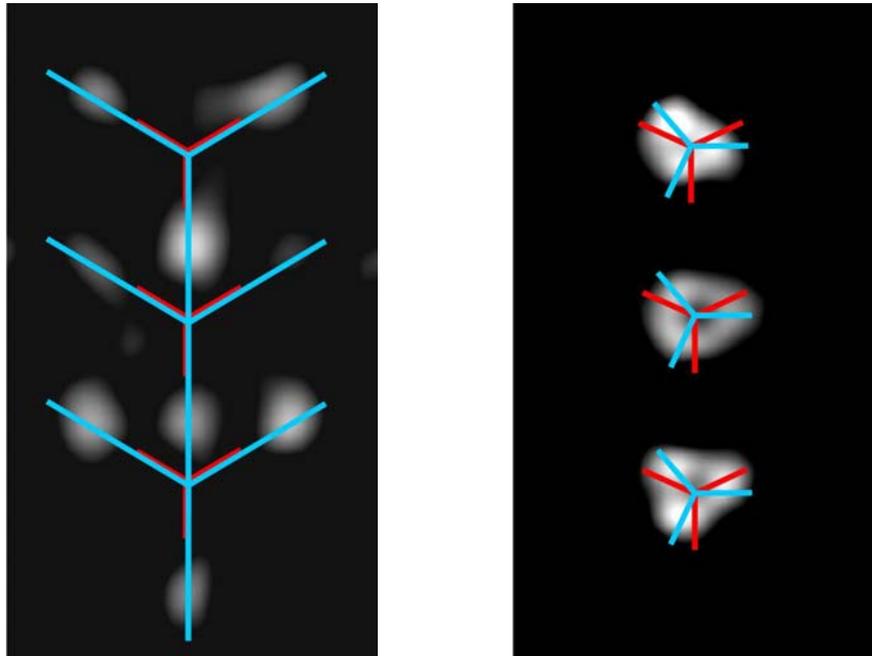


Abb. 5.1.5 Auswirkung des eingebrachten Dralls auf die Verbrennungszonen. **links:** $z = 70 \text{ mm}$; **rechts:** $z = 37 \text{ mm}$. Rot markiert die fixe Position des Brenners, blau die Lage der Maxima. Bildgröße: 133 x 233 mm.

5.2. Flammenanalyse mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera

Aufnahmen zu je 300 fps und 600 fps des Eigenleuchtens eines Einzelbrenners wurden ausgewertet, um ein Frequenzspektrum zu erhalten. Die mittlere Bildintensität eines Frames wurde als charakteristische Größe zur Frequenzanalyse herangezogen. Die Flamme selber füllte den Bildbereich vollständig aus, folglich wurde die Strahlungsemission der gesamten Verbrennung und nicht die eines Teilbereiches aufgezeichnet. Positionsänderungen über den Bildrand hinaus oder leuchtende Nachlaufzonen im heißen Abgasstrahl traten aufgrund der hohen Verwirbelung und der damit einhergehenden raschen Verbrennung des Drallbrenners nicht auf. Eine Beeinflussung durch externe Lichtquellen war nicht gegeben. Gemittelt wurde über mehrere Spektren, der Absolutbetrag der FFT-Analyse sowie das Leistungsspektrum sind für einen Frequenzbereich von 0 bis 150 Hz dargestellt.

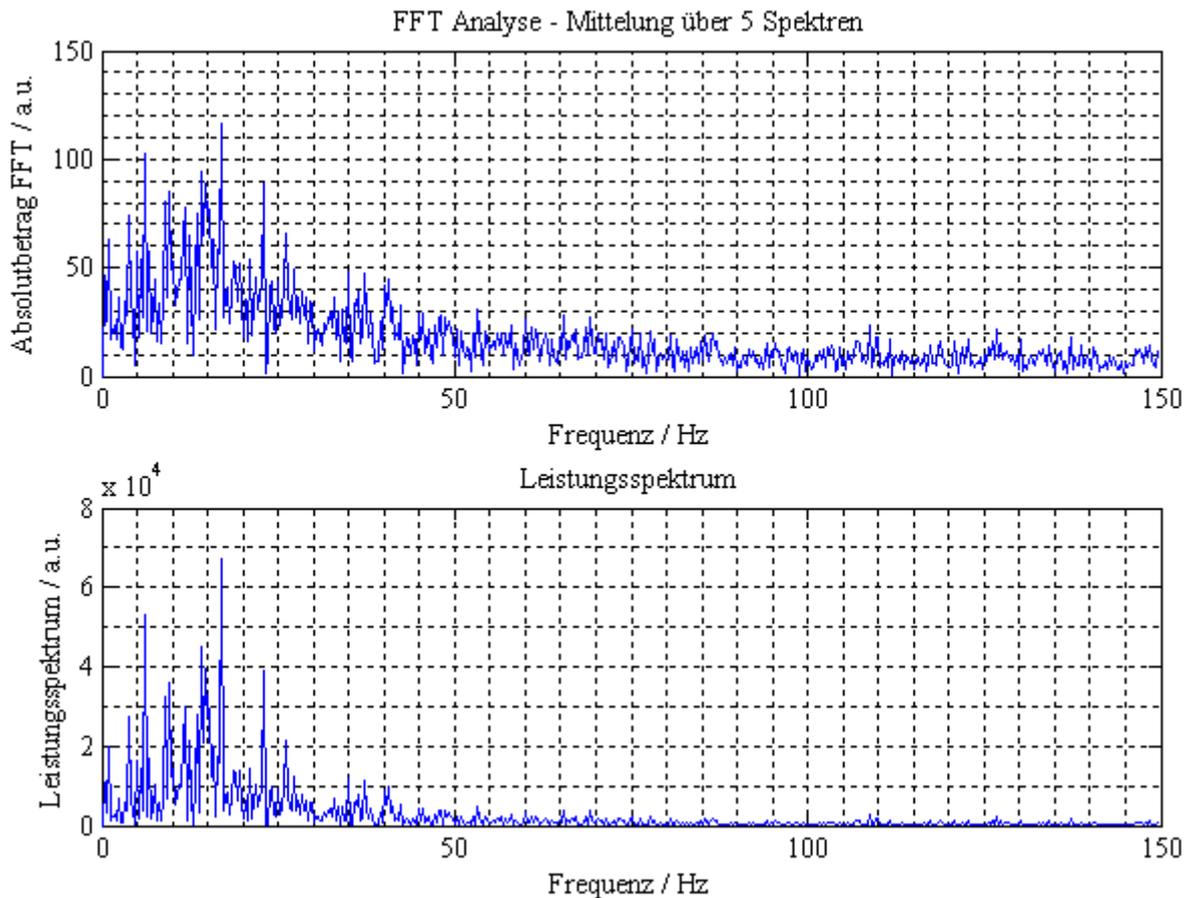


Abb. 5.2.1 Ergebnis aus einer Mittelung über 5 Spektren zu je 1024 Stützstellen. Aufnahmezeit: 300 fps. $F_{Ny} = 150$ Hz.

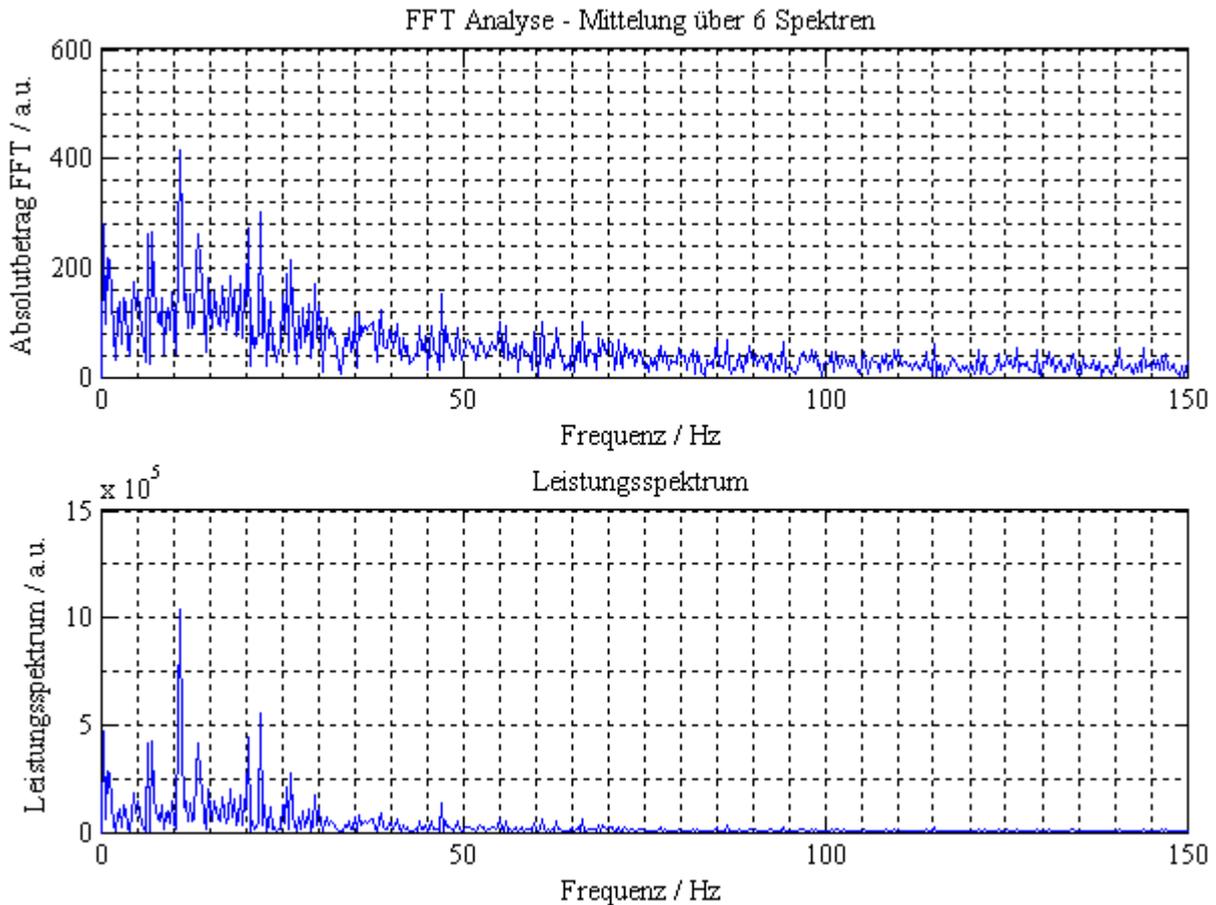


Abb. 5.2.2 Ergebnis aus einer Mittelung über 6 Spektren zu je 2048 Stützstellen. Aufnahmezeit: 600 fps. $F_{Ny} = 300$ Hz.

Die größten Amplituden treten allgemein zwischen 0 und 40 Hz auf, ab etwa 50 Hz ist keine charakteristische Frequenzüberhöhung mehr zu beobachten. Im niederfrequenten Bereich sind einige scharf begrenzte Peaks zu erkennen wie bei 300 fps (6,2 Hz, 9,7 Hz, 14,1 Hz, 17,0 Hz und 22,9 Hz) und 600 fps (0,3 Hz, 6,4 Hz, 10,8 Hz, 13,5 Hz, 20,5 Hz und 22,0 Hz). Die Frequenzauflösung beträgt 0,3 Hz für ein Einzelspektrum. Da die beiden Spektren nicht genau übereinstimmen (z.B. Abweichung bei 17,0 Hz) muss auch eine Aussage bezüglich der gemeinsam auftretenden Frequenzen wie bei etwa 6 Hz, 10 Hz, 14 Hz oder 22 Hz mit Vorsicht genossen werden. Fest steht aber, dass die Bandbreite der Frequenzen mit der die Verbrennung an diesem Brenner hauptsächlich schwankt, eingeengt wurde. Weiters kann mit Hilfe dieser Information in späteren Versuchen die Verbrennung durch absichtlich eingeführte Schwankungen der Luft oder Brennstoffzufuhr in diesem Frequenzbereich angeregt und verstärkt werden, um Rückschlüsse auf die Ausbreitung und Übertragung dieser Instabilitäten auf nebenstehende Brenner zu erhalten.

5.3. Schlierenaufnahmen

Anders als beim Diffusionsbrenner herrschen in der Flamme des, mit vorgemischtem Methan betriebenen Drallbrenners, höhere Dichtegradienten. Ein durchtretender Lichtstrahl wird dadurch stärker abgelenkt und verlässt unter Umständen den vorgesehenen

Strahlengang. Aufnahmen mithilfe dieser "natürlichen" Schlierenblende wurden mit einer Hochgeschwindigkeits - Kamera gemacht. Durch die relativ hohe zeitliche Auflösung (300 fps) lassen sich einzelne Explosionen bzw. ruckartige Verbrennungen feststellen und ihre Auswirkung auf das umliegende Dichtefeld mitverfolgen. Zündet ein vorgemischter Bereich plötzlich, ist erstens im Eigenleuchten eine Zunahme der Intensität zu beobachten und später eine von dieser Stelle rasch aufsteigende Schlierenstruktur. Zu diesem Zweck wurde einmal die künstliche Lichtquelle (Diaprojektor) mittels vorgeschalteter Graufilter gedimmt, um durch die so erzwungene längere Belichtungszeit auch das Eigenleuchten zur Geltung zu bringen (*Abb. 5.3.1*).

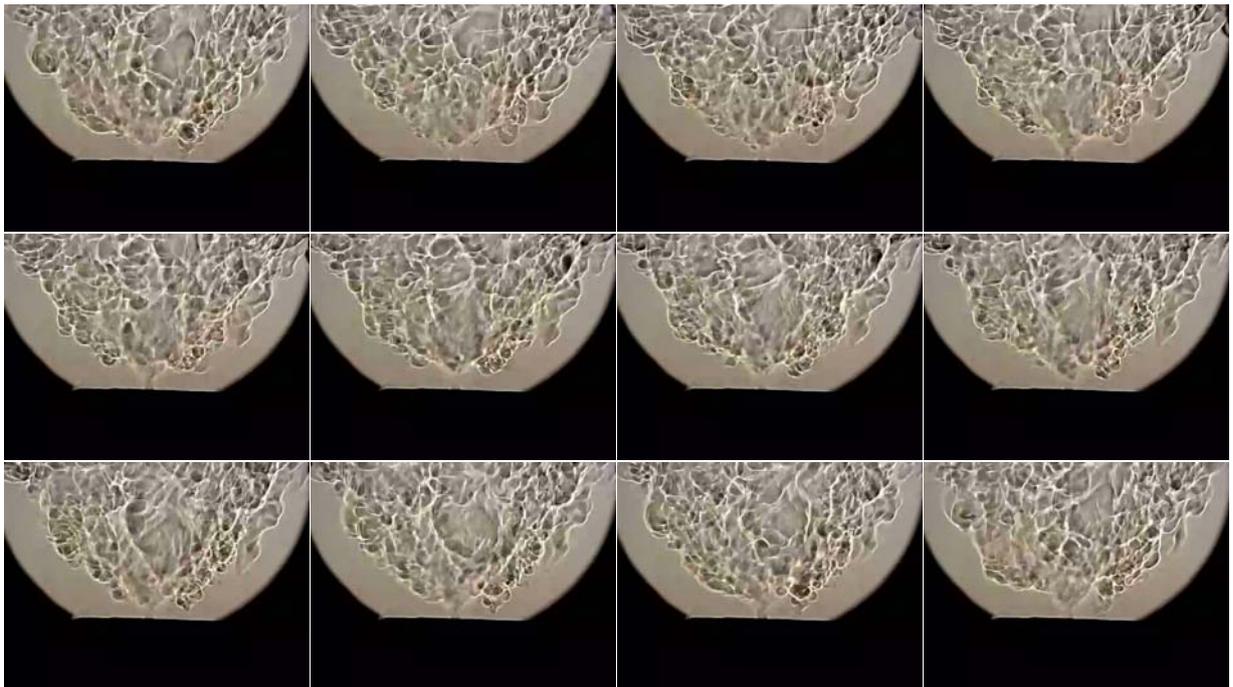


Abb. 5.3.1 Schlierenaufnahmen mit einer Framerate von 300 fps. Die Zeit zwischen zwei Bildern (o.l nach u.r.) beträgt 0,0033 s. Bildgröße: 206 x 155 mm.

Die Sequenz zeigt knapp aufeinander folgende Schlierenaufnahmen. Verglichen mit der Größe der Schlieren, welche heiße, aufsteigende Abgase darstellen, ist die Zone der Verbrennung selber verhältnismäßig klein. Direkt am Flammenfuß sind keine Schlieren zu erkennen. In dieser Zone strömt Methangas und Luft aus dem Brenner nach und ist aufgrund der noch geringen Temperatur nicht im Schlierenbild wahrzunehmen. Die unterschiedliche Helligkeit des Eigenleuchtens aus *Abb. 5.3.2* betrifft die gesamte Verbrennung, nicht nur einen Teilbereich oder Flammarm und könnte Anzeichen einer periodische wiederkehrenden Schwankung sein. Die Zeit vom ersten Bild bis zum letzten dieser Sequenz beträgt 0,04 s, was einer Frequenz von 25 Hz entspricht und durch die Frequenzanalyse ähnlicher Reihenaufnahmen, allerdings ohne Schlieren am Rande und bei völliger Dunkelheit, im *Kapitel 5.2* ebenfalls erkannt wurde.

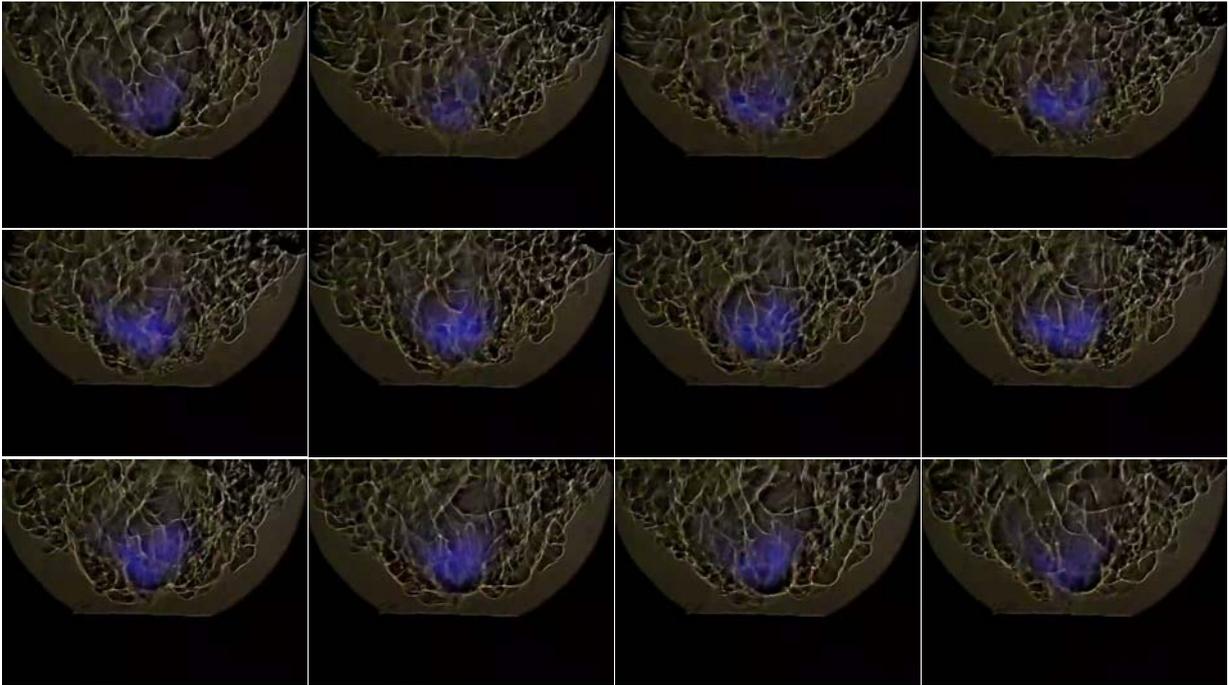


Abb. 5.3.2 Schlierenaufnahmen mit Eigenleuchten. Framerate: 300 fps. Zeit zwischen zwei Bildern (o.l. nach u.r.): 0,0033 s. Bildgröße: 206 x 155 mm.

5.4. Laservibrometrie

5.4.1. Motivation

Da die Methode der Differentialinterferometrie an dieser Flamme nicht angewendet werden konnte, weil erstens die Dichteschwankungen lokal sehr hoch sind, sodass die Trägerstreifen an manchen Stellen durch die starke Verzerrung durchtrennt und somit erschwert auswertbar sind wohingegen die schwachen und ebenfalls interessanten Dichteschwankungen am Rande der Verbrennung zu klein sind, um gemeinsam in einem Bild bewertet werden zu können. Zweitens ist durch die räumliche Ausdehnung der Dichtegradienten in diesem Fall die Fläche der Parabolspiegel zu klein, um am Rande einen ungestörten Bereich garantieren zu können. Somit stellt die Dual-Laservibrometrie einen alternativen Weg dar, um Informationen über Dichteschwankungen, jedoch nicht über die mittlere Dichteverteilung, zu erhalten.

5.4.2. Aufbau

Vom Prinzip her wurde der gleiche Aufbau wie in *Abb. 4.5.1* verwendet. Der einzige Unterschied zur Messung am Diffusionsbrenner bestand in den stärker fluktuierenden, nicht mehr radialsymmetrischen Strukturen, welche Messungen aus mehreren Richtungen erforderten. Der Unterschied zu Messungen aus immer der gleichen Richtung bezog sich darauf, dass der Weg, den ein Strahl vom Messgerät bis zum Messpunkt durchlief sich änderte. Dadurch konnten Artefakte, die bei einer einzelnen Richtung auftraten, in ihrer Auswirkung auf das Ergebnis gemindert werden. Würde eine solche fluktuierende Struktur beide Vibrometermessungen beeinflussen und zusätzlich durch den Phasenfilter nicht

abgeschwächt werden, wäre der Messwert größer als der tatsächliche Wert. Der Brenner wurde zu diesen Zwecken auf einem drehbaren Tisch montiert und in 15° -Schritten nach

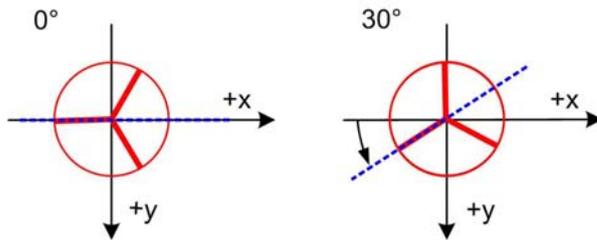


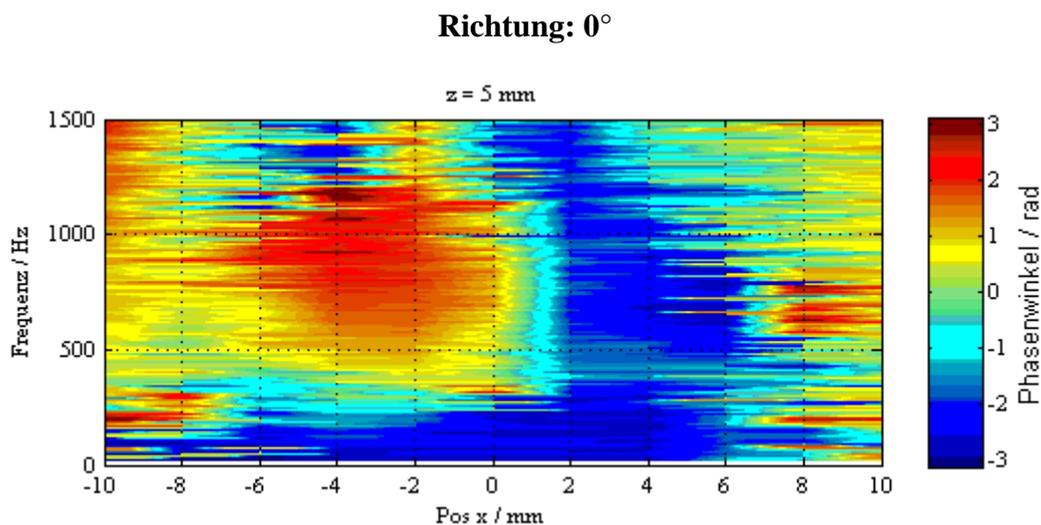
Abb. 5.4.1 Koordinatensystem des Brenners.

einem Messvorgang weitergedreht. Der Kreuzungspunkt der Vibrometerstrahlen musste nach jeder Drehung wieder auf der um 15° weitergedrehten Linie zu liegen kommen. Gezeigt werden Messungen aus 0° und 30° . +X und +Y entspricht dabei den Richtungen der beiden Vibrometer-Strahlen. Vermessen wird entlang der blauen, strichlierten Linie. Die Frequenzauflösung beträgt für jedes Diagramm 10 Hz, bedingt durch die Samplelänge von 4096 und die Samplefrequenz von 40960 Hz.

5.4.3. Ergebnisse

- **Linienscan bei $z = 5$ mm**

Es wurden pro Messpunkt und Richtung $1,5 \cdot 10^6$ Messwerte aufgenommen. Bei einer Samplelänge von 4096 Stützstellen entspricht dies einer Anzahl von 366 Spektren pro Messpunkt. Der Abstand zwischen den Punkten betrug 2 mm. Messungen wurden aus 6 verschiedenen Richtungen durchgeführt und am Schluss das Kreuzspektrum über alle Richtungen gemittelt.



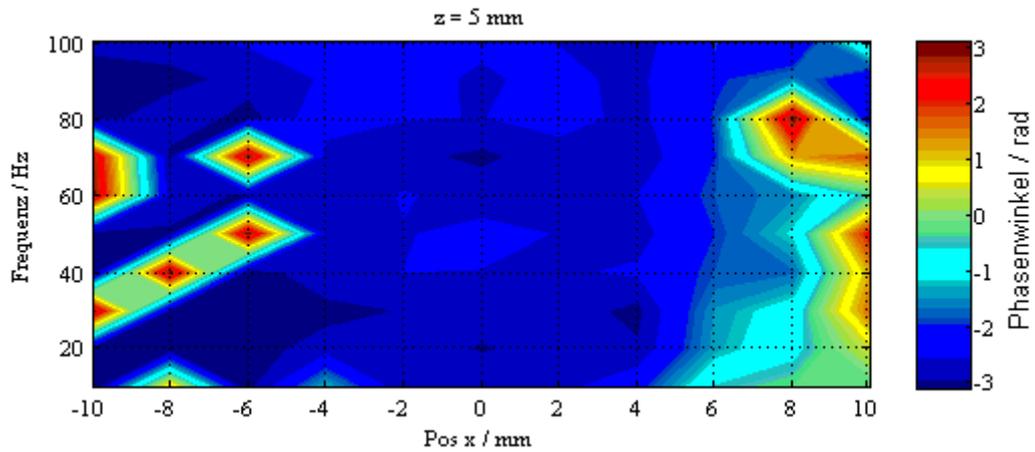


Abb. 5.4.2 Phasenwinkel für $z = 5 \text{ mm}$ aus Richtung 0° .

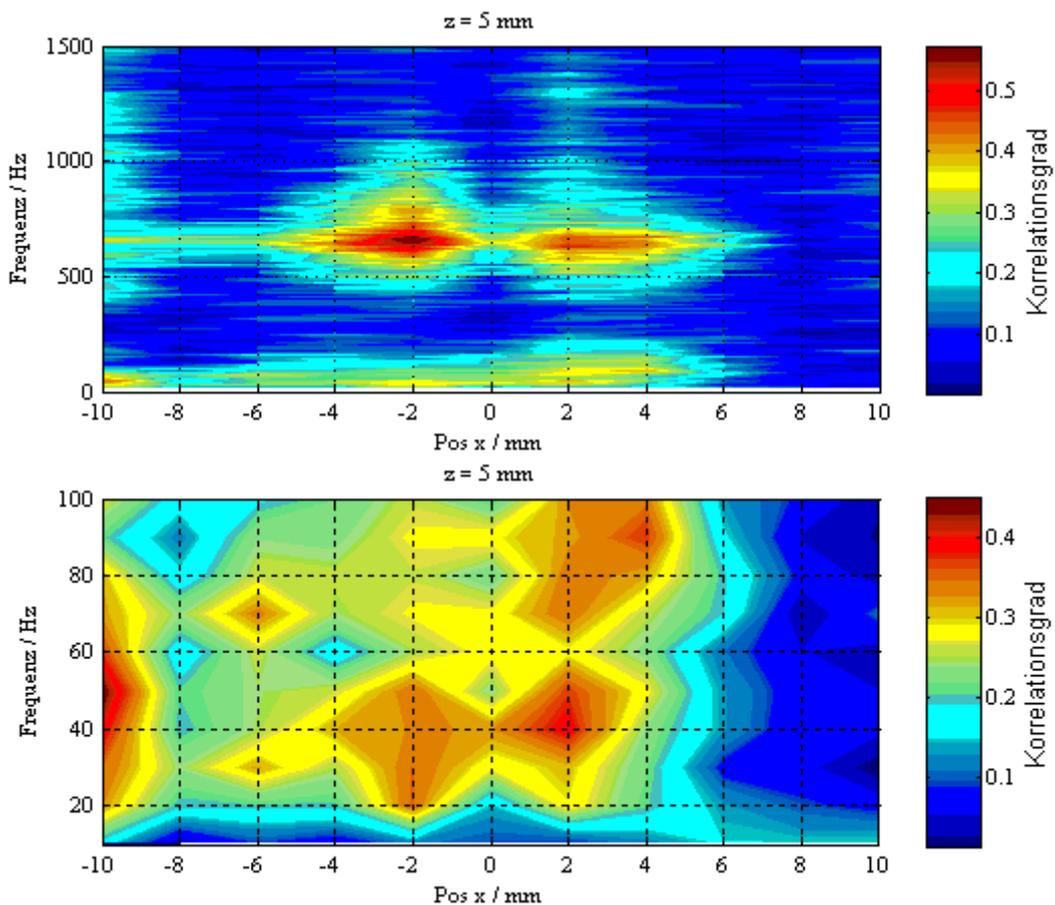


Abb. 5.4.3 Korrelationsgrad für $z = 5 \text{ mm}$ aus Richtung 0° .

Im oberen Phasenbild ist in der Mitte ab 400 Hz ein Bereich mit $\varphi = 0 \text{ rad}$ gegeben. Links und rechts davon reicht ein breiter Bereich mit Phasenwinkeln von -3 rad bis $+3 \text{ rad}$ über den gesamten dargestellten Frequenzbereich. Diese Stellen bedeuten, dass das Signal von Vibrometer 1 und Vibrometer 2 bei zb. 800 Hz und -4 mm zwar die gleichen Frequenzanteile enthält jedoch phasenverschoben detektiert wird. Also kann die Ursache dieses Signals nicht im gemeinsamen Kreuzungspunkt zu finden sein sondern muss eine Struktur größerer räumlicher Ausdehnung sein, durch welche beide Laserstrahlen durchtreten bevor sie sich kreuzen. Bei diesem Brenner liegt der Grund in dem deutlich ausgeprägten Unterschieden in

der Phase an der Dreiteilung der Düse, von der aus die Gasströme in drei verschiedene Richtungen ausgestoßen werden. So ist es praktisch unmöglich, mit Laserstrahlen, welche einen rechten Winkel einschließen an diesen in 120° Abständen auftretenden turbulenten Gebieten so zu messen, dass keine Beeinträchtigung des Messwertes im Kreuzungspunkt auftritt. Die Tatsache, dass der Brenner eine regelmäßige Dreiteilung aufweist und mit 2 Vibrometern vermessen wird erklärt auch die starke Asymmetrie der Darstellungen, wie z.B. in *Abb. 5.4.2* oder *Abb. 5.4.7*. Sinkt der Korrelationsgrad unter einen Schwellwert von etwa 0.08 (bei 366 Samples), liegt das Messsignal in derselben Größenordnung wie das Rauschen. Zwischen 0 und 100 Hz ist dies bis auf den rechten Randbereich in *Abb. 5.4.3* so gut wie nie der Fall und es kann davon ausgegangen werden, dass hier ein deutliches Signal vorliegt.

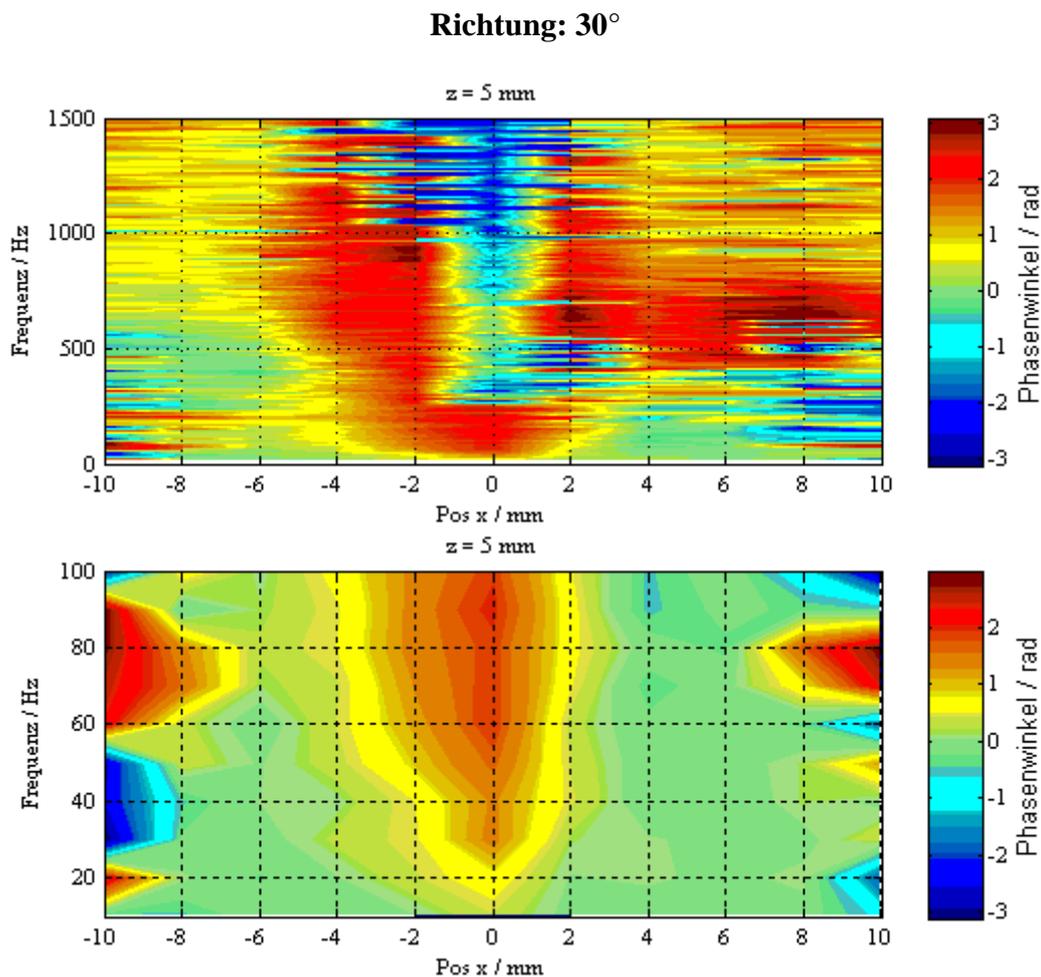


Abb. 5.4.4 Phasewinkel für $z = 5 \text{ mm}$ aus Richtung 30° .

Dreht man die Linie entlang derer gescannt wird um 30° , so folgt eine Änderung des Phasenbildes und des Korrelationsgrades. Im Vergleich zur 0° -Richtung ist in *Abb. 5.4.4* eine bezüglich der Strahlachse nahezu symmetrische Anordnung des Phasenwinkels zu bemerken. Bei 0 mm und zwischen 10 und 100 Hz findet eine Abweichung in Phasenunterschieden bis zu 2 rad statt – ein Hinweis auf eine korrelierte Struktur, wahrscheinlich der Einfluss einer der drei Strahlarme oder sich vom Düsenrand ablösender Wirbel.

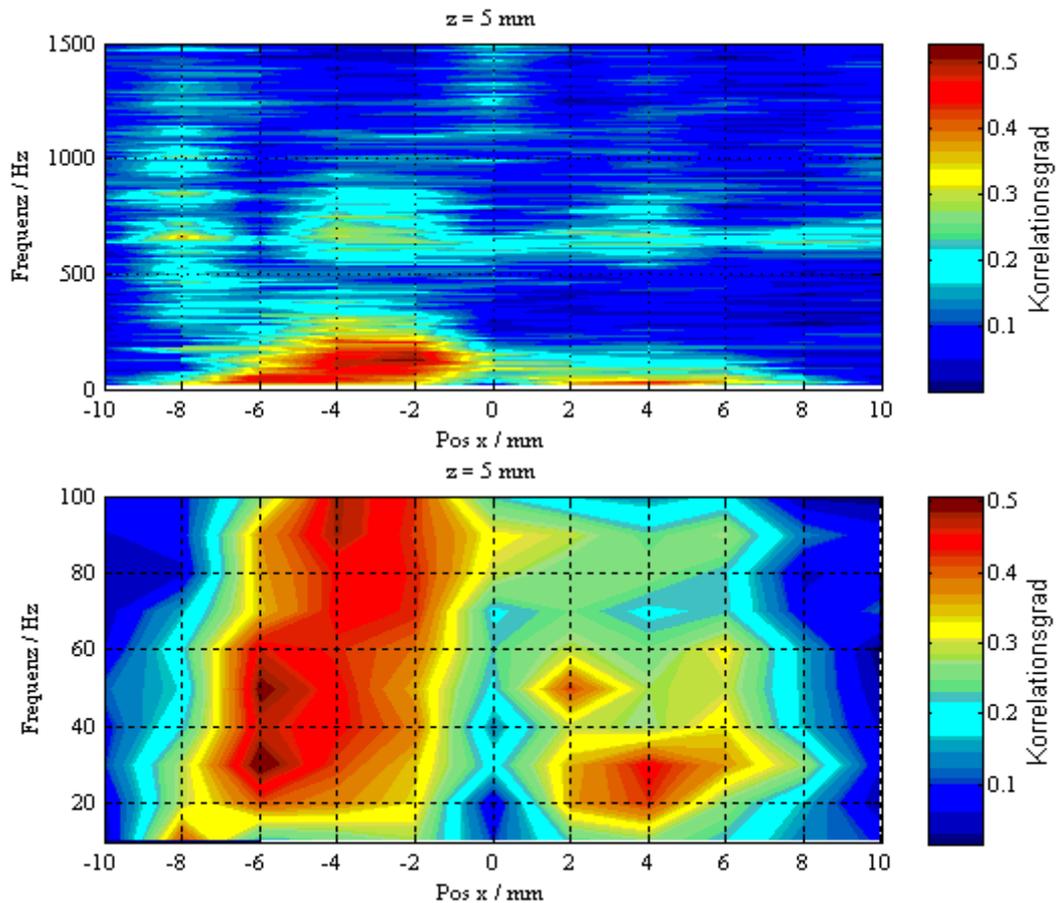


Abb. 5.4.5 Korrelationsgrad für $z = 5$ mm aus Richtung 30° .

richtungsgemittelttes Kreuzspektrum

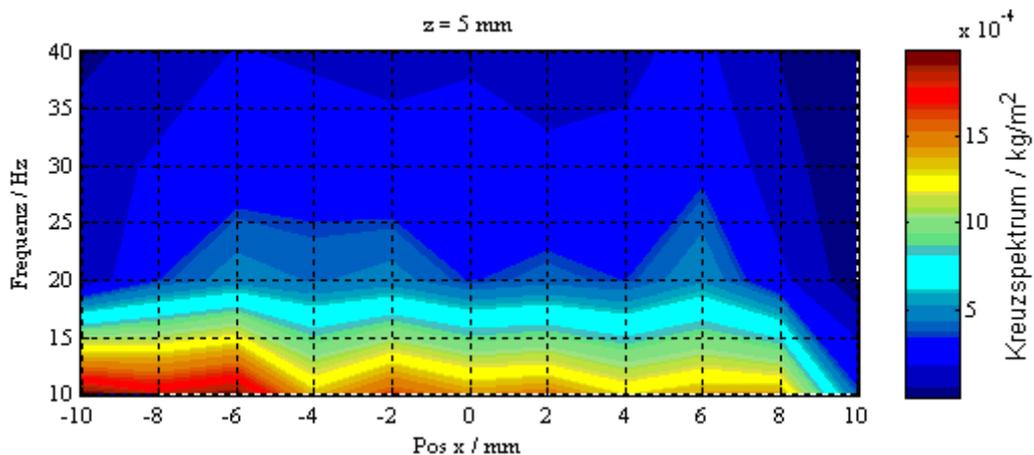


Abb. 5.4.6 Kreuzspektrum von 10 Hz bis 40 Hz, richtungsgemittelt und gefiltert. Um den Umfang der Werte zu erhöhen wurde die Wurzel des Kreuzspektrums abgebildet (Einheit kg/m^2).

Eine Mittelung über die phasengefilterten Kreuzspektren aller Richtungen führt zu Abb. 5.4.6. Da die Messung nur 5 mm über der Düse durchgeführt wurde findet sie nicht in der eigentlichen Verbrennungszone der Flamme statt. Dementsprechend gering fallen im Vergleich zum nächsten Scan bei $z = 40$ mm die Werte der Dichtefluktuationen aus. Die

Werte kommen durch Dichteunterschiede des schon erhitzten aber nicht brennenden Gas-Luft-Strahles und dem gelegentlichen Ansetzen des Flammenfußes an die Düse des Brenners zustande (vgl. *Abb. 5.3.1*). Auch ist die Stelle der maximalen Schwankungen auf der linken Seite, also bei negativen x-Koordinaten bezüglich des Koordinatensystems in *Abb. 5.4.1* zu erklären wenn man sich die Ergebnisse des Flammleuchtens vor Augen hält. Die drei Hauptverbrennungszonen stimmen mit den eingezeichneten Streben in der Düse mit geringer Abweichung von etwa 20° für niedrige Höhen überein. Deshalb sollte auch auf der Seite negativer x-Werte die Fluktuation am größten sein.

- **Linienscan bei $z = 40$ mm**

Verwendet wurden 732 Einzelspektren pro Richtung und Messpunkt. Wie bei den vorigen Messungen wurden 6 Richtungen in das Ergebnis miteinbezogen. Der Abstand zwischen den Messpunkten betrug 1 mm, es wurden also insgesamt 81 Punkte vermessen. Analog zum Scan bei $z = 5$ mm, werden wieder Phasen-, Korrelations- und Kreuzspektren betrachtet. Der Schwellwert, ab dem das Rauschen überwiegt beträgt 0,04 für die verwendete Sampleanzahl laut *Abb. 4.5.14*.

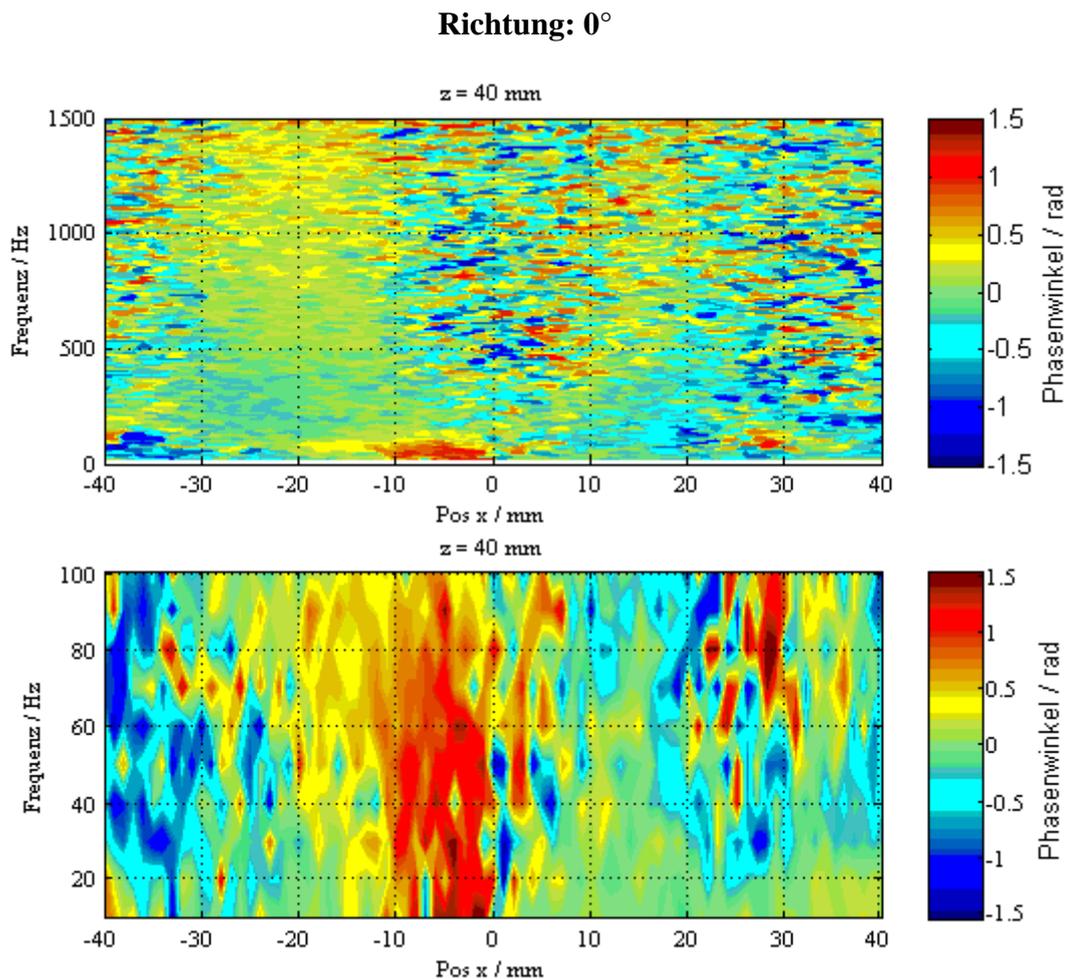


Abb. 5.4.7 Phasenwinkel für $z = 40$ mm aus Richtung 0° .

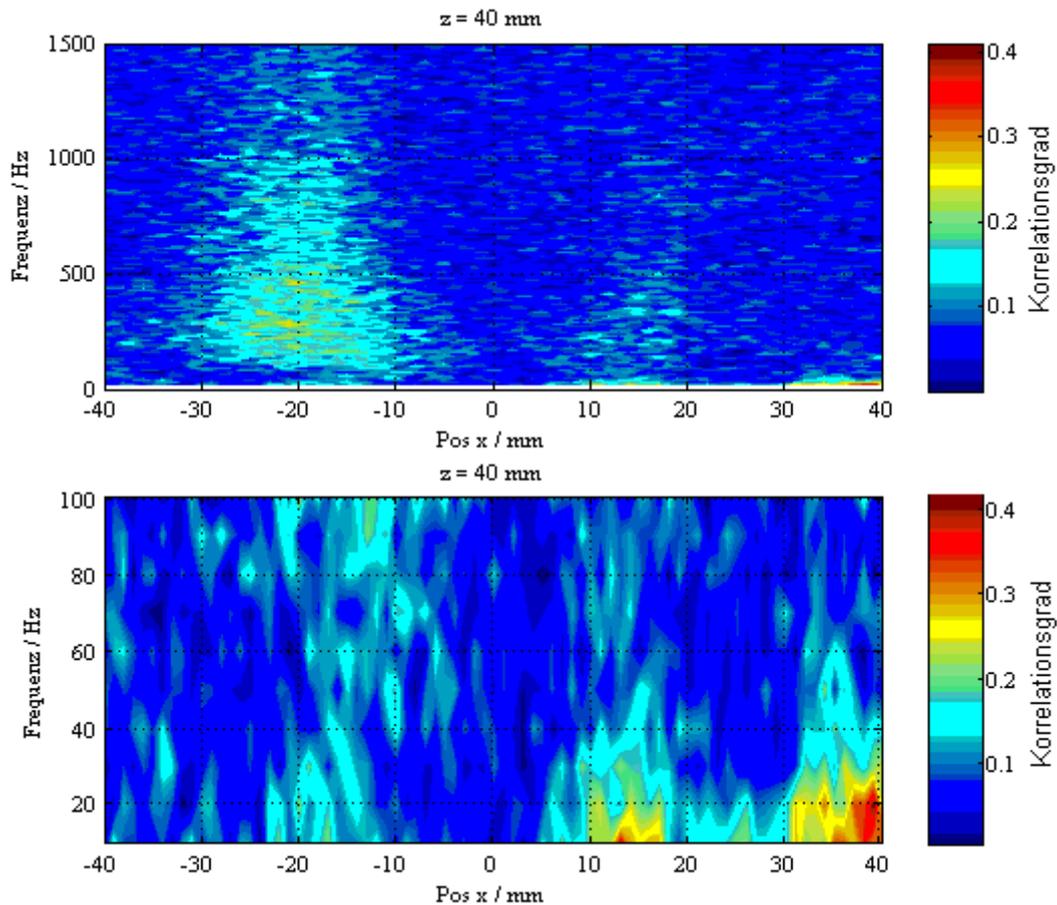


Abb. 5.4.8 Korrelationsgrad für $z = 40 \text{ mm}$ aus Richtung 0° .

Sowohl bei -20 mm als auch bei $+13 \text{ mm}$ ist ein hoher Korrelationsgrad und eine Phase von Null beinahe im gesamten Frequenzbereich bis zumindest 2000 Hz zu finden und gilt als Indikator für ein ungestörtes Signal. Bei $x = 0 \text{ mm}$ hingegen, also genau auf der Symmetrieachse wo keine großen Schwankungen erwartet werden, herrscht ein großer Phasenunterschied, welcher nach Anwenden des Filters die Werte im Kreuzspektrum an dieser Stelle mindert. Bei dem hohen Korrelationsgrad zwischen 10 und 20 Hz bei $x = 40 \text{ mm}$ dürfte es sich um eine messrichtungsabhängige Erscheinung handeln, da unter einem Winkel von 30° die Verteilung sich von der aus *Abb. 5.4.8* deutlich unterscheidet. Auch ist im richtungsgemittelten Kreuzspektrum in diesem Bereich nur eine vergleichsweise geringe Schwankung zu erkennen.

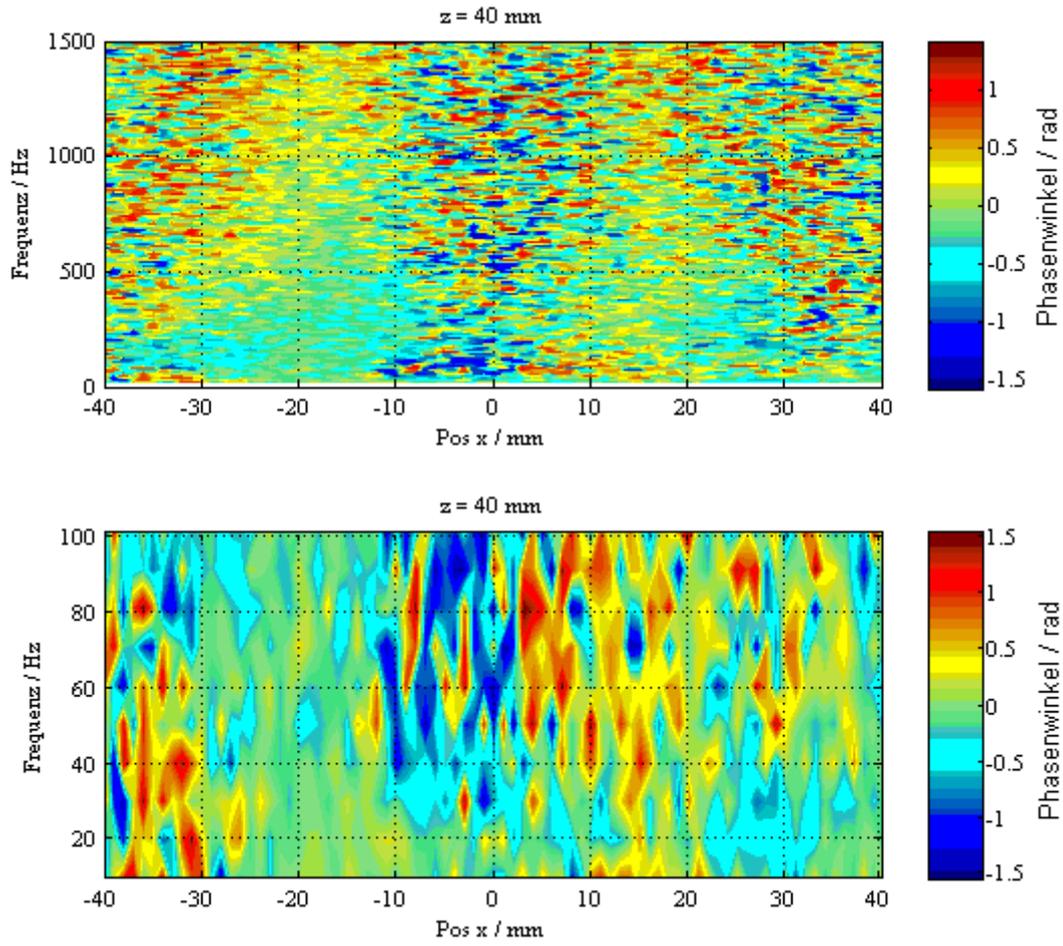
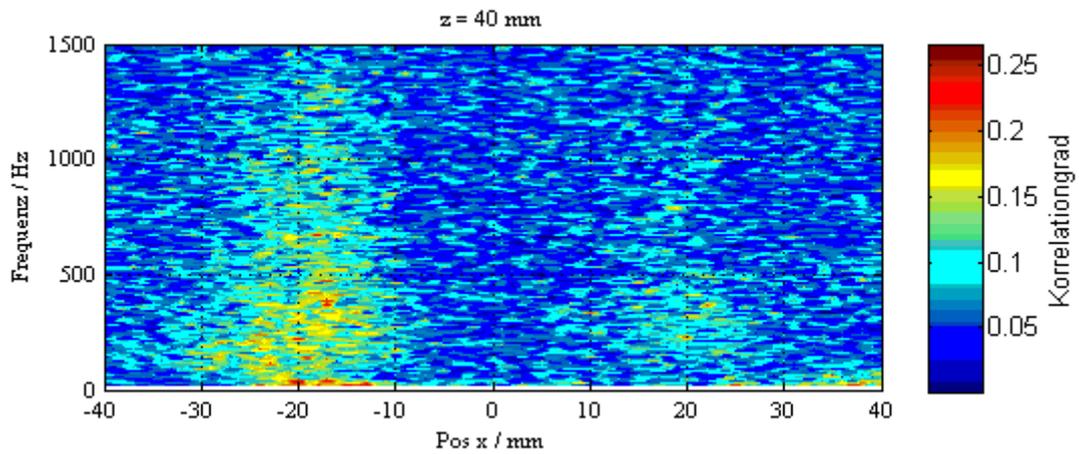
Richtung: 30° 

Abb. 5.4.9 *Phasenwinkel für $z = 40 \text{ mm}$ aus Richtung 30° .*



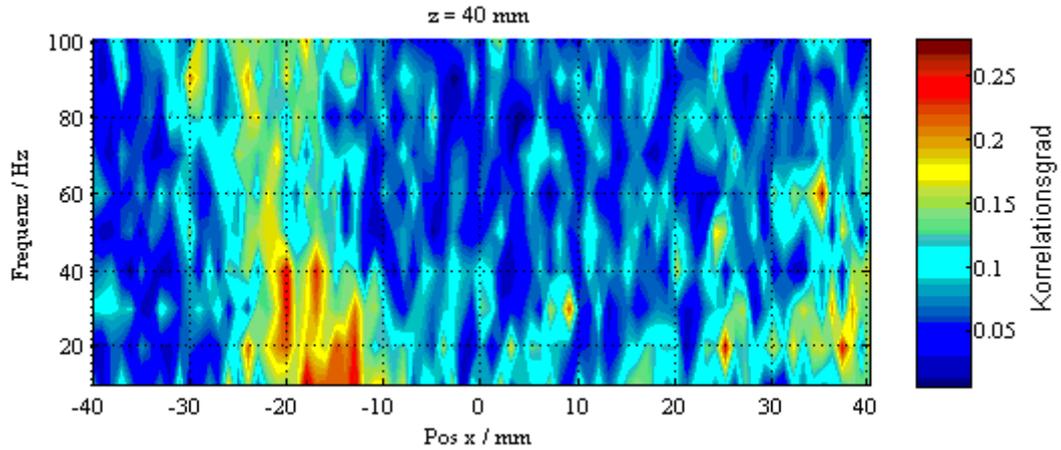
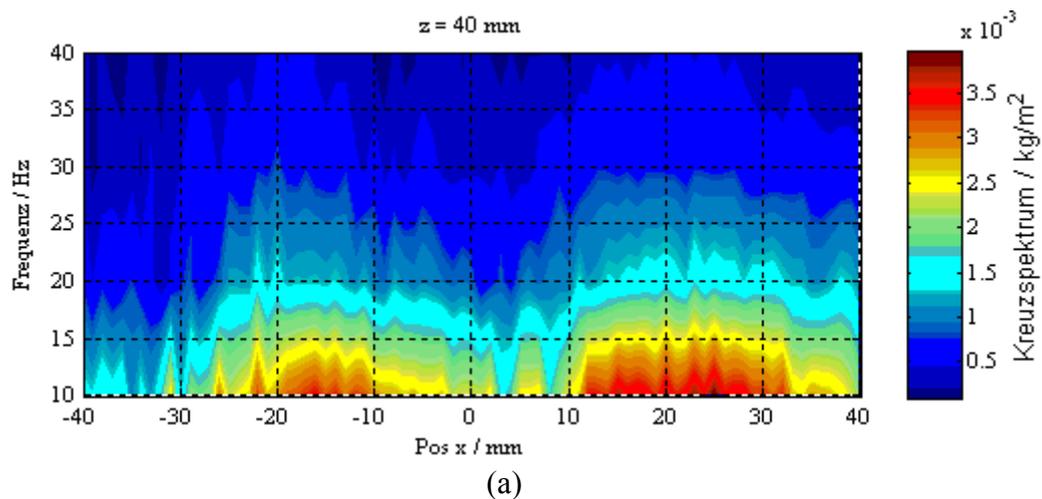


Abb. 5.4.10 Korrelationsgrad für $z = 40$ mm aus Richtung 30° .

Unter einem Winkel von 30° betrachtet ähnelt die Phasenverteilung, besonders im Bereich um die Mitte bei $x = 0$ mm, der Richtung aus 0° . Dies ist auf die ähnlichen geometrischen Verhältnisse zurückzuführen, die in *Abb. 5.4.1* offensichtlich werden, da nur x- und y- Achse vertauscht werden müssen, um idente Bilder zu erhalten. Anders gesagt, Vibrometer 1 und Vibrometer 2 sind vertauscht, vergleicht man die Richtungen 0° und 30° . Signale, welche zuerst Vibrometer 1 erreicht hätten würden nun als erstes mit Vibrometer 2 detektiert werden. Zu erwarten wäre somit ein in der Form gleiches Phasenbild, welches sich im Vorzeichen bei Zonen ausgeprägten Phasenunterschiedes unterscheidet. Diese Annahme findet Bestätigung durch den Vergleich von *Abb. 5.4.7* mit *Abb. 5.4.9*, wo bei tiefen Frequenzen die Abfolge der Farben entlang horizontaler Linien genau umgekehrt dargestellt ist.

richtungsgemittelte Kreuzspektren



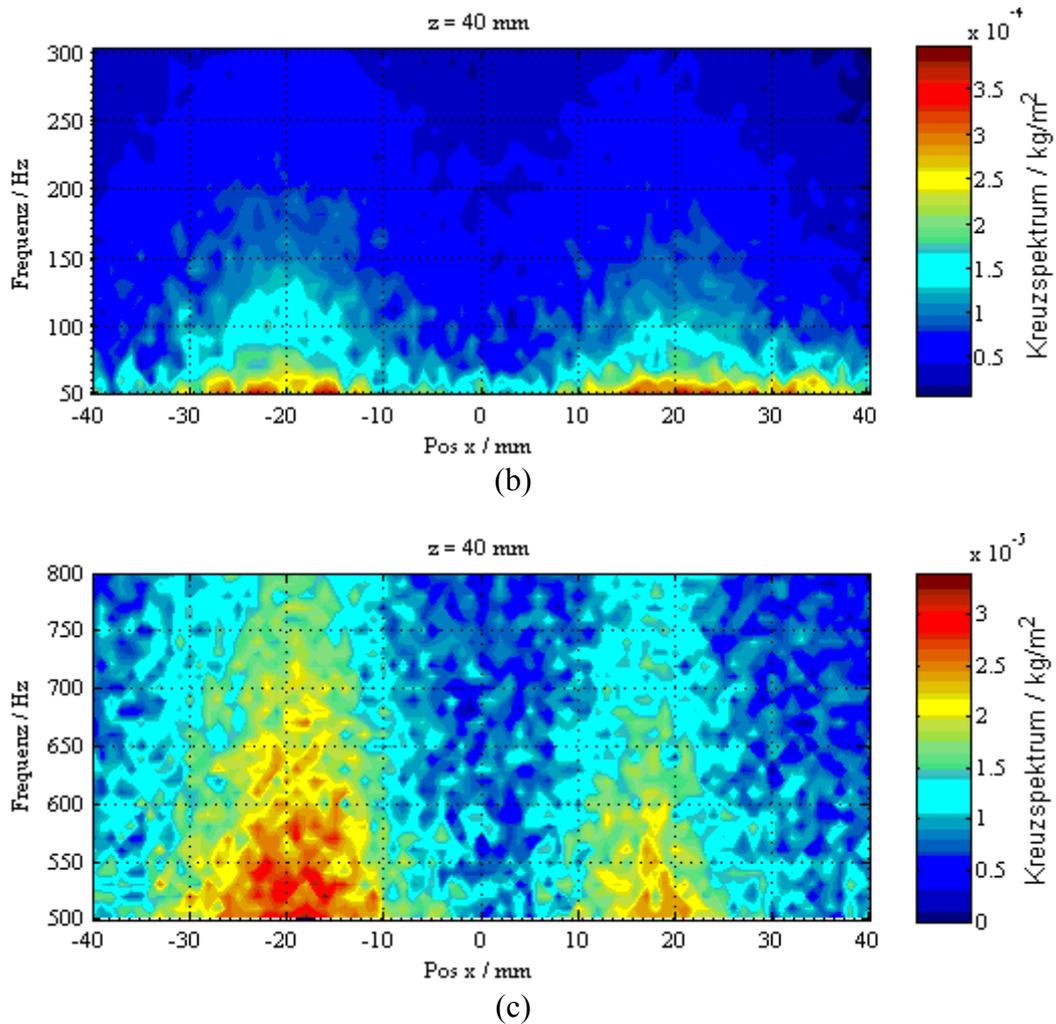


Abb. 5.4.11 Kreuzspektrum von 10 Hz bis 40 Hz (a), 50 bis 300 Hz (b) und 500 bis 800 Hz, richtungsgemittelt und gefiltert. Um den Umfang der Werte zu erhöhen wurde bei (b) die Quadratwurzel des Kreuzspektrums abgebildet (Einheit kg/m^2).

Endergebnis des Scans bei $z = 40 \text{ mm}$ stellt das Kreuzspektrum in *Abb. 5.4.11* dar. Die Hauptzonen der Fluktuation befinden sich abseits der Achse bei -15 mm und $+25 \text{ mm}$. Ein Vergleich mit den Positionen der drei Hauptflammen aus der tomografischen Rekonstruktion des Eigenleuchtens zeigt, dass diese tieffrequenten Dichteschwankungen gerade in den Zwischenräumen der Verbrennungszonen auftreten. Da Schwankungen höherer Frequenz eine, um mehrere Zehnerpotenzen kleinere Amplitude aufweisen, wurde das Kreuzspektrum in mehrere Frequenzabschnitte zerlegt, anstatt eine logarithmische Darstellung zu wählen.

Eine Verschiebung der Zonen hoher Fluktuationen von den Zwischenräumen zu tatsächlichen Verbrennungszonen ist erst bei Frequenzen über 100 Hz zu erkennen. Ab etwa 500 Hz stehen die Ergebnisse aus der Laservibrometrie auch in besserer Übereinstimmung mit *Abb. 5.1.4* bei der die hellen Zonen eines Brenners noch nicht vollständig voneinander getrennt zu sehen sind und die schwache Verbindung zwischen zwei Flammarmen die erhöhten Werte bei $x = 18 \text{ mm}$ erklären kann. Auch sind in der jeweiligen Mitte eines Strahls die größten Dichtefluktuationen anzutreffen, da die Flamme vorgemischt ist und anders als bei der Diffusionsflamme keinen Jet aus unverbranntem Methan mit sich führt.

- **Flächenscan bei $z = 55$ mm**

Verwendet wurden 366 Einzelspektren pro Richtung und pro Messpunkt. Wie bei den vorigen Messungen wurde über 6 Richtungen gemittelt. Das Messfeld bestand aus 13×13 Punkten im Abstand von jeweils 10 mm. Die Frequenzauflösung beträgt 10 Hz. Im Unterschied zu vorangehenden Messungen kommt hier eine zweite Ortskoordinate hinzu. Da bei Abbildungen vorher die Ordinate mit der Frequenz belegt wurde, gelten im Falle der Darstellung einer Fläche sämtliche Werte nur für eine bestimmte Frequenz. Exemplarisch wurde für eine Frequenz bei 500 Hz die Schritte der Auswertung aus zwei unterschiedlichen Richtungen gezeigt. Am Ende finden sich Kreuzspektren, welche Dichtefluktuationen über einen Frequenzbereich von 10 bis 2000 Hz zeigen. Die Notwendigkeit einer Richtungsmittelung ist im Falle des Drallbrenners größer als an rotationssymmetrischen Objekten. Die Unterschiede in Phase und Korrelationsgrad aus *Abb. 5.4.12* und *Abb. 5.4.13* machen dies deutlich.

Richtung: 0° bei $f = 500$ Hz

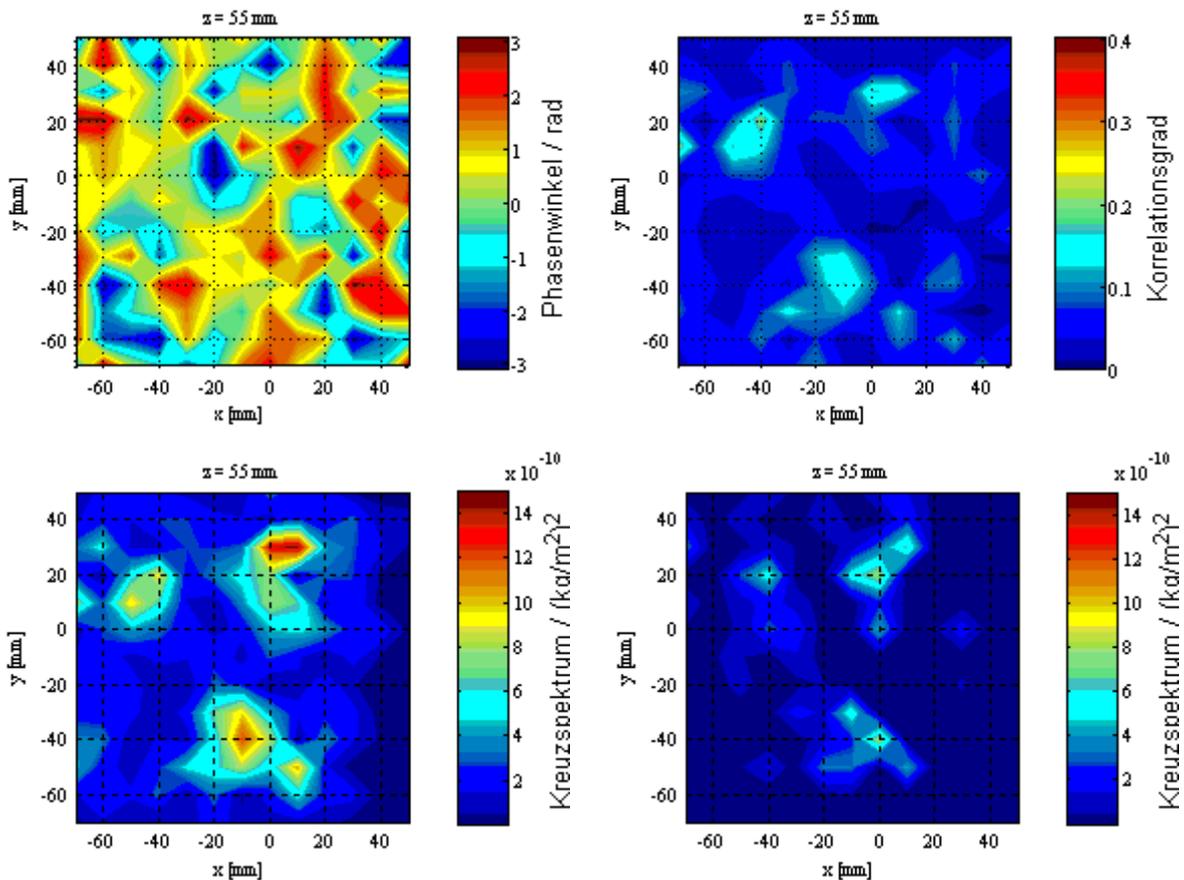


Abb. 5.4.12 Messwerte für $z = 55$ mm aus Richtung 0° bei 500 Hz. **o.l.:** Phasenwinkel; **o.r.:** Korrelationsgrad; **u.l.:** ungefiltertes Kreuzspektrum; **u.r.:** gefiltertes Kreuzspektrum (Filterbreite: 0,5 rad).

Richtung: 30° bei F = 500 Hz

Jeweils unten links ist das ungefilterte Kreuzspektrum, welches durch die Information aus der Phase der Signale zueinander (oben links) das gefilterte Kreuzspektrum für eine Richtung ergibt. Artefakte im Kreuzspektrum wie in z.B. in *Abb. 5.4.13* bei $x = 40$ mm und $y = -10$ mm können so erfolgreich unterdrückt werden. Die Farbskalen wurden zur besseren Vergleichbarkeit ähnlicher Abbildungen nicht der jeweils einzelnen Grafik angepasst, sondern gleich belassen.

Die Phasenbilder zeigen einen stark fluktuierenden Verlauf mit $\Phi = 0$ rad an den Stellen, wo sich die Flammarme befinden. Außerhalb dieser drei kleinen Bereiche schwanken die Werte zwischen $\pm\pi$ - ein Zeichen von, die Verbrennungszonen umgebende, periodisch auftretende Strukturen. Ein Korrelationsgrad von 0,15 bis 0,25 garantiert in den drei interessanten Punkten ein ausreichend gutes Signal zu Rauch - Verhältnis.

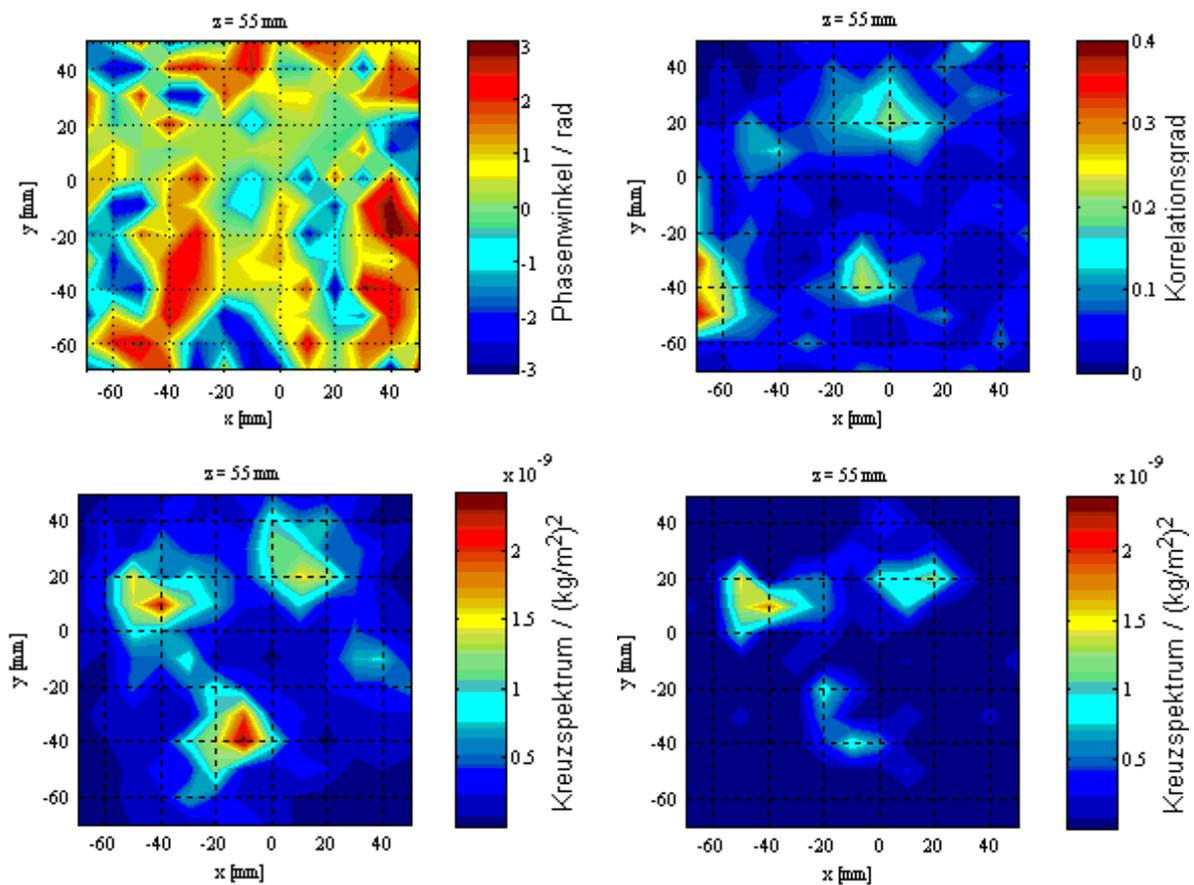
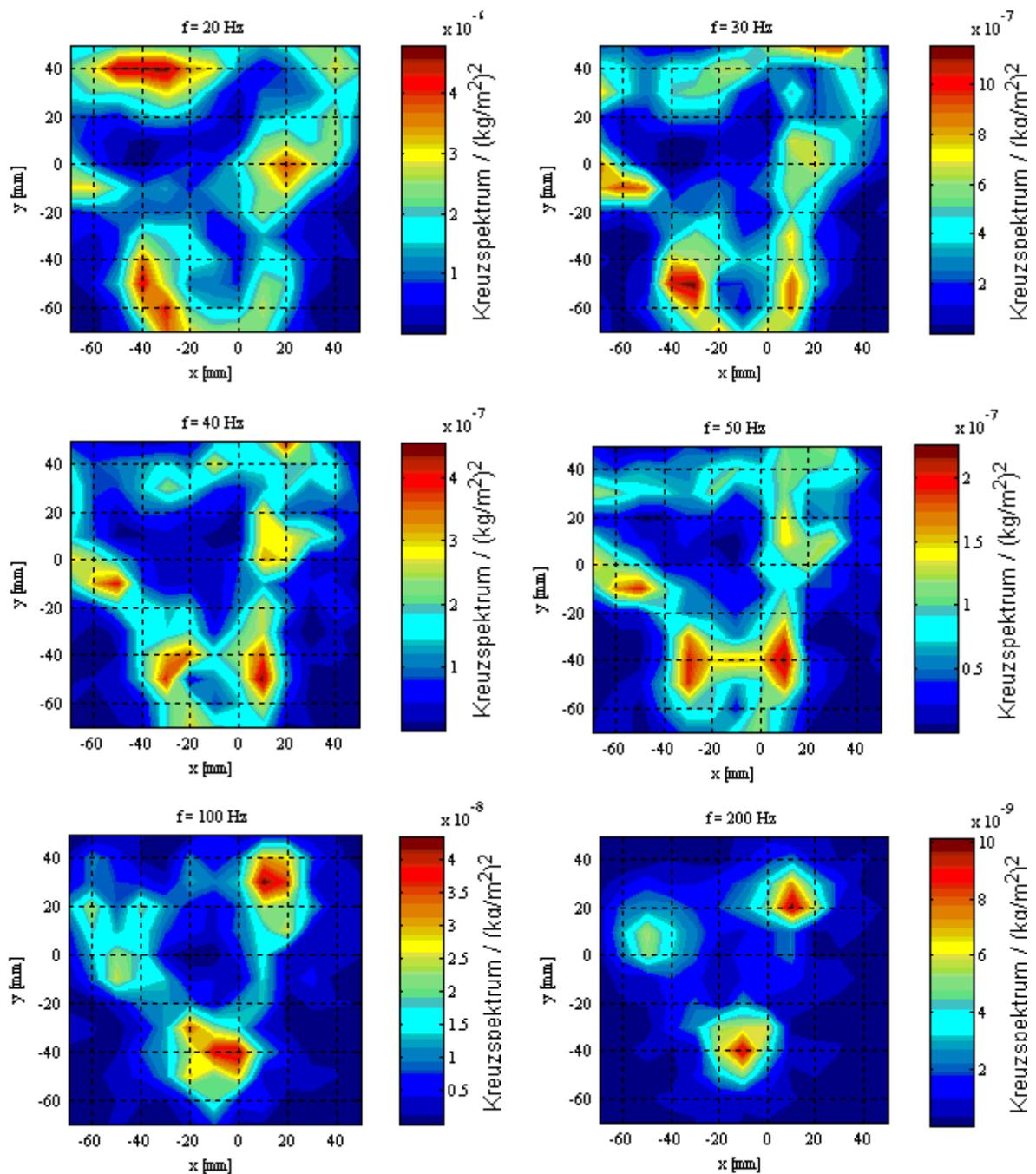


Abb. 5.4.13 Messwerte für $z = 55$ mm aus Richtung 30° bei 500 Hz. **o.l.:** Phasenwinkel; **o.r.:** Korrelationsgrad; **u.l.:** ungefiltertes Kreuzspektrum; **u.r.:** gefiltertes Kreuzspektrum (Filterbreite: 0,5 rad).

richtungsgemittelte Kreuzspektren

Wie bei dem Linienscan 40 mm oberhalb der Düse ist auch hier bei Frequenzen unterhalb 100 Hz zu beobachten, wie zwischen den eigentlichen Verbrennungsgebieten Strukturen am Randbereich des Feldes auftreten. Erst darüber stimmen die Positionen der drei Flammarme mit denen des rekonstruierten Eigenleuchtens wieder überein. Die zunehmend undeutlich werdende Struktur ab 1000 Hz kann entweder bedeuten, dass ab diesen Frequenzen keine charakteristischen periodischen Schwankungen in der Dichte, sondern breitbandige chaotische Fluktuationen mit geringer spektraler Leistung durch die turbulente Natur der Düsenströmung auftreten, oder, dass die Anzahl der Samples zu gering ist, um eine solche wiederkehrende Fluktuation mit hinreichender Sicherheit festzustellen.



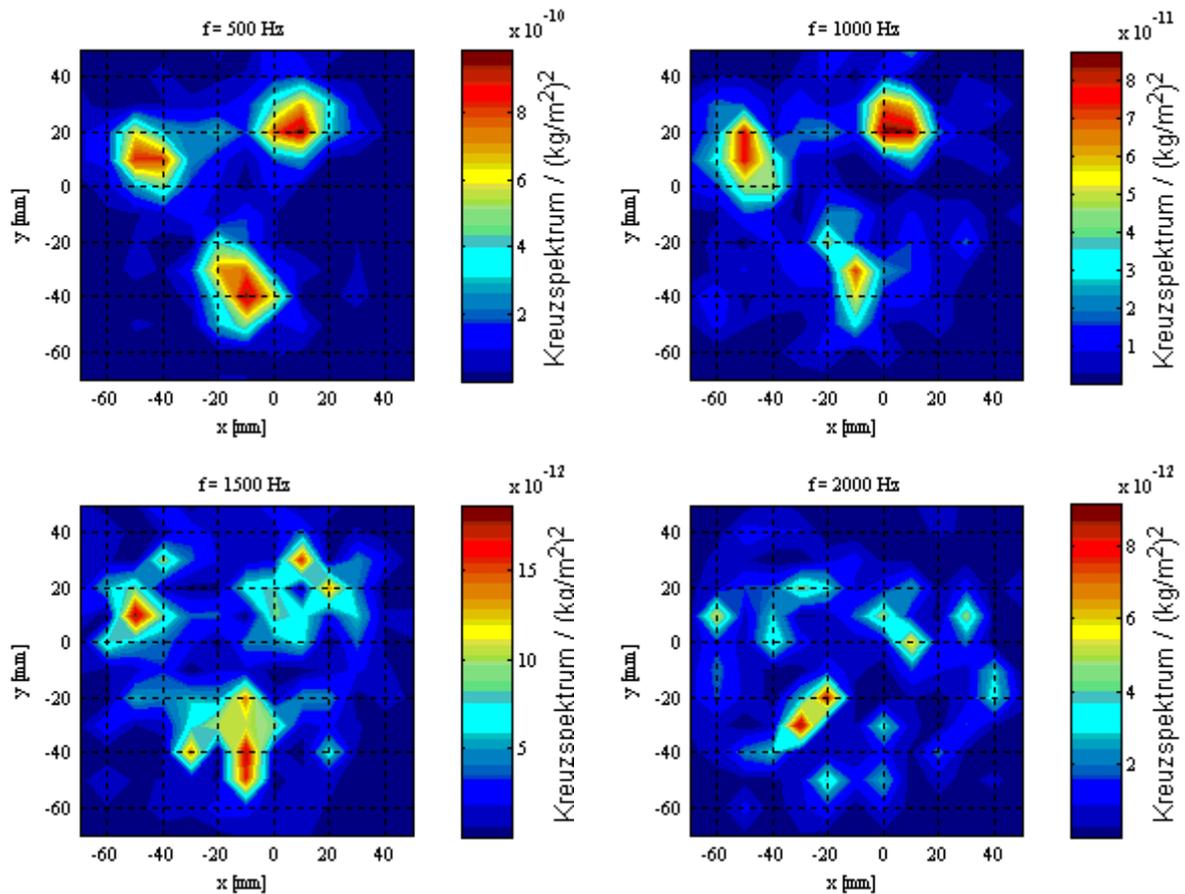


Abb. 5.4.14 Kreuzspektren für $z = 55$ mm und Frequenzen von 20 bis 2000 Hz, gefiltert und richtungsgemittelt.

Auch in diesem Fall kann durch den Vergleich dieser multidirektional rekonstruierten Verteilungen für jede einzelne Frequenz (zwei Vibrometer mit sich kreuzenden Strahlen) und den integralen Daten eines einzelnen Vibrometers absolute Dichteschwankungswerte angegeben werden. Der Erhalt solcher war aber nicht Bestandteil dieser Arbeit, da die relative Information über Instabilitäten und spektral unterschiedliche Dichteschwankungen und Verteilungen natürlich auch ohne diese Kalibrierung vorliegt.

6. Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden zur Flammvisualisierung und insbesondere zur Untersuchung von Instabilitäten beziehen sich auf rein optische Verfahren. Der Vorteil gegenüber nicht berührungsfreien Verfahren besteht darin, dass die Verbrennung während der Messung nicht beeinflusst wird, wie zum Beispiel durch Einbringen eines schnellen Drucksensors, an welchem sich sofort im Nachlaufgebiet der umströmenden Gase die Flamme einen neuen Fußpunkt fassen würde. Die Reihenfolge der Experimente ist so gewählt, dass der Aufwand in Aufbau und Auswertung zunimmt und eher einfache Untersuchungen zu Beginn der Kapitel beschrieben sind. Diese Arbeit ist somit als eine Art Kompendium zu sehen, mit Hilfe derer ein, aus mindestens einer Richtung (optisch) zugänglicher radialsymmetrischer Brenner, oder ein aus mehreren Richtungen zugänglicher nicht radialsymmetrischer Brenner untersucht werden kann. Die Anwendung ist weiters beschränkt auf Flammen, welche im Bereich des sichtbaren Lichtes emittieren, da ein Teil der Verfahren auf der Detektion von Ausstrahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich beruht. Untersucht wurden ein radialsymmetrischer Diffusionsbrenner und ein Drallbrenner, welcher sich durch einen hohen Grad an Turbulenz und eine nicht symmetrische Geometrie der Verbrennungszone auszeichnet. Die Messungen fanden unter atmosphärischen Bedingungen statt, die Rohergebnisse mit MATLAB und IDEA, ein institutseigenes Programm zur Auswertung von Interferogrammen und zur tomografischen Rückprojektion, durchgeführt.

Den Beginn jeder Untersuchung an einer Flamme stellte eine Rekonstruktion des Eigenleuchtens dar. Integrale Werte der spezifischen Ausstrahlung eines bestimmten Radikals, in dem Fall das CH^* Radikal bei 430 nm, wurden aus mehreren Richtungen aufgenommen und so auf die dreidimensionale Verteilung rückgerechnet. Das Resultat war die Verteilung der Reaktionszonen in denen dieses Radikal gebildet wurde. Da das CH^* Radikal maßgeblich an der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen beteiligt ist, ist diese Verteilung somit ein guter Indikator, um auf die Wärmefreisetzung innerhalb der Flamme zu schließen. Im Falle des Diffusionsbrenners wurde bemerkt, dass in der Mitte des Brennstoffjets keine bzw. im Vergleich zur Randzone geringe Strahlung ausgeht. Diese Zone in der Mitte beginnt am Flammenfußpunkt, wird mit zunehmender Höhe kleiner, bis sie schließlich mit umgebenden heißen Abgasen und noch reagierenden Randbereichen im oberen Teil der Flamme verschmilzt. Dieses Verhalten ist ähnlich, vergleicht man eine Flamme, welche mit reinem Methan und eine, welche mit Methan-Stickstoff versorgt wird. Die Unterschiede treten im Grenzbereich zwischen Luft und Brennstoff auf und können aufgrund gleicher Kameraeinstellungen in puncto Intensität des Eigenleuchtens verglichen werden. Am Drallbrenner gestaltete sich diese Methode als schwieriger, da keine Rotationssymmetrie vorlag und nebenbei drei dieser Brenner in einer Linie angeordnet waren. Dennoch konnten mit Aufnahmen aus 6 Richtungen gute Ergebnisse erhalten werden, bei denen die Störung durch Artefakte noch tolerierbar war. Von großem Interesse sind dabei die Zonen, in denen es zu einer Überlappung und gegenseitiger Beeinflussung der Verbrennungszonen zweier Brenner kam.

Anschließend wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Bildserien des Verhaltens der Flamme gemacht. Die maximale Framerate betrug dabei 600 fps – es konnten also Frequenzen bis zu maximal 300 Hz aufgelöst werden. Dabei erwies sich die Darstellung der mittleren Intensitäten aufeinanderfolgender Bilder im Fourier-Raum als nützlich, um den Frequenzbereich mit der die Verbrennung fluktuierte einzuschränken. Bemerkte wurde dabei eine bevorzugte Frequenz um 30 Hz am Diffusionsbrenner und ein breites Spektrum am Drallbrenner, welches keine markante Frequenz größer als 30 Hz aufwies. In diesem

Spektrum zwischen 0 und 30 Hz konnten mehrere Peaks auffindig gemacht werden, bei welchen eventuell eine gezielte Anregung die Verbrennung verstärken könnte, eine Information, die für spätere Untersuchungen der Flamme-Flamme-Interaktion von Nutzen sein kann.

Eine Schlierenvisualisierung brachte an beiden Brennern zu Tage, dass der Einflussbereich heißer Verbrennungsgase sehr viel größer ist als jener, der sichtbaren Flamme. Besonders beim Drallbrenner ist zu sehen, wie heiße, nicht leuchtende Gase sich rasch zu Seite ausbreiten und aufsteigen. In der Mitte jeder Flamme werden diese Strukturen durch den Impuls des Jets mitgerissen, wohingegen zum Rand hin Konvektion eine immer größere Rolle spielt. Da die Temperatur weit außerhalb der Verbrennungszone gering ist, sinkt auch die Stärke des Auftriebes und die Frequenz nimmt ab, mit der von diesen Stellen Wirbel aufsteigen. Eine Bestätigung dessen findet sich auch durch Untersuchungen mit Laservibrometern. Durch teilweises Abblenden des Diaprojektors wurde erreicht, dass sowohl das Eigenleuchten als auch Schlieren auf demselben Bild zu sehen sind. Ein einfacher Größenvergleich ist ohne Bildbearbeitung möglich.

Mit Differentialinterferometrie konnten am Diffusionsbrenner die Dichteschwankungen und die mittlere Dichte in der Flamme festgestellt werden. Dabei wurde mit einem Laser kohärentes Licht durch Zonen unterschiedlicher Brechungsindizes beschleunigt bzw. verzögert. Diesen Unterschied, oder die Verkrümmung ebener Lichtwellenfronten konnten dargestellt werden, indem dieser Objektstrahl mit einem Referenzstrahl überlagert wurde. Die so erhaltenen Interferogramme wurden entsprechend ausgewertet und kalibriert. Zur Auswertung ist eine Filterung im Fourier-Raum notwendig, da die Information der Verzögerung der Lichtwellen sich durch eine Modulation des Trägerstreifensystems äußerte. Die Brechungsindex-Verteilung kann dann auf eine Verteilung des Phasenunterschiedes des Lichtes, bezogen auf Umgebungsbedingungen ausgedrückt werden. Über die Gladstone-Dale-Beziehung erhält man daraus die Dichte. Da diese Ergebnisse noch integraler Natur sind, wird abschließend eine Berechnung lokaler Werte vorgenommen. Der Radialsymmetrie wegen, konnte aus einer einzelnen Richtung die benötigte Information zu einer tomografischen Rückprojektion erhalten werden. Es stellte sich heraus, dass die Schwierigkeit der Differentialinterferometrie einerseits in der optimalen Einstellung des Trägerstreifensystems, andererseits in der exakten Bestimmung der Scherung zu Kalibrierzwecken bestand.

Der Drallbrenner wurde mit diesem Verfahren nicht untersucht, weil erstens Messungen aus mindestens 6 Richtungen erforderlich wären, um lokale Daten zu gewinnen und zweitens die Flamme für die Untersuchung mit den zur Verfügung stehenden Mitteln räumlich zu groß war.

Ein Großteil der Zeit wurde für die Messung von Dichteschwankungen mittels zweier Laservibrometer benutzt. Um über eine entsprechend hohe Genauigkeit, bzw. ein gutes Signal zu Rausch – Verhältnis zu erhalten wurde eine große Anzahl von Einzelspektren für bestimmte Messpunkte, entweder entlang einer Linie oder auf einem zweidimensionalen Messraster gereiht, aufgenommen. In diesen Punkten kreuzten sich die Strahlen von zwei Laservibrometern unter einem Winkel von 90° . Da dieser Kreuzungspunkt garantierte, dass ein Bruchteil der Information, welche entlang des Strahles durch Dichteschwankungen und somit durch Schwankungen des optischen Weges von einem Vibrometer detektiert wurden, auch im Signal des zweiten Gerätes aufgezeichnet wurde, konnte mit Hilfe einer Korrelation dieser Anteil herausgefiltert werden. Gemittelt über eine große Anzahl an Einzelspektren kann als Ergebnis die Dichteschwankung angegeben werden. Die Besonderheit dieser Methode, die auf der Dissertation von Hampel (2005) beruht und dabei erstmals an einem nicht reaktiven Freistrahl getestet wurde, ist die Möglichkeit an beliebigen Punkten die

Größe der Dichtschwankung in einem schmalen Frequenzbereich angeben zu können. Die Messung liefert also orts aufgelöste und frequenz aufgelöste Daten. Beim Diffusionsbrenner wurden Linienscans sowohl normal auf, als auch entlang der Strahlachse durchgeführt. Das Maximum der tieffrequenten Schwankungen (0 - 30 Hz) tritt dabei, wie aus den Ergebnissen der Differentialinterferometrie ersichtlich, im Randbereich der Flamme auf. Schwache Dichtefluktuationen mit hohen Frequenzen sind bei 100 Hz und höher im Inneren des Jets zu erkennen.

Da am Drallbrenner keine Symmetrie vorliegt, ist ein Linienscan nicht ausreichend, um generelle Aussagen bezüglich des Verhaltens der Fluktuationen machen zu können. Ein flächendeckender Scan mit Rasterweite von 10 mm würde durchgeführt, die Darstellung erfolgte für bestimmte Frequenzen als Plot mit den Ortskoordinaten des Messfeldes auf Ordinate und Abszisse. Bei tiefen Frequenzen (bis 50 Hz) sind gerade zwischen den Flammenarmen starke Dichteschwankungen zu bemerken, welche ab 100 Hz nicht mehr zu sehen sind. Die vorherrschende Quelle von Fluktuationen ist dann an der Position zu finden, an der auch die tatsächliche Reaktion stattfindet, nämlich den drei Brennerarmen. Die theoretische Obergrenze, die Nyquist-Frequenz, beträgt etwa 20 kHz kann jedoch nicht im vollen Umfang ausgenutzt werden, da ab etwa 2000 Hz keine zuverlässigen Aussagen bezüglich Position der Schwankungen zulässig sind. Dies kann auf eine nicht ausreichende Anzahl von Samples zur Mittelung und auf die chaotische Natur des turbulenten Strahls zurückzuführen sein. An der Bestimmung einer Kalibrierfläche wird gearbeitet, um den Einfluss unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten und Wirbelgrößen zu kompensieren und schlussendlich absolute Werte für die Dichteschwankungen zu erhalten.

Der weitere Weg der eingeschlagen wird sieht den Betrieb drei dieser Drallbrenner in einer gemeinsamen Brennkammer vor. Durch bewusste Anregung soll die Verbrennung gepulst werden und durch einen optischen Zugang aus zwei Richtungen die Messung mit Laservibrometern ermöglicht. Weiters wäre eine tomografische Rekonstruktion des Flammenverhaltens IN der Brennkammer möglich, falls ein Weg gefunden wird, aus drei, jeweils normal zueinander stehenden Projektionsrichtungen, knapp aufeinanderfolgende Einzelprojektionen zu interpolieren. Es muss erwartet werden, dass die Verhältnisse und Strömungen in der Ummantelung nicht mehr denen im freien Betrieb ähnlich sind, somit kann auch nicht die Rekonstruktion aus *Kapitel 5.1* als repräsentativ für diesen Betriebszustand angesehen werden. Eine der ersten Untersuchungen die jedoch stattfinden soll ist eine einfache Schlierenvisualisierung, mit welcher man ein erstes qualitatives Bild der Verbrennung erhalten wird.

7. Literaturverzeichnis

Bauer, Helmbrecht (1991) Lasertechnik. 1. Auflage. - Würzburg: Vogel-Verlag

Dowling, Ann. P.; Morgans, Aimee S. (2005) Feedback Control of Combustion Oscillations. In: Annu. Rev. Fluid Mech., 37, S.151-82

Eichler Jürgen, Eichler Hans J. (2006) LASER - Bauformen, Strahlführung und Anwendung. 6. Auflage. - Berlin: Springer

Fontaneto, Fabrizio (2009) Laser Vibrometry for Local Density Fluctuations Analysis in a Diffusive Atmospheric Methane Flame. Graz, Technische Universität, Diplomarbeit

Gardiner W. C. jr.; Hidaka Y.; Tanzawa T. (1981) Refractivity of Combustion Gases. In: Combustion and Flame, 40S.213-219

Giacomazzi, E.; Troiani, G.; Giulietti E.; et al (2008) Effect of turbulence on flame radiative emission. In: Experiments in Fluids 44, S.557-564

Hampel, Bernd (2005) Ortsaufgelöste laseroptische Messungen von Dichtefluktuationen in turbinenrelevanten Gasströmungen. Graz, Technische Universität, Dissertation

Hampel, Bernd; Woisetschläger, Jakob (2006) Frequency- and space-resolved measurement of local density fluctuations in air by laser vibrometry. In: Measurement Science and Technology 17, S.2835-2842

Hardalupas, Y.; Orain, M. (2004) Local measurements of the time dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame. In: Combustion and Flame 139, S.188-207

Herman, Gabor T. (1980) Image Reconstruction from Projections - the Fundamentals of Computerized Tomography. New York: Academic Press

Hipp, Martin; Reiterer, Peter (2003) User Manual for IDEA 1.7 - Software for Interferometrical Data Evaluation. Graz, Technische Universität, Institut für Experimental-Physik

Hipp, Martin; Reiterer, Peter; Woisetschläger, Jakob; et al: Application of Interferometric Fringe Evaluation Software at Technical University Graz. Graz, Technische Universität, Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik

Hipp, Martin; Woisetschläger, Jakob; Reiterer, Peter; et al (2004) Digital evaluation of interferograms. In: Measurement 36, S.53-66

Joos, Franz (2006) Technische Verbrennung – Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen. Berlin: Springer

Kawanabe, Hiroshi; Kawasaki, Kiyoshi; Shioji, Masahiro (2000) Gas-flow measurements in a jet flame using cross-correlation of high-speed-particle images. In: Meas. Sci. Technol. 11 S. 627–632

Köberl, Stefan; Fontaneto, Fabrizio; Giuliani, Fabrice; Woisetschläger, Jakob (2010) Frequency-resolved interferometric measurement of local density fluctuations for turbulent combustion analysis. In: Measurement science & technology 21, No.3

Lüke, Hans D. (1995) Signalübertragung - Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme. 6. Auflage. - Berlin: Springer

Lee, J. G.; Santavicca, D. A. (2003) Experimental Diagnostics for the Study of Combustion Instabilities in Lean Premixed Combustors. In: Journal of Propulsion and Power Vol.19, No.5

Mayrhofer, Norbert (2001) Optische Strömungsmessung in Turbomaschinen mit Laser-Interferometern. Graz, Technische Universität, Dissertation

Mayrhofer, Norbert; Woisetschläger, Jakob (2001) Frequency analysis of turbulent compressible flows by laser vibrometry. In: Experiments in Fluids 31 S.153-161

Merzkirch, Wolfgang (1987) Flow Visualisation. 2. Auflage. – Orlando: Academic Press

Oertel, Herbert, sen.; Oertel, Herbert, jun. (1989) Optische Strömungsmesstechnik. Karlsruhe: G. Braun

Philipp, Harald A. (1991) Der Einfluss der Strahlableitung bei der tomographisch-interferometrischen Bestimmung von Brechzahlverteilungen in Phasenobjekten. Graz, Technische Universität, Dissertation

Philipp, Harald; Neger, Theo; Jäger Helmut; et al (1992) Optical tomography of phase objects by holographic interferometry. In: Measurement Vol.10 S.170-181

Pretzler, G.; Jäger, Helmut; Neger, Theo (1993) High-accuracy differential interferometry for the investigation of phase objects. In: Meas. Sci. Technol. 4 S.649-658

Refractive Index of gases 2.5.7:
http://www.kayelaby.npl.co.uk/general_physics/2_5/2_5_7.html (29.10.2009)

Sachs, Lothar (1997) Angewandte Statistik – Anwendung statistischer Methoden. 8. Auflage.- Berlin: Springer-Verlag

Settles, Gary S. (2001) Schlieren and Shadowgraph Techniques. Visualizing Phenomena in Transparent Media. Berlin: Springer-Verlag

Vukicevic, Dalibor; Jäger, Helmut; Neger, Theo; et al (1989) Tomographic reconstruction of the temperature distribution in a convective heat flow using multidirectional holographic interferometry. In: Applied Optics Vol.28, No.8

Wallace, John M.; Hobbs, Peter V. (2006) Atmospheric Science – an Introductory Survey. 2. Auflage. - Amsterdam: Elsevier

Woisetschläger, Jakob (2006) Experimental Investigation of Flame-Flame Interaction in Gas-Turbine Model Combustors with Forced Flow Instabilities. Graz, Technische Universität, Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik

Woisetschläger, Jakob; Pretzler, G.; Jericha, H.; et al (1998) Differential interferometry with adjustable spatial carrier fringes for turbine blade cascade flow investigations. In: Experiments in Fluids 24 S.102-109

Woisetschläger, Jakob; Lang, H.; Hampel, Bernd; et al (2003) Influence of blade passing on the stator wake in a transsonic turbine stage investigated by particle image velocimetry and laser vibrometry. In: Proc. Instn. Mech. Engrs. Vol.217 Part A: J. Power Energy

Woisetschläger, Jakob: Laser in der Schwingungs- und Strömungsmeßtechnik, Graz, Technische Universität, Vorlesungsskriptum

Anhang A

Herleitung der Strahlablenkung in einem Dichtefeld

Gemäß dem Fermat'schen Prinzip

$$\delta \int n(x, y, z) ds = 0 \quad \text{mit} \quad ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (A.52)$$

welches besagt, dass Licht den Weg bevorzugt, auf den es zwei Punkten in der kürzesten Zeit verbindet, lässt sich folgender Satz an Differentialgleichungen ableiten (Merzkirch 1987 zit. nach Weyl 1954.):

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \left\{ 1 + \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{dx}{dz} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right\}, \quad (A.53)$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \left\{ 1 + \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{dy}{dz} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right\}. \quad (A.54)$$

Als Vereinfachung kann angenommen werden, dass die Ableitungen des Brechungsindex in alle Richtungen ungefähr gleich groß sind ($\partial n / \partial x \approx \partial n / \partial y \approx \partial n / \partial z$). Durch Beobachtung kann weiters davon ausgegangen werden, dass die Ableitung des Lichtstrahls bezüglich x und y, sprich der Winkel ε_x und ε_y sehr klein ist, ($dx/dz \approx dy/dz \ll 1$). Daraus resultiert der vereinfachte Satz an Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}. \quad (A.55)$$

Integriert man Gleichung (A.55) in z-Richtung von ζ_1 bis ζ_2 , die Grenzen zwischen denen sich ein Medium mit Brechungsindexgradienten befindet, und multipliziert das Integral mit der Entfernung l zum Schirm, erhält man die die Länge der Strecke QQ^* :

$$(QQ^*)_x = l \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz, \quad (QQ^*)_y = l \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (A.56)$$

$$\text{weil } (QQ^*)_x = l \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{d^2 x}{dz^2} dz = l \frac{dx}{dz} \Big|_{\zeta_1}^{\zeta_2} = l \left(\frac{dx}{dz} \Big|_{\zeta_2} - \frac{dx}{dz} \Big|_{\zeta_1} \right) = l \frac{dx}{dz} \Big|_{\zeta_2}. \quad (A.57)$$

Mit $\tan(\varepsilon_x) = \frac{(QQ^*)_x}{l}$, $\tan(\varepsilon_y) = \frac{(QQ^*)_y}{l}$ und für sehr kleine ε , folglich $\tan(\varepsilon) \approx \varepsilon$, erhält man:

$$\varepsilon_x = \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz, \quad \varepsilon_y = \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz. \quad (A.58)$$

Verwendet man nun die Gladstone-Dale Beziehung (für eine genaue Herleitung siehe Merzkirch 1987)

$$n - 1 = K\rho \quad (A.59)$$

und bezieht den Brechungsindex aus Gleichung (A.59) auf die Dichte, kommt man auf

$$\varepsilon_x = \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{1}{K\rho + 1} \frac{\partial(K\rho + 1)}{\partial x} dz \quad \text{und} \quad \varepsilon_y = \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{1}{K\rho + 1} \frac{\partial(K\rho + 1)}{\partial y} dz, \quad (A.60)$$

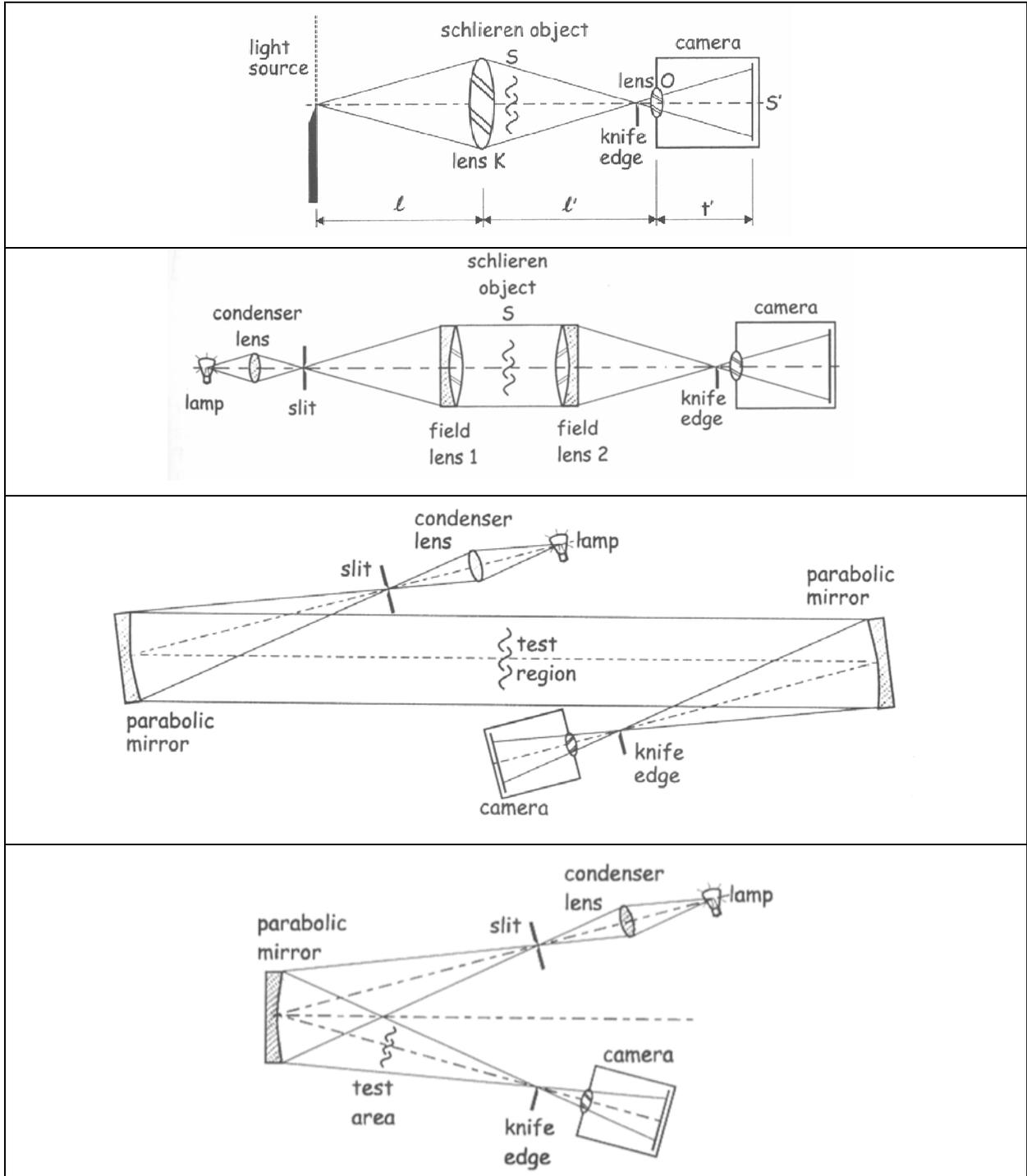
wobei die 1 im Nenner gegenüber $K\rho$ oft vernachlässigt werden kann. Eine weitere Vereinfachung kann erfolgen wenn angenommen wird, dass das Dichtefeld sich in z-Richtung nicht ändert ($n \neq n(z) \Rightarrow n = n(x, y)$) oder rotationssymmetrisch ist, da sich dann Gleichung (A.60) schreiben lässt als

$$\varepsilon_x = \frac{K}{K\rho + 1} \frac{\partial \rho}{\partial x} (\zeta_2 - \zeta_1) \quad \text{und} \quad \varepsilon_y = \frac{K}{K\rho + 1} \frac{\partial \rho}{\partial y} (\zeta_2 - \zeta_1). \quad (A.61)$$

(Oertel 1989)

Anhang B

Verschiedene Realisierungen eines Schlierenaufbaus



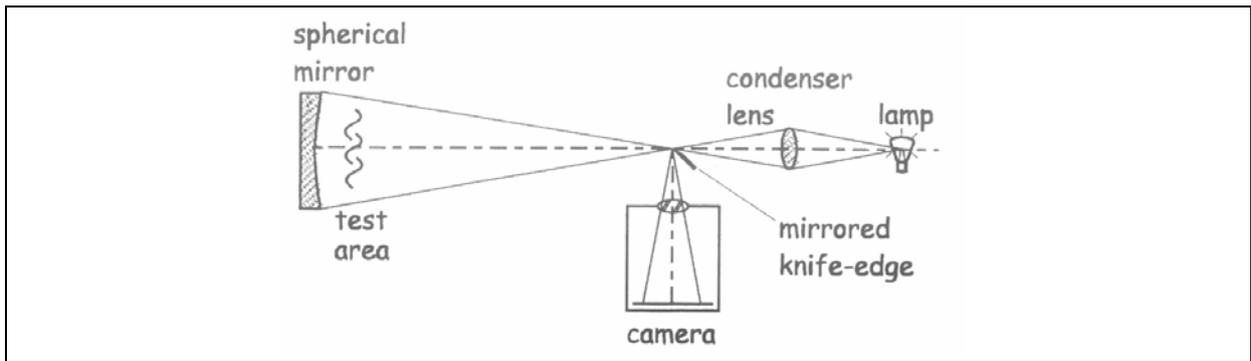


Abb. B.1 v.o.n.u.: Toeplers Schlierenaufbau mit einer Linse; Aufbau mit zwei Linsen; Aufbau in Z-Anordnung; Aufbau mit einem Spiegel; Aufbau mit einem Spiegel und Strahlteiler (Settles 2001).

Anhang C

Grundlagen der Interferometrie – Zusammenhang zwischen Intensität

Will man das Messprinzip mathematisch erfassen, beginnt man damit, für Objekt- und Referenzstrahl eine Beziehung zu finden, die die Intensität und optische Wegdifferenz miteinander in Beziehung setzt. Geht man davon aus, dass die Strahlteiler den einfallenden Lichtstrahl im Verhältnis 1:1 aufteilen, lässt sich anschreiben (Bauer 1991):

$$\text{Referenzstrahl:} \quad E_1 = E_1(t) = \frac{1}{2} E_0(t - \tau_i) \quad (A.62)$$

$$\text{Objektstrahl:} \quad E_2 = E_2(t) = \frac{1}{2} E_0(t - \tau_i - \tau_a) \quad (A.63)$$

$$\text{mit } \tau_a = \frac{2 \cdot \Delta z}{c} \quad (A.64)$$

Da E_1 und E_2 hier nicht für die Energie des Laserstrahls, sondern für den Wellenvektor des Lichtes stehen, bedeutet das, dass die Intensität I proportional dem Quadrat des Wellenvektors E ist. Der Index "0" bezieht sich auf den Strahl am Ausgang des Lasers, c steht für die Lichtgeschwindigkeit in der Messstrecke. τ_i bezeichnet die Zeitspanne, in der sich der Strahl im Interferometer befindet, τ_a die Zeitspanne in der ein Strahl das Interferometer verlässt. Die resultierende Intensität kann geschrieben werden als

$$I_0 \approx |E_0|^2. \quad (A.65)$$

Bei Überlagerung ergibt sich

$$E_{\text{res}} = E_1 + E_2 \quad (A.66)$$

und für den Betrag von E_{res} kann mit Hilfe des Cosinus-Satzes geschrieben werden

$$I_{\text{res}} \approx |E_{\text{res}}|^2 = |E_1 + E_2|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2 \cdot |E_1| \cdot |E_2| \cdot \cos(\Phi_1 - \Phi_2), \quad (A.67)$$

wobei die Phasendifferenz $\Phi_1 - \Phi_2$ der Strahlen davon abhängt, wie groß der Unterschied im zwischen Objekt- und Referenzstrahl im optischen Wege ist. Verändert man nun, von dieser Anfangsintensität ausgehend den optischen Weg im Objektstrahl, zum Beispiel durch eine Änderung der Länge $\Delta l_{\text{opt}} = n \cdot \Delta z$ erhält man eine neue Phasendifferenz.

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{alt}} - \Phi_{\text{neu}} &= \omega(t_{E_1} - t_{E_2}) = \omega((t - \tau_i - \tau_{\text{alt}}) - (t - \tau_i - \tau_{\text{neu}})) = \\ &= \omega(\Delta\tau_a) = 2\pi f \cdot \Delta\tau_a = 2\pi f \cdot \frac{2n\Delta z}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2n\Delta z = \end{aligned} \quad (A.68)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2\Delta l_{\text{opt}}$$

Eingesetzt in (A.67) erhält man wieder die Intensität

$$\begin{aligned} I_{\text{res}} &\approx \frac{1}{2}|E_0|^2 + \frac{1}{2}|E_0|^2 + 2 \cdot \frac{1}{2}|E_0| \cdot \frac{1}{2}|E_0| \cdot \cos\left(4\pi \cdot \frac{n\Delta z}{\lambda}\right) \\ &\approx |E_0|^2 \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \cos\left(4\pi \cdot \frac{n\Delta z}{\lambda}\right)\right). \end{aligned} \quad (\text{A.69})$$

Es bleibt noch anzumerken, dass, wenn sich der Weg (entspricht der Phase) des Objektstrahls mit konstanter Geschwindigkeit v ändert, das Vibrometer in der einfachsten Ausführung eine Intensitätsänderung mit der Frequenz

$$f = 2 \frac{\Delta z}{\Delta t \cdot \lambda} = 2 \frac{v}{\lambda} \quad (\text{A.70})$$

wahrnimmt (Woiseschläger, Vorlesungsskriptum).

Anhang D

Zusammenstellungszeichnungen

- 1) radialsymmetrischer Diffusionsbrenner
(Kawanabe 2000)

- 2) Drallbrenner: drei Brenner, montiert an einem Flansch mit aufgesetztem Liner
(Köberl Stefan)