

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer

Klaas Kunze

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR – INGENIEURS
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter H. Schnerr

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau

Die Dissertation wurde am 16.10.2003 bei der Technischen
Universität München eingereicht und durch die Fakultät für
Maschinenwesen am 26.01.2004 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Sie wurde von der Arbeitsgemeinschaft AG Turbo im Rahmen des Verbundprojektes „GuD-Kraftwerk, 500 MW auf einer Welle“ finanziell gefördert.

Dem Leiter des Lehrstuhls, Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer, danke ich dafür, mir diese Arbeit ermöglicht, mich auf dem Wege zu ihrem Abschluss angeleitet und mir wertvolle Unterstützung geleistet zu haben. Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau danke ich für die Übernahme des Co-Referates und Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Günter H. Schnerr für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfung.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei meinen Kollegen für die vielen aufschlussreichen Gespräche bedanken, die oft einen wichtigen Anstoß für mein weiteres Vorgehen gaben. Insbesondere möchte ich Herrn Dr.-Ing. Christoph Hirsch nennen, dessen Ideenreichtum mir so manches Hindernis im Verlaufe meiner Arbeit überwinden half.

Ein besonderer Dank gilt der mechanischen und der elektrischen Werkstatt des Lehrstuhls um Herrn Sieber und Herrn Strobl. Ohne ihren Einsatz und ihre tatkräftige Mitarbeit wäre es nicht denkbar gewesen, den aufwendigen Versuchsaufbau in der gegebenen Zeit herzustellen.

Meinen Eltern danke ich herzlich dafür, mir das Studium ermöglicht zu haben, ohne das diese Arbeit nicht hätte entstehen können, und auch dafür, mir in den Jahren dieser Arbeit ermutigend zur Seite gestanden zu haben.

Zuletzt und doch ganz zuerst möchte ich aber meiner lieben Ehegattin Clara Nancy danken, mir zusammen mit unseren Kindern Marco und Arian jederzeit liebevoll und geduldig die nötige moralische Unterstützung gegeben zu haben. Ihr möchte ich diese Arbeit widmen.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	1
1. Einleitung und Stand des Wissens	3
1.1 Einleitung und Zielsetzung	3
1.2 Zum Inhalt dieser Arbeit	6
1.3 Stand des Wissens	7
2. Theoretische Grundlagen und Vorüberlegungen	11
2.1 Akustik	11
2.1.1 Grundlagen der Schallausbreitung	11
2.1.2 Akustik in Ringgeometrien.....	14
2.1.3 Die Transfermatrixbetrachtung in der Akustik.....	17
2.2 Flammenstabilisierung und Drallbrenner.....	22
2.2.1 Flammenstabilisierung	22
2.2.2 Drallbrenner und Drallzahl.....	24
2.2.3 OH-Strahlungsemission von Erdgasflammen.....	29
3. Versuchsanlage und Messtechnik	33
3.1 Der TD1-Drallbrenner.....	33
3.2 Der Einzelbrennerversuchsaufbau	34
3.3 Auslegung der Ringbrennkammer	35
3.4 Versuchsaufbau	36
3.5 Komponentenauslegung und -auswahl	37
3.5.1 Brennkammer.....	37
3.5.2 Zündung, Flammen- und Temperaturüberwachung.....	39
3.5.3 Akustische Strömungsanregung.....	39
3.5.4 Anlagensteuerung	42

3.6	Messtechnik und Messwerterfassung.....	42
3.6.1	<i>Schalldruckmessung</i>	42
3.6.2	<i>Schallschnellemessung</i>	44
3.6.3	<i>OH-Strahlungsmessung</i>	45
3.6.4	<i>Messwerterfassung</i>	47
4.	Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen	49
4.1	Betriebsverhalten des Ringbrennkammeraufbaus.....	49
4.2	Experimentell ermittelte Schwingungsmoden bei Fremderregung ohne Verbrennung	55
4.3	Messung einer axialen Brennertransfermatrix	58
4.4	Messungen der Flammentransferfunktion	60
4.4.1	<i>Globale Messung der Wärmefreisetzungfluktuation</i>	60
4.4.2	<i>Von der globalen zur lokalen Messung</i>	63
4.4.3	<i>Definition der Begriffe Brennergrenznah- und -fernfeld</i>	66
4.4.4	<i>Lokale Messung der Wärmefreisetzungfluktuation</i>	66
4.5	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des OH-Eigenleuchtens	81
5.	Diskussion und Analyse der Ergebnisse	87
5.1	Eigenmodenbestimmung mit der Methode der finiten Elemente und Vergleich mit den experimentellen Resultaten	87
5.2	Erklärungsansätze für die Unterschiede zwischen der Einzel- und der Ringbrennerflamme.....	90
5.2.1	<i>Die stationäre Wärmefreisetzungverteilung</i>	90
5.2.2	<i>Der effektive Brennerdrall</i>	93
5.2.3	<i>Das Flammengrenznahfeld</i>	94
5.3	Flammenform bei Anregung in der ersten Umfangsordnung	96
6.	Zusammenfassung und Ausblick	99
6.1	Zusammenfassung der Resultate	99

6.2	Ausblick auf zukünftige Forschungsarbeiten.....	101
7.	Annex	103
7.1	Pilotierter Betrieb der Ringbrennkammer.....	103
7.1.1	<i>Betrieb der Ringbrennkammer unter Druck.....</i>	<i>103</i>
7.1.2	<i>Betrieb der Ringbrennkammer unter Atmosphärendruck</i>	<i>105</i>
7.2	Vergleich der gemessenen Flammentransferfunktionen mit Ergebnissen und Modellen aus der Literatur	106
7.3	Modalanalyse unter Berücksichtigung der mittleren Strömung	111
	Literatur	113

Formelzeichen

Zeichen	Einheit	Bezeichnung
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
c_p	J/kg K	spezifische isobare Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
d_h	m	hydraulischer Durchmesser
D	kg·m ² /s	Drehimpuls
f	1/s	Frequenz
F	-	Flammentransferfunktion
I	kg·m/s	Axialimpuls
k	1/m	Wellenzahl
K	-	Drallkorrekturfaktor
Ma	-	Machzahl
n	-	Interaktionsindex
p	Pa	Druck
p'	Pa	Schwankungsgröße des Drucks
P	W	Leistung
Pe	-	Pecletzahl
Q	W	Wärmefreisetzung
Q'	W	Schwankungsgröße der Wärmefreisetzung
r	m	Radius
R	J/kg K	Gaskonstante
Re	-	Reynoldszahl
S	-	Drallzahl
$S_{0,th}$	-	theoretische Drallzahl
Str	-	Strouhalzahl
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
u	m/s	axiale Geschwindigkeit
u'	m/s	Schwankungsgröße Axialgeschwindigkeit
v	m/s	radiale Geschwindigkeit
w	m/s	tangentiale Geschwindigkeit

<i>j</i>	rad	Phasenwinkel
<i>k</i>	-	Isentropenexponent
<i>l</i>	-	Luftzahl
<i>r</i>	kg/m ³	Dichte
<i>r'</i>	kg/m ³	Schwankungsgröße der Dichte
<i>t</i>	s	Verzugszeit
<i>w</i>	1/s	Winkelgeschwindigkeit
<i>G</i>	m ² /s	Zirkulation
<i>L</i>	m/s	laminare Flammengeschwindigkeit

Indizes

<i>0</i>	mittlere stationäre Größe
<i>i</i>	Zählindex
<i>ref</i>	Referenzwert

Abkürzungen

BD	Brennerdüse
BK	Brennkammer
CTA	Constant Temperature Anemometry
EBK	Einzelbrennkammer
FEM	Finite Elemente Methode
FTF	Flammentransferfunktion
PIV	Particle Image Velocimetry
RBK	Ringbrennkammer
TM	Transfermatrix
UV	Strahlung im ultravioletten Bereich
VK	Vorkammer

1. Einleitung und Stand des Wissens

1.1 Einleitung und Zielsetzung

Energie ist in den vergangenen Jahrzehnten zu einem kostbaren und knappen Gut geworden. In immer größerem Maße ist ein verantwortungsvoller und effizienter Umgang mit den auf der Erde vorhandenen Energieressourcen notwendig, zumal in einem Umfeld, in dem der globale Energiebedarf eher noch ansteigt. So wird für die kommenden 20 Jahre ein Anstieg des Weltenergieverbrauchs um etwa 42% prognostiziert, für die Weltstromerzeugung wird sogar von einem Anstieg von nahezu 90% ausgegangen [85].

Ein Anteil von etwa 80% des derzeitigen Energiekonsums der zivilisierten Welt wird dabei aus sogenannten nicht erneuerbaren Quellen wie Erdöl, Erdgas oder Kohle gespeist. Da es mittelfristig nicht realistisch ist, diesen Anteil nennenswert abzusenken, liegt die oberste Priorität darin, die fossilen Energieträger in einer möglichst effizienten Weise zu nutzen. Durch stetigen technischen Fortschritt hat seit dem Ende der 80er Jahre des 20. Jahrhunderts die Gasturbine ein Wirkungsgradniveau erreicht, durch das sie sich als die bevorzugte Variante zur Erzeugung elektrischer Energie aus fossilen Energieträgern etabliert hat, insbesondere für die Brennstoffe Erdgas und Dieselöl und in Verbindung mit einer Dampfturbine zur Nutzung der Abgaswärme der Gasturbine. Derart aufgebaute Kraftwerke werden Gas-und-Dampf-Kraftwerke (GuD) genannt und erreichen mittlerweile Wirkungsgrade von nahezu 60%.

Der Anteil des Erdgases am Weltenergieverbrauch betrug im Jahre 1998 etwa 21,2%, der Anteil an der Weltstromerzeugung etwa 16,3%. Bis zum Jahre 2020 wird ein Anstieg auf 24,5% des Weltenergieverbrauchs und auf 30,2% der Weltstromerzeugung vorhergesagt. Der Anteil des Erdöls am Weltenergieverbrauch wird nach dieser Vorhersage von 35,5% auf 31,4% abnehmen, sein Anteil an der Weltstromerzeugung wird von 9,6% auf 7,1% sinken. Da die Kohlegas- und Kohlestaubverbrennung in Gasturbinen noch wenig praktische Relevanz haben und sich die vorliegende Arbeit mit der Verbrennung in Gasturbinenbrennkammern befasst, wird der Kohleanteil am Weltenergieverbrauch und an der Weltstromerzeugung hier nicht weiter betrachtet. Allein die gasturbinenrelevanten

Energieträger Erdgas und Erdöl kommen jedoch schon auf einen Anteil von zusammen 37,3% der Weltstromerzeugung im Jahre 2020, was die Bedeutung des Gasturbinenwirkungsgrads für die Weltenergieserven und nicht zuletzt den Ausstoß von Treibhausgasen klar unterstreicht.

Das somit verständliche Streben der Gasturbinenhersteller, den Wirkungsgrad und die Leistung der Turbinen immer weiter zu steigern, hat dabei zu so manchem Zielkonflikt und gelegentlich auch zu gänzlich unerwarteten Schwierigkeiten geführt, deren eine die in dieser Arbeit betrachteten Verbrennungsinstabilitäten sind.

Der thermodynamisch konsequente Schritt der Anhebung der Brennkammertemperatur und somit der Anhebung der mittleren Temperatur der Wärmezufuhr wurde durch verbesserte Werkstoffe und Kühltechnologien begünstigt, führte aber bei der zunächst noch üblichen Diffusionsverbrennung in großräumigen Silobrennkammern zu ansteigenden Stickoxidemissionen. Stickoxid ist der einzige Luftschadstoff, der während der Verbrennung von Erdgas in Gasturbinen in nennenswertem Umfang entsteht, einmal abgesehen von dem unvermeidlichen Kohlendioxid. Der Übergang von der Diffusions- zur Vormischverbrennung war der erste Schritt zur Senkung der Stickoxidemissionen. Während bei der Diffusionsverbrennung der Brennstoff erst in der Brennkammer zugeführt wird, was Mischungseffekte, Zonen unterschiedlicher Brennstoffkonzentrationen und Temperaturspitzen hervorruft, wird bei der Vormischverbrennung der Brennstoff bereits vor dem Eintritt in die Brennkammer mit der Luft vermischt. Diese Maßnahme führt zu einer gleichmäßigen Brennstoffverteilung in der Brennkammer und einer Verbrennung ohne ausgeprägte Temperaturspitzen. In einem zweiten Schritt wurde das Problem der Verweilzeit in der Brennkammer behandelt, die ebenfalls die Stickoxidbildung während der Verbrennung beeinflusst. Im Interesse einer möglichst geringen Verweildauer in der Brennkammer wurde die Brennkammergeometrie von der siloförmigen auf eine ringförmige Bauform umgestellt, die durch die Fluggasturbinen inspiriert war.

Diese durch den Wirkungsgrad und die Schadstoffemissionen motivierten Modifikationen haben, wie sich aus den beschriebenen Entwicklungsschritten unschwer erkennen lässt, zu einer beträchtlich gestiegenen Wärmefreisetzung je Volumeneinheit in der Brennkammer geführt, die gleichzeitig auch räumlich stärker lokalisiert ist als zuvor. Im Zusammenhang mit den in Gasturbinen zur Stromerzeugung

generell verwendeten drallstabilisierten Brennern ist auf diese Art und Weise ein System Flamme-Brennkammer entstanden, das sensibel auf Störungen reagiert und zu Flammenrückschlägen und Verbrennungsschwingungen neigt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind letztere von besonderem Interesse. Sie entstehen bei geeignetem Zusammenwirken von Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen in der Brennkammer, die sich gegenseitig verstärken. Sowohl die Brennkammergeometrie als auch die Form und Lage der Flamme sind bei der Entstehung dieser Schwingungen von Bedeutung, deren Amplitude Ausmaße erreichen kann, die die Betriebssicherheit der Gasturbine gefährden und zu mechanischen Schäden führen können. Die Turbine kann eventuell nicht im vorgesehenen Leistungsbereich betrieben werden, so dass die vom Hersteller garantierten Leistungs- und Wirkungsgradwerte nicht erreicht werden, wodurch sowohl dem Turbinenbetreiber als auch dem Hersteller beträchtlicher wirtschaftlicher Schaden entsteht.

Bisher ist es nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich, Verbrennungsschwingungen in technischen Anwendungen theoretisch oder durch Simulationen vorherzusagen und somit schon in der Entwicklungsphase einer neuen Gasturbine gezielt auf eine schwingungsfreie Verbrennung hinzusteuern. Experimentelle Untersuchungen an realen Gasturbinen zur Stromerzeugung, deren Wellenleistungen im Bereich von 200 MW und mehr liegen, sind extrem kostspielig und aufwendig. Ein sinnvoller Zwischenschritt wäre gefunden, wenn sich zeigen ließe, dass die experimentelle Untersuchung eines einzelnen Brenners in einer Rohrbrennkammer ein ausreichendes Maß an Informationen bereitstellt, um das Verhalten mehrerer Brenner des gleichen Typs in einer Mehrbrenneranordnung wie der Ringbrennkammer vorherzusagen. Der Testaufwand für einen einzelnen Brenner wäre ungleich geringer, die Kosten- und Zeitersparnis immens.

An diesem Punkt setzt die vorliegende Arbeit an. Ein im Einzelversuch in einer Rohrbrennkammer charakterisierter, drallstabilisierter Vormischbrenner für Erdgas [24][66] soll in einer Ringbrennkammerkonfiguration eingesetzt und sein Verhalten in diesen beiden Einbausituationen verglichen werden. Aus den beobachteten Gemeinsamkeiten und Unterschieden sollen dann Rückschlüsse auf die Nutzbarkeit der am Einzelbrenner gewonnenen Ergebnisse in der Mehrbrenneranordnung gezogen werden.

1.2 Zum Inhalt dieser Arbeit

Ausgehend von der Aufgabenstellung soll zunächst ein kurzer Überblick zum Stand des Wissens der Untersuchungen von Verbrennungsschwingungen in Ringbrennkammern und der Bestimmung von Flammentransferfunktionen gegeben werden, aus dem sich insbesondere auch die Motivation dieser Arbeit ergibt. Es schließt sich eine Einführung in die Grundlagen der Akustik, des Verhaltens von drallstabilisierten Flammen und des OH-Eigenleuchtens von vorgemischten Erdgasflammen an, womit die Basis für die späteren Modalanalysen mit der Methode der finiten Elemente und die Messung und Analyse der Flammentransferfunktionen gelegt wird.

Der darauffolgende Abschnitt betrifft die Konzeption, die Auslegung und den Aufbau der Versuchseinrichtungen sowie deren Instrumentierung. Es wird ein bereits vorhandener Einzelbrennerprüfstand beschrieben und der Aufbau des Ringbrennkammerversuchs im Detail beleuchtet. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Beschreibung der multimodalen Strömungsanregung in der Ringbrennkammer und der verwendeten Messtechnik. Die Messergebnisse in den Bereichen der selbsterregten Schwingungen und der Flammentransferfunktionen an beiden Prüfständen werden sodann in kurz kommentierter Form dargestellt, wobei hier zunächst die Methodik der Messung, die Aufbereitung der Messdaten und die unmittelbar erkennbaren Unterschiede zwischen den Messreihen an der Einzel- und der Ringbrennkammer im Vordergrund stehen.

Die Diskussion der Ergebnisse im folgenden Abschnitt umfasst dann eine weitergehende Analyse der Messreihen, einen Vergleich der Messergebnisse mit FEM-Modalanalysen und stellt Interpretationsmöglichkeiten und erklärende Modellannahmen vor, wobei der Schwerpunkt wiederum auf der Erläuterung der Unterschiede zwischen der Einzel- und der Ringbrennkammer liegt. Die wesentlichen Resultate der Arbeit werden abschließend in zusammengefasster Form dargestellt.

Im Annex werden noch ergänzende Sachverhalte aufgeführt, die im Rahmen der Arbeit eine gewisse Bedeutung aufwiesen, aber keinen direkten Bezug zur Hauptaussage haben.

1.3 Stand des Wissens

Das Phänomen der verbrennungsinduzierten Druckschwingung ist grundsätzlich bereits seit über 200 Jahren bekannt. Im Jahre 1777 entdeckte Byron Higgins, dass eine Wasserstoff-Diffusionsflamme in einem Rohr unter bestimmten Bedingungen einen klaren Ton ähnlich dem einer Orgelpfeife erzeugte [30]. Es sollte aber noch weitere 100 Jahre dauern, bis Lord Rayleigh die erste theoretische Erklärung dieser Erscheinung gelang [72]. Sie bestand im wesentlichen in der Forderung, dass die Wärme der Luft zum Zeitpunkt größter Verdichtung zugeführt werden muss, damit die Schwingung angefacht wird. Dieses sogenannte Rayleigh-Kriterium basiert demnach auf einer Aussage über die Phasenlage der Druck- und der Wärme-freisetzungsschwingung in einer Flamme. Später wurde diese Idee von Putnam wieder aufgegriffen [69], der das sogenannte Rayleigh-Integral als eine notwendige Bedingung für das Auftreten einer selbsterregten Verbrennungsinstabilität formulierte:

$$\int_0^T \dot{q}(t) \cdot p(t) \cdot dt > 0 \quad (1.1)$$

Die Bedingung wird für eine gegebene Frequenz dann erfüllt, wenn die Phasendifferenz zwischen der Wärmefreisetzungsschwingung und der Druckschwingung kleiner als $\pm 90^\circ$ ist. Wie bereits bemerkt handelt es sich beim Rayleigh-Integral um eine notwendige und nicht um eine hinreichende Bedingung für das Aufklingen einer Verbrennungsinstabilität, da es lediglich besagt, dass durch die Verbrennung dem akustischen System Energie zugeführt wird. Diese Energiezufuhr muss aber zusätzlich größer als die Schalldämpfungs- und Abstrahlungsverluste des gesamten Brennkammersystems sein, damit die Schwingung angefacht werden kann und nicht gedämpft verläuft.

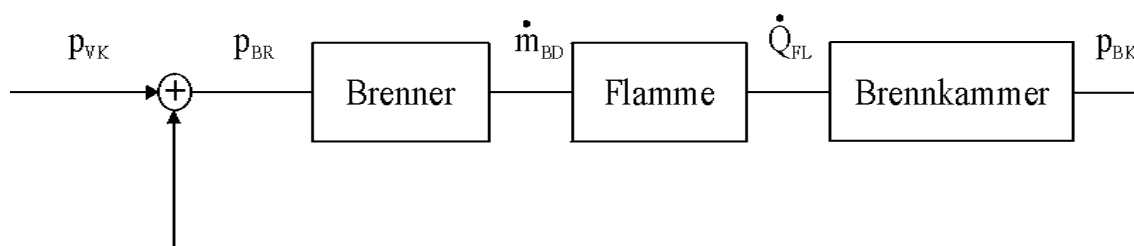


Abbildung 1.1 Regelungstechnisches Modell einer Feuerungsanlage [50]

Zur Stabilitätsanalyse des Gesamtsystems sind mehrfach regelungstechnische Ansätze gewählt worden, um das Schwingungsverhalten zu beschreiben (Lenz [50], Baade [3], Priesmeier [68]). Lenz beispielsweise unterteilt das Gesamtsystem in die Untersysteme Brenner, Flamme und Brennkammer (Abbildung 1.1), wobei eine zufällige kleine Druckstörung in der Brennkammer eine Massenstromänderung am Brenneraustritt hervorruft, die wiederum eine geänderte Wärmefreisetzung der Flamme und dadurch eine Änderung des Brennkammerdrucks bewirkt. Damit ist der Regelkreis geschlossen und kann bei entsprechender Beschreibung der einzelnen Elemente mit einem Kriterium aus der Regelungstechnik, etwa dem Nyquist-Kriterium, auf seine Stabilität hin überprüft werden. Deuker [19] konnte mit diesem Ansatz das Stabilitätsverhalten einer Rohrbrennkammer recht gut vorhersagen, wobei die untersuchte Flamme allerdings eine laminare Kegelflamme war, deren Übertragungsverhalten aufgrund ihrer Geometrie und Strömungsverhältnisse mit einem analytischen Modell erfasst werden konnte. Sattelmayer und Polifke [73][74] erweiterten das Nyquist-Kriterium für die speziellen Anforderungen akustischer Netzwerke, deren Elemente nicht alle analytisch bekannt sein müssen, und erreichen damit eine sehr hohe Qualität der Vorhersage instabiler Schwingungsmoden auch für komplexe Verbrennungssysteme.

Zur Übertragung der Methode auf eine Ringbrennkammergeometrie setzte Krüger [46][47] ein mehrfach verzweigtes Netzwerk eindimensionaler akustischer Elemente ein und konnte damit instabile Schwingungsmoden nachrechnen. Allerdings waren durch den Aufbau des Modells gekoppelte Moden nicht erfassbar. Diese Einschränkung konnten Evesque [22] und Stow [81] mit einem Modell aufheben, in dem sie die Brenner als eindimensionale und die Vor- und Brennkammerringe als mehrdimensionale akustische Übertragungsglieder definierten. Zu den gleichen Ergebnissen wie Evesque kam Pankiewitz [62] mit einer dreidimensionalen Simulation im Zeitbereich unter Anwendung der Methode der finiten Elemente. Er griff im Bereich der Reaktionszone auf ein Modell für die Wärmefreisetzung zurück, das auf einer Übertragungsfunktion von der Schallschnelle am Brenneraustritt auf den Energieumsatz in der Flamme basierte, und konnte zeigen, dass nur mit der Annahme einer nichtlinearen Übertragungsfunktion der Flamme ein Anwachsen der Verbrennungsinstabilität über alle Grenzen verhindert werden kann. Krebs [43] berücksichtigte in seinem FEM-Modell einer Ringbrennkammer nur die Brennkammer mit der experimentell ermittelten Brennerimpedanz als Randbe-

dingung am Brennkammereintritt. In späteren Arbeiten erwies sich jedoch, dass die volle Berücksichtigung der Brenner und der Vorkammer unverzichtbar ist, um alle instabilen Schwingungsmoden zu erfassen. Ein akustisches Netzwerkmodell einer Ringbrennkammer, mit dem auch die aktive Kontrolle einer Verbrennungsinstabilität dargestellt werden kann, zeigt Schuermans [77] und setzt eine experimentell ermittelte Flammenübertragungsfunktion ein, die ein Sättigungsverhalten aufweist. Ni schließlich stellt ein Modell vor, in dem auch unterschiedliche Brenner berücksichtigt werden können [59].

Bereits aus dem kurzen Überblick über einige der bisher veröffentlichten Arbeiten zum Themenbereich der Verbrennungsschwingungen in Ringbrennkammern wird deutlich, dass jedwede Modellierung des akustischen Schwingungsverhaltens eines beliebigen Verbrennungssystems die Kenntnis der Übertragungsfunktion der Flamme voraussetzt, weshalb diese auch bereits Gegenstand zahlreicher vorrangig experimenteller Untersuchungen war. Es seien in diesem Zusammenhang beispielhaft die Arbeiten von Becker [5], Büchner [14], Khanna [38], Lohrmann [52] und Straub [83] genannt, die an unterschiedlichen Brennern den Zusammenhang zwischen der akustischen Schnelle am Brenneraustritt und der Wärmefreisetzungsschwankung gemessen haben. Teilweise wurden aus den Ergebnissen auch analytische Modelle abgeleitet, auf die im Kapitel 7.2 dieser Arbeit noch weiter eingegangen werden wird.

All diese Messungen wurden ausschließlich an Einzelbrenneraufbauten durchgeführt. Beim Übergang zur Ringbrennkammer wurde dann in der Regel davon ausgegangen, dass sich das Flammenverhalten nicht ändert, da das System Brenner-Flamme als weiterhin eindimensionales Element betrachtet wurde, das die Verbindung zwischen der dreidimensionalen Vor- und Brennkammer herstellte. Die Gültigkeit dieser Annahme war aber keineswegs bestätigt, obwohl sie gerade für die industrielle Anwendung von großer Bedeutung wäre. Der Testaufwand für einen neuen Brenner ließe sich doch stark reduzieren, wenn sein Verhalten im Einzelprüfstand bestimmt und dann auf die Mehrbrennerkonfiguration übertragen werden könnte.

In der vorliegenden Arbeit wird daher zum ersten Mal ein Drallvormischbrenner in einer Einzel- und Ringbrennkammerkonfiguration vergleichend untersucht. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Bestimmung der Flammentransferfunktion.

2. Theoretische Grundlagen und Vorüberlegungen

Im Zusammenhang mit der Entstehung verbrennungsinduzierter Instabilitäten in Brennkammersystemen ist in erster Linie das Zusammenwirken der Brennkammerakustik mit dem dynamischen Flammenverhalten von Bedeutung, wobei die Flamme die Energie zur Anfachung einer Schwingung beiträgt, dabei aber geeignete akustische Verhältnisse vorfinden muss, um eine Instabilität überhaupt erst hervorrufen zu können.

2.1 Akustik

2.1.1 Grundlagen der Schallausbreitung

Für die theoretische Behandlung der Schallausbreitung in strömenden Fluiden wird von den Erhaltungsgleichungen für Masse (Gleichung 2.1), Impuls (2.2) und Energie (2.3) ausgegangen. Ihre Herleitung ist in den Büchern von Truckenbrodt [84] und von Bird, Stewart und Lightfoot [8] ausführlich dargestellt. Auftriebs- und Strahlungseinflüsse wurden dabei nicht berücksichtigt.

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{r} \vec{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\mathbf{r} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathbf{r} (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p - (\nabla \cdot \bar{\mathbf{t}}) \quad (2.2)$$

$$\mathbf{r} c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{r} c_p \vec{v} \cdot \nabla T = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p - (\nabla \cdot \vec{q}) - (\bar{\mathbf{t}} : \nabla \vec{v}) \quad (2.3)$$

In einem Fluid wird von Schallausbreitung gesprochen, wenn zeitabhängige Änderungen der Dichte auftreten, die ihrerseits mit ebenfalls zeitabhängigen Änderungen des Drucks, der Temperatur und der Geschwindigkeit der Fluidelemente einhergehen. Diese Änderungen sind im allgemeinen klein gegenüber den jeweiligen Mittelwerten der Zustandsgrößen und der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids. Wenn die Strömung im zeitlichen Mittel stationär ist, können die Strömungsgrößen Geschwindigkeit, Dichte und Druck daher in einen stationären Anteil, der das Strömungsfeld beschreibt, und einen instationären Anteil, der die Schallausbreitung beschreibt, zerlegt werden (Gleichung 2.4).

$$\begin{aligned}
 \vec{v} &= \vec{v}_0 + \vec{v}' \\
 \mathbf{r} &= \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}' \\
 p &= p_0 + p'
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Die instationären Anteile der Strömungsgrößen werden auch akustische oder Wechselgrößen genannt, wobei die Wechselgrößen von Druck und Geschwindigkeit oft auch als Schalldruck und Schallschnelle bezeichnet werden. Die Schallschnelle ist dabei die Schwankungsgeschwindigkeit eines Teilchens, das sich im zeitlichen Mittel stationär fortbewegt, und nicht zu verwechseln mit der Schallgeschwindigkeit, mit der sich die akustische Welle fortpflanzt.

Um nun zu einem grundlegenden Verständnis der Schallausbreitung anhand der zitierten Erhaltungsgleichungen zu gelangen, wird vorausgesetzt, dass das mittlere Strömungsfeld bekannt sei. Weiterhin wird angenommen, dass die akustischen Größen nach Gleichung 2.4 sehr viel kleiner sind als die stationären Größen, was für akustische Fragestellungen in der Regel der Fall ist. So lagen zum Beispiel die höchsten im Ringbrennkammerversuchsaufbau gemessenen Schalldrücke im Bereich von 5000 Pa (ca. 168 dB). Der in der Brennkammer im Mittel herrschende Atmosphärendruck war dabei immer noch um den Faktor 20 größer, so dass im Rahmen dieser Arbeit die getroffene Annahme zulässig ist. Sie führt nach dem Einsetzen der Größen aus Gleichung 2.4 in die Erhaltungsgleichungen 2.1, 2.2 und 2.3 dazu, dass Terme, in denen Produkte zweier akustischer Größen auftreten, vernachlässigt werden können. Es wird dann von linearer Akustik gesprochen.

Eine weitere wesentliche Annahme zur Vereinfachung der Erhaltungsgleichungen ist die Vernachlässigung der akustischen Anteile in den Termen, die Wärmeleitung und Reibung beschreiben. Dies ist gleichbedeutend mit einer dämpfungsfreien Betrachtung der Schallausbreitung, die angesichts der im allgemeinen schwachen Dämpfung innerhalb des Fluids jedoch zulässig ist. Im Bereich einer Wärmequelle, wie sie beispielsweise eine Flamme darstellt, wäre diese Annahme allerdings nicht weiter aufrecht zu erhalten. Die separate Bestimmung des Flammenübertragungsverhaltens und dessen Integration in das akustische Modell der Brennkammer stellt aber eine Möglichkeit dar, trotz des Vorhandenseins einer lokalen Wärmequelle mit einem vereinfachten Modell zu arbeiten.

Wenn nun unter Verwendung der genannten Vereinfachungen die zeitlich gemittelten Erhaltungsgleichungen für die Masse und den Impuls von den Gleichungen 2.1 und 2.2 subtrahiert werden, so ergeben sich für die akustischen Größen die Kontinuitätsgleichung 2.5 und die Impulsgleichung 2.6:

$$\frac{\partial \mathbf{r}'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{r}_0 \vec{v}') + \nabla \cdot (\mathbf{r}' \vec{v}_0) = 0 \quad (2.5)$$

$$\mathbf{r}_0 \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + \mathbf{r}_0 (\vec{v}_0 \cdot \nabla) \vec{v}' + \mathbf{r}_0 (\vec{v}' \cdot \nabla) \vec{v}_0 + \mathbf{r}' (\vec{v}_0 \cdot \nabla) \vec{v}_0 = -\nabla p \quad (2.6)$$

Unter der Voraussetzung der Reibungs- und Wärmeleitungsfreiheit für die akustische Bewegung und unter der zusätzlichen Annahme, dass die Fluidteilchen während einer akustischen Schwingungsperiode nur geringen Zustandsänderungen unterliegen, kann die Energieerhaltungsgleichung ersetzt werden durch die Näherung, dass die durch die Akustik verursachten Zustandsänderungen isentrop, also reibungsfrei und adiabat, verlaufen (Gleichung 2.7). Eine Einschränkung für die örtlichen Zustandsänderungen der stationären Strömung ist damit nicht verbunden, sie können durchaus auch nicht isentrop sein.

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_0} \right)^k \quad (2.7)$$

Diese Beziehung kann nun unter Einbeziehung von Gleichung 2.4 in eine Taylorreihe entwickelt werden. Im Rahmen der linearen Akustik darf sie nach dem ersten Glied abgebrochen werden.

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{p'}{p_0} = 1 + \mathbf{k} \frac{\mathbf{r}'}{\mathbf{r}_0} + \dots \quad (2.8)$$

Aus Gleichung 2.8 ergibt sich unmittelbar ein für die Akustik bedeutsamer Zusammenhang, in dem hier zum ersten Mal die Schallgeschwindigkeit c_0 erscheint:

$$p' = \mathbf{k} \cdot \frac{p_0}{\mathbf{r}_0} \cdot \mathbf{r}' = c_0^2 \cdot \mathbf{r}', \quad c_0 = \sqrt{\mathbf{k} \frac{p_0}{\mathbf{r}_0}} = \sqrt{\mathbf{k} R T_0} \quad (2.9)$$

Mit Gleichung 2.9 kann der akustische Anteil der Dichte aus den Gleichungen 2.5 und 2.6 eliminiert werden, so dass sich ein lineares, vollständig bestimmtes Gleichungssystem für den Schalldruck und die Schallschnelle ergibt:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{r}_0 \vec{v}') + \nabla \cdot \left(\frac{\vec{v}_0}{c_0^2} p' \right) = 0 \quad (2.10)$$

$$\mathbf{r}_0 \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + \mathbf{r}_0 ((\vec{v}_0 \cdot \nabla) \vec{v}') + (\vec{v}' \cdot \nabla) \vec{v}_0 + \frac{p'}{c_0^2} (\vec{v}_0 \cdot \nabla) \vec{v}_0 = -\nabla p' \quad (2.11)$$

Eine im Bereich der experimentellen Thermoakustik häufig anzutreffende Wellenform ist die eindimensionale ebene Welle, die immer dann in guter Näherung vorliegt, wenn der Querschnitt des Strömungskanals klein ist gegenüber der akustischen Wellenlänge. Munjal [56] gibt folgende Beziehung für die maximale Schwingungsfrequenz an, die er „cut-off-Frequenz“ nennt und bis zu der die Annahme eindimensionaler Rohrakustik zulässig ist:

$$f_{cut-off} = \frac{3,68 \cdot c_0}{2 \cdot \mathbf{p} \cdot d_h} \quad (d_h = \text{hydraulischer Durchmesser}) \quad (2.12)$$

Für den im Rahmen dieser Arbeit parallel zur Ringbrennkammer untersuchten Einzelbrenner ergibt sich daraus eine Grenzfrequenz von über 1000 Hz. Der für die Thermoakustik relevante Frequenzbereich liegt deutlich darunter, so dass für den Fall des Einzelbrenners die Gleichungen 2.10 und 2.11 unter der Annahme eindimensionaler Strömung und konstanter mittlerer Strömungsgrößen weiter vereinfacht werden können. Auf diese Möglichkeit wird im Rahmen der Einführung der Transfermatrixmethode noch eingegangen werden. Zunächst ist jedoch für die Ringbrennkammer die dreidimensionale Akustik in Ringgeometrien von vorrangigem Interesse.

2.1.2 Akustik in Ringgeometrien

In einem Ringkanal oder Ringspalt, wie er für eine Turbinenbrennkammer und auch für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau typisch ist, ist die Annahme ebener Wellen nicht mehr erfüllt. Die Beziehung 2.12 ergibt zwar für die Vorkammer der Versuchsringbrennkammer eine Grenzfrequenz von 360 Hz, im Versuch allerdings zeigte sich, dass die Annahme ebener Wellen sogar

schon oberhalb von 200 Hz versagt. Eine theoretische Betrachtung des Schallfelds in einem Ringspalt wie dem der Experimentalringbrennkammer muss daher auf jeden Fall mehrdimensional durchgeführt werden.

Zum besseren Verständnis der grundlegenden akustischen Effekte soll an dieser Stelle auf eine Vereinfachung zurückgegriffen werden, die in der Vernachlässigung der mittleren Strömung besteht. Sie führt immer dann zu einer noch akzeptablen Genauigkeit, wenn die stationäre Strömungsgeschwindigkeit im betrachteten Volumen klein gegenüber der lokalen Schallgeschwindigkeit ist. In der Versuchsbrennkammer treten die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten in der Brenneraustrittsdüse auf und betragen bis zu 40 m/s. Im Bereich der kalten Vorkammer bis zum Austritt aus dem Brenner kann eine Schallgeschwindigkeit von 340 m/s angenommen werden. Die resultierende maximale Mach-Zahl im Versuchsaufbau wäre dann $Ma_{\max} = 0,11$. An allen anderen Orten liegt die Mach-Zahl noch deutlich niedriger, weil entweder die Strömungsgeschwindigkeiten noch geringer sind (Vorkammer) oder weil die Schallgeschwindigkeit höher liegt (Brennkammer mit Verbrennung). Daher soll die Vernachlässigung der mittleren Strömung in erster Näherung als zulässig betrachtet werden. Die Gleichungen 2.10 und 2.11 vereinfachen sich dann folgendermaßen:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p'}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{r}_0 \vec{v}') = 0 \quad (2.13)$$

$$\mathbf{r}_0 \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + \nabla p' = 0 \quad (2.14)$$

Wenn nun noch Gleichung 2.13 nach der Zeit und Gleichung 2.14 nach dem Ort differenziert werden und zudem \mathbf{r}_0 als räumlich und zeitlich konstant betrachtet wird, dann kann die Schallschnelle aus dem Gleichungssystem eliminiert werden und es ergibt sich eine partielle Differentialgleichung für den Schalldruck.

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c_0^2 \cdot \Delta p' = 0 \quad (2.15)$$

Gleichung 2.15 ist eine dreidimensionale Wellengleichung für den Schalldruck. In gleicher Weise ließe sich auch eine Wellengleichung für die Schallschnelle ange-

ben. Der Zusammenhang zwischen Schalldruck und Schallschnelle lässt sich dabei durch geeignetes Umformen der Gleichungen 2.13 und 2.14 bestimmen und lautet:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -\mathbf{r}_0 c_0^2 \nabla \cdot \vec{v}' \quad (2.16)$$

Eine spezielle Lösung der Wellengleichung der Wellengleichung 2.15 kann mit einem Separationsansatz bestimmt werden, der eine zeitlich harmonische Schwingung zugrundelegt (Gleichung 2.17), wobei k eine zunächst beliebig wählbare Konstante ist.

$$p'(t, x_1, x_2, x_3) = \bar{p}'(x_1, x_2, x_3) \cdot e^{\pm i\omega t}, \quad (\omega = kc_0) \quad (2.17)$$

Eingesetzt in Gleichung 2.15 ergibt sich damit, dass der ortsabhängige Anteil des Schalldrucks die Helmholtzgleichung 2.18 erfüllen muss.

$$\Delta \bar{p}' + k^2 \bar{p}' = 0 \quad (2.18)$$

Soll nun das Schallfeld in einem geometrisch begrenzten Raum wie beispielsweise der Ringbrennkammer berechnet werden, so ergeben sich Lösungen nicht mehr für beliebige Werte der Konstanten k , sondern nur noch für allerdings unendlich viele diskrete Werte, die sogenannten Eigenwerte. Aus den Eigenwerten können wiederum die Eigenfrequenzen bestimmt werden. Jeder Eigenfrequenz ist dabei eine charakteristische Schwingungsform und Schalldruckverteilung zugeordnet, die sogenannte Eigenmode. Die Gesamtlösung ergibt sich als Linearkombination der Eigenmoden. In einfachen Zylinderringgeometrien lassen sich analytische Lösungen der Gleichung 2.18 angeben (Bronstein [13] und Walz [86]), für die aufwendigere Geometrie der Versuchsringbrennkammer musste ein numerisches Lösungsverfahren nach der Methode der finiten Elemente gewählt werden. Die Ergebnisse, die unter Zuhilfenahme des Programms FEMLAB errechnet wurden, werden im Kapitel 5.1 dargestellt. Auf die ebenfalls darstellbare Eigenwertanalyse unter Berücksichtigung der mittleren Strömung wird im Annex (Kapitel 7.3) noch kurz eingegangen.

2.1.3 Die Transfermatrixbetrachtung in der Akustik

In der Regelungstechnik werden Systeme, deren Verhalten zeitinvariant und linear ist, gerne durch sogenannte Transferfunktionen beschrieben, die als Quotient aus dem Ausgangssignal Y und dem Eingangssignal X des Systems gebildet werden und nur von der Frequenz abhängig sind (Gleichung 2.19). Die physikalischen Vorgänge innerhalb des Systems bleiben dabei unberücksichtigt, es wird daher oft als „*black box*“ beschrieben. Ohne dass das untersuchte System im Detail bekannt ist, kann seine Antwort auf standardisierte Eingangssignale, wie zum Beispiel den Einheitsimpuls $\mathbf{d}(t)$ oder die Sprungfunktion $h(t)$ analysiert und daraus die Transfer- oder Übertragungsfunktion F bestimmt werden.

$$F(\mathbf{w}) = \frac{Y(\mathbf{w})}{X(\mathbf{w})} \quad (2.19)$$

Die derart erhaltene in der Regel komplexwertige Transferfunktion kann dann in einem weiteren Schritt auf die Lage ihrer Pol- und Nullstellen hin untersucht werden, um eine Aussage über die Stabilität des Systems treffen zu können. Detailliertere Angaben dazu finden sich in der Fachliteratur, beispielsweise bei Kopacek [41]. Wird nun ein System betrachtet, das mehrere Eingangs- und Ausgangssignale aufweist, so kann in analog zur Transferfunktion eine Transfermatrix definiert werden, deren Elemente Transferfunktionen zwischen jeweils einer der Ein- und Ausgangsgrößen sind (Gleichung 2.20). Dabei wird wiederum vorausgesetzt, dass sich das System linear bezüglich seiner Eingangssignale verhält.

$$Y_i(\mathbf{w}) = \sum_{j=1}^n T_{ij}(\mathbf{w}) \cdot X_j(\mathbf{w}) \quad (2.20)$$

Eine Reihenschaltung mehrerer auch verschiedener Systeme, deren Transfermatrizen bekannt sind, wäre durch die Multiplikation ihrer Transfermatrizen darstellbar. Wenn also im Rahmen einer Brennkammeruntersuchung die thermoakustische Stabilität des Systems von Interesse ist und es gelingt, die einzelnen Elemente des Aufbaus durch Transfermatrizen abzubilden, so wird es möglich, eine Aussage über das mögliche Auftreten von Verbrennungsschwingungen zu treffen. Dabei werden üblicherweise der Schalldruck und die Schallschnelle als Aus- und Eingangssignale an den Systemgrenzen gewählt.

Für den Sonderfall der eindimensionalen Akustik ist die Anwendung des regelungstechnischen Ansatzes bereits seit langem bekannt und eingeführt. Ein typischer Anwendungsbereich sind die Abgasanlagen von Kraftfahrzeugen, in denen die Annahme eindimensionaler Akustik sehr gut erfüllt ist. Für typische Elemente solcher Anlagen, wie Rohrstücke, Querschnittsprünge, Diffusoren und Düsen, sind analytische Transfermatrizen für Anwendungen mit und ohne mittlere Strömung in der Literatur verfügbar (Munjaj [56]). Durch das geeignete Aneinanderreihen solcher Grundelemente lassen sich auch komplexere Geometrien, wie etwa die im Rahmen dieser Arbeit zu Vergleichsuntersuchungen herangezogene Einzelbrennkammer, mit zufriedenstellender Genauigkeit als akustisches Netzwerk modellieren. Wie Fischer [24] in seiner Arbeit zeigt, lassen sich mit dieser Methode die experimentell ermittelten Werte recht gut annähern, solange Rechnung und Experiment ohne Reaktion durchgeführt werden.

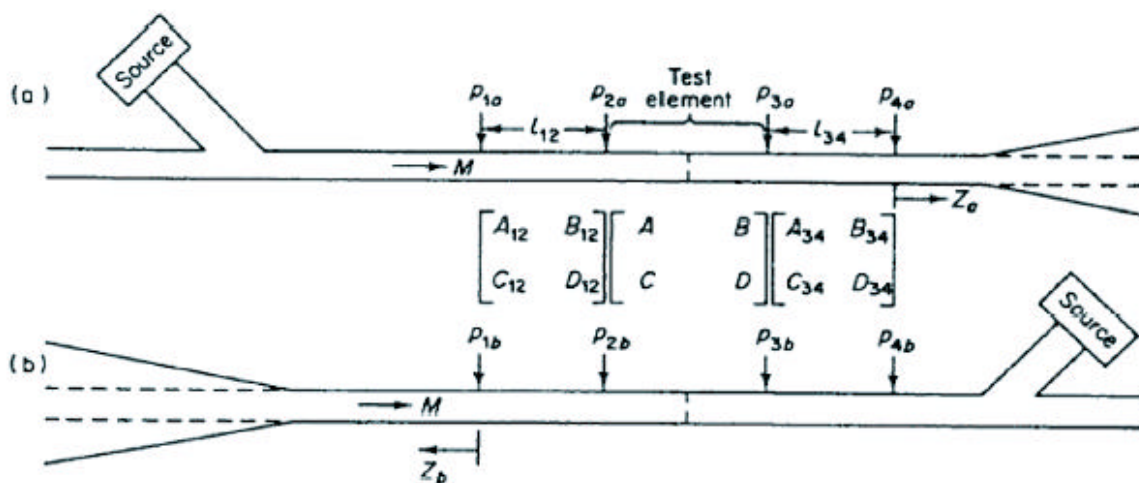


Abbildung 2.1 Die „Two-Source-Location“-Methode zur Bestimmung der Transfermatrix eines Testelements nach Munjal [56], (a) Anregung von stromauf, (b) Anregung von stromab

Die experimentelle Bestimmung von Schalldruck und Schallschnelle in einer Bezugsebene wird von Fischer über den bekannten Umweg der Schalldruckmessung mit Mikrofonen in zwei benachbarten Ebenen und der Annahme einer einfachen Rohrtransfermatrix zwischen den beiden Messstellen erreicht. Für die Bestimmung der vier Matrixelemente sind dabei zwei voneinander unabhängige Messungen erforderlich, die beispielsweise durch eine akustische Anregung zwei

verschiedenen Seiten des Testelements erfolgen kann (Abbildung 2.1). Dabei kann die geeignete Anordnung der Mikrofone und der Einsatz redundanter Messstellen das Messergebnis wesentlich verbessern. In der Literatur wird von der Zweimikrofon- bzw. der Multimikrofonmethode gesprochen.

Die Transfermatrixbestimmung nach dieser Methode ist allerdings sehr fehleranfällig und reagiert äußerst sensibel auf eine schlechte Qualität der Messwerte. Bei der Messung der Flammentransfermatrix am Einzelbrenner mit Flamme führt der Verbrennungslärm zu weiter verstärkten Störeinflüssen, die das Ergebnis nachhaltig beeinträchtigen und mit vertretbarem Aufwand auch nicht auszuschalten sind. Die bisher bekannten Verfahren, dennoch eine Transfermatrix mit Verbrennung zu erhalten, führen über die Bestimmung der Flammentransferfunktion, die zwischen der Eingangsgröße Schallschnelle am Brenneraustritt und der Ausgangsgröße Wärmefreisetzungsschwankung in der Flamme definiert ist. Die experimentelle Bestimmung dieser Größen ist mit erheblich geringerem Aufwand an Zeit und Messtechnik verbunden als die Bestimmung der akustischen Transfermatrix mit der Multimikrofonmethode.

Schuermans [78] leitet unter der Annahme einer eindimensionalen Strömung in einem idealen Gas mit einer Flamme von vernachlässigbarer Ausdehnung aus der gemessenen Flammentransferfunktion mit der Rankine-Hugoniot-Beziehung für Druck und Schnelle über die Flamme eine analytisch darstellbare Flammentransfermatrix her. In der Kombination mit einer ohne Verbrennung gemessenen Brennertransfermatrix kann daraus eine Transfermatrix für den Brenner mit Flamme bestimmt werden.

Die experimentell bestimmte Flammentransferfunktion ist auch eine wichtige Eingangsgröße für die Untersuchung der Stabilität der Verbrennung auf der Basis des Galerkin-Verfahrens. Es kommt sowohl für lineare als auch für nichtlineare Analysen zum Einsatz (Culick [18]).

Fischer [25] stellt mit dem Hybridverfahren zur Brennercharakterisierung eine weitere Methode zur Bestimmung der Flammentransfermatrix vor, in der die gemessene Transferfunktion in ein FEM-Modell der Brennkammer als Quellterm integriert wird (Abbildung 2.2). Dann wird eine Messung nach der Zweimikrofonmethode simuliert und anschließend mit derselben Methode ausgewertet, die

auch für die Messdaten zur Anwendung kommt. Diese Vorgehensweise ist zulässig, weil zuvor gezeigt wurde, dass das FEM-Modell für den Fall ohne Reaktion die experimentell gewonnenen Daten mit hoher Genauigkeit reproduzieren kann und das als Quellterm eingesetzte Flammenübertragungsverhalten experimentell ermittelt wird.

Die Ergebnisse aus dem Hybridverfahren waren vielversprechend, die Übertragung vom eindimensional betrachteten Einzelbrennerversuch auf den Ringbrennkammeraufbau mit seiner mehrdimensionalen Akustik ist allerdings in der vorliegenden Form nicht möglich. Die Zwei- oder Mehrmikrofonmethode zur Bestimmung von Schalldruck und -schnelle basiert wesentlich auf der Annahme eindimensionaler Akustik im Rohr.

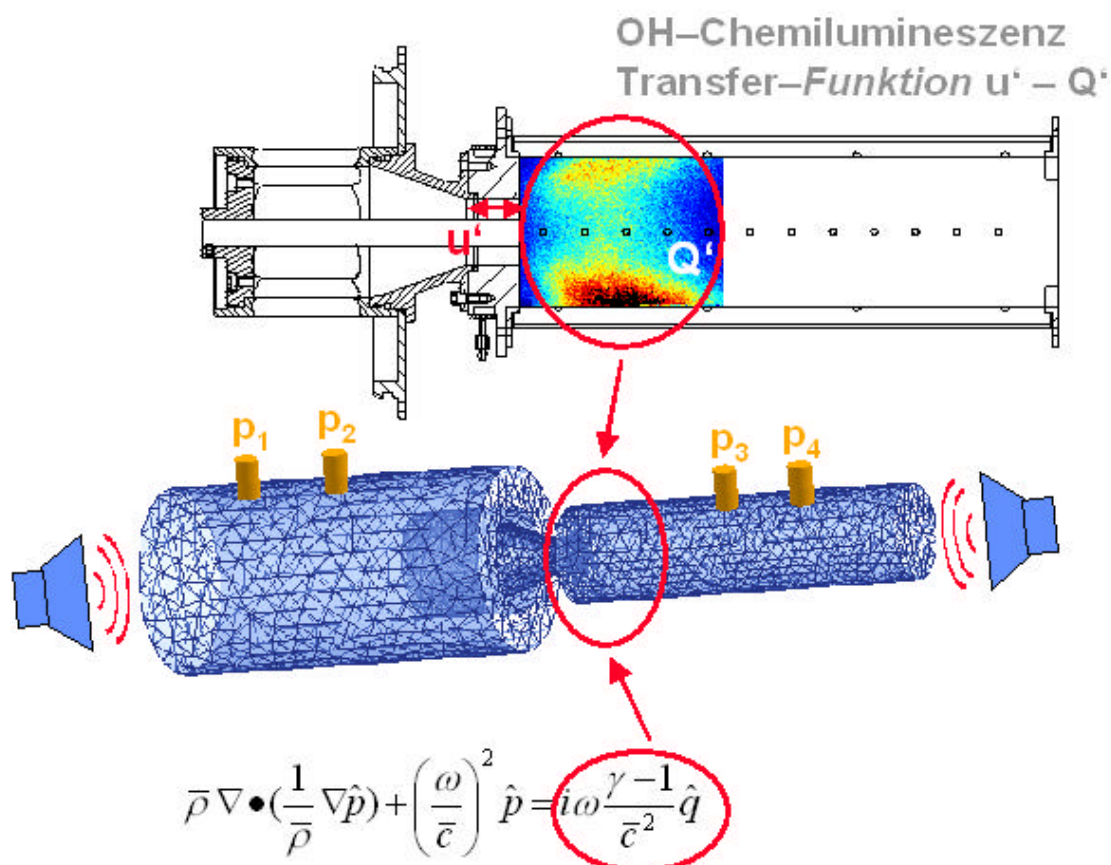


Abbildung 2.2 Schema des Hybridverfahrens. Die gemessene Flammen-transferfunktion wird als Quellterm im FEM-Modell berücksichtigt. Aus zwei voneinander akustisch unabhängigen Simulationen kann dann die Transfermatrix des Systems Brenner-Flamme bestimmt werden [25]

Schon im Fall der Ringbrennkammer ohne Reaktion muss die Methode in ihrer bisherigen Form notwendig versagen, sobald die Annahme der mehrdimensionalen Akustik nicht mehr erfüllt ist. Diese Behauptung wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit auch experimentell bestätigt (Kapitel 4.3). Immer dann, wenn das akustische Feld nicht mehr rein axial war, konnte keine sinnvolle eindimensionale Transfermatrix bestimmt werden. Eine Möglichkeit, diese Einschränkung zu umgehen, läge in der Modalzerlegung des akustischen Feldes auf eine vollständige Basis von Eigenvektoren, was zumindest theoretisch mit einer hinreichenden Anzahl von Messstellen denkbar wäre (Åbom [1]). Für jede Eigenmode würde dann eine separate Transfermatrix gebildet, wobei das Ergebnis für die axiale Komponente mit der Transfermatrix aus dem eindimensionalen Experiment zusammenfallen sollte. Allerdings haben FEM-Simulationen einer entsprechenden Versuchsanordnung, die von Pankiewitz [61] vorgenommen wurden, gezeigt, dass bereits in der idealen Umgebung eines numerischen Modells die Empfindlichkeit der Auswerteprozedur derart groß ist, dass im Experiment keine verwertbaren Ergebnisse zu erwarten waren. Auf weitere Untersuchungen in dieser Richtung wurde daher im Rahmen der vorliegenden Arbeit verzichtet.

Ein wichtiges Teilelement des Hybridverfahrens, die experimentelle Bestimmung der Flammentransferfunktion, lässt sich hingegen auch in der Ringbrennkammergeometrie durchführen, solange nur ein Brenner und eine Flamme zur Zeit betrachtet werden. Der Vergleich des auf diese Weise gewonnenen Flammenübertragungsverhaltens mit dem an der Einzelbrennkammer gemessenen sollte bereits wichtige Aufschlüsse über den Einfluss einer Mehrbrenneranordnung auf das Verhalten des einzelnen Brenners zulassen und bei gleichzeitiger experimenteller Bestimmung des akustischen Feldes auch Aussagen über die Wechselwirkungen zwischen den Umfangsschwingungen im Brennkammerring und der Flammendynamik ermöglichen. Der wesentliche Teil dieser Arbeit ist daher die vergleichende Bestimmung von Flammentransferfunktionen an einem Drallbrenner in einer Einzel- und einer Ringbrennkammer.

2.2 Flammenstabilisierung und Drallbrenner

2.2.1 Flammenstabilisierung

In einem brennbaren gasförmigen Gemisch, in welchem an wenigstens einem Ort die Zündtemperatur überschritten wird und in dem daher eine Verbrennungsreaktion stattfindet, breitet sich die Flammenfront mit einer bestimmten Geschwindigkeit relativ zum Gemisch aus. Diese Geschwindigkeit wird auch die Flammenfortpflanzungsgeschwindigkeit genannt und hängt von den Reaktionspartnern und den umgebenden Strömungsgrößen ab. Anschaulich wird klar, dass in gewisser Weise ein Gleichgewicht zwischen der Flammengeschwindigkeit und der Geschwindigkeit des nachströmenden Gemisches erforderlich ist, damit die Verbrennung an einem festen Ort ablaufen kann. In technischen Brennkammern, in denen unterschiedliche Lastfälle realisierbar sein müssen, wäre mit dieser vereinfachten Überlegung demnach nur ein einziger stabiler Lastpunkt möglich. Bei geringerem Gemischdurchsatz würde die Flamme stromauf wandern, was gemeinhin als Flammenrückschlag bezeichnet wird. Bei höherem Durchsatz würde die Flamme stromab aus der Brennkammer ausgetragen, ein als Ausblasen bekannter Vorgang. Dieses Verhalten ist in der Praxis nicht akzeptabel, weshalb Vorkehrungen getroffen werden, um beispielsweise die Verbrennung in der Brennkammer einer Turbine vom Start über das Hochlaufen bis hin zur Vollast in stabiler Art und Weise zu gewährleisten. Die Summe der Maßnahmen, welche erforderlich sind, damit die Verbrennungsreaktion unter veränderlichen Betriebsbedingungen an einem festen, vorherbestimmten Ort, in der Regel dem Brenneraustritt, stattfinden kann, wird allgemein unter dem Begriff „Flammenstabilisierung“ zusammengefasst.

Die Stabilität einer laminaren Vormischflamme lässt sich theoretisch beispielsweise durch einen halbempirischen Ansatz in Form der dimensionslosen Peclet-Zahl erfassen (Putnam [70], Lewis [51]):

$$Pe = C \cdot Pe_{\Lambda}^n \quad (2.21)$$

Dabei ist Pe die auf die Löschgeschwindigkeit bezogene Pecletzahl, die nach Gleichung 2.21 der n -ten Potenz (theoretisch ist $n = 2$) einer mit der laminaren Flammengeschwindigkeit gebildeten Pecletzahl Pe_L proportional ist. Die Lösche-

schwindigkeit ist als die maximale Strömungsgeschwindigkeit des Brennstoff-Luft-Gemisches definiert, bei der die Flamme gerade noch stabil brennt. Da die Peclet-Zahl das Verhältnis des Wärmetransportes durch Konvektion zum Wärmetransport durch Leitung darstellt, kann sie an der Löschgrenze physikalisch so gedeutet werden, dass dort der konvektive Abtransport der Wärme aus der Reaktionszone zu stark wird und zu einem Verlöschen der Flamme führt.

Wenn es nun aber gelingt, innerhalb der Hauptströmung eine Rückstromzone zu erzeugen, so entsteht durch den Gradienten zwischen der Geschwindigkeit in der Hauptströmung und der Geschwindigkeit in der Rückströmzone ein Gebiet starker Verwirbelung und niedriger mittlerer Geschwindigkeit, in dem die Bedingungen für eine stabile Verbrennung erreicht werden können. Eine solche Modifikation der Hauptströmung lässt sich beispielsweise durch einen Staukörper erreichen, der in seinem Nachlauf eine Rückströmung verursacht. Mit verschiedenen vereinfachten Modellen für die Strömungs- und Mischungsvorgänge hinter einem Staukörper erhielt Spalding [80] für die Stabilitätsgrenzen ebenfalls Gleichung 2.21 und zeigte, dass sich dieses Ergebnis auf durch Staukörper unterschiedlicher Form stabilisierte Vormischflammen ausweiten lässt. Zu ähnlichen Ergebnissen lässt sich auch unter Verwendung der von Zukoski [89] eingeführten kritischen Zündzeit gelangen, die als der Quotient aus der Länge L der Rückströmzone und der Gemischströmgeschwindigkeit c definiert wurde (Rawe [71]).

$$t \approx \frac{L}{c} \quad \text{bzw.} \quad t_{krit} \approx \frac{L}{c_{max}} \quad (2.22)$$

Unter Zündzeit wird dabei die Verweilzeit des unverbrannten Gemisches an der Berandung der Rückstromzone ($c = 0$) verstanden.

In der praktischen Anwendung liegt ein wichtiger Nachteil der Flammenstabilisierung durch einen Staukörper in der Tatsache, dass dieses Strömungshindernis sehr stark der Reaktionswärme ausgesetzt ist und deshalb entweder gekühlt oder aus einem hochgradig wärmebeständigen Material hergestellt werden muss. Die in Gasturbinenbrennkammern übliche Lösung ist daher, eine Rückströmzone in der Nähe des Brenneraustritts zu erzeugen, ohne dass dafür Einbauten in der Brennkammer vonnöten sind. Erreicht wird dies durch die aerodynamische Maßnahme, dem zuströmenden Gemisch beim Eintritt in die Brennkammer einen Drall aufzu-

prägen. Eine Adaption des auf der Peclet-Zahl basierten Stabilitätsmodells auf drallbehaftete Strömungen gibt Hoffmann [35], der damit ein sehr allgemein gültiges Kriterium definiert.

2.2.2 Drallbrenner und Drallzahl

Die Flammenstabilisierung durch einen Drallwirbel am Brenneraustritt wird in erster Linie durch die Rückströmzone erreicht, die für den Drallbrenner charakteristisch ist und zu einer Rezirkulation heißer Abgase innerhalb der Flamme führt. Zum besseren Verständnis dieser Vorgänge sollen an dieser Stelle die grundlegenden Eigenschaften verdrallter Strömungen kurz dargelegt werden.

Im Zylinderkoordinatensystem (x, r, \mathbf{j}) lässt sich das Strömungsfeld einer Drallströmung durch die Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf die Einheitsvektoren des Koordinatensystems in die Axialkomponente u , die Tangentialkomponente w und die Radialkomponente v zerlegen. Dabei soll die x -Achse zugleich die Symmetrieachse des Drallwirbels sein. Die Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit w über die radiale Richtung r wird dann als Wirbelform bezeichnet. Durch das Produkt $\mathbf{G} = w \times r$ wird dabei der lokale Drehimpuls oder die lokale Zirkulation der Strömung beschrieben. Mathematisch werden die Wirbelformen oft durch die Annahme idealisierter Verteilungen modelliert. Die einfachste Wirbelform wird durch den Starrkörperwirbel beschrieben, der mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert. Die Tangentialgeschwindigkeit nimmt dann proportional zum Radius zu.

$$w(r) = K_1 \cdot r ; \quad \Gamma(r) = K_1 \cdot r^2 \quad (2.23)$$

Diese Wirbelform wird beispielsweise von Tangential-Drallerzeugern ohne anschließende Verjüngung des Strömungskanals erzeugt. Eine weitere idealisierte Wirbelform ist der Potentialwirbel, der eine hyperbolische Tangentialgeschwindigkeitsverteilung und dadurch über den Radius eine konstante Zirkulation aufweist.

$$w(r) = \frac{K_2}{r} ; \quad \Gamma(r) = K_2 \quad (2.24)$$

Auf der Achse ergäbe sich für den Potentialwirbel allerdings eine unendliche Tangentialgeschwindigkeit, woraus deutlich wird, dass reine Potentialwirbelströmungen in der Natur nicht vorkommen können. Die Ursache der Singularität für $r = 0$ liegt in der Annahme der Reibungsfreiheit, die Potentialströmungen zugrunde liegt. Sobald eine auch nur geringfügige Viskosität des Mediums vorausgesetzt würde, ergäben sich im Zentrum des Wirbels unendlich hohe Schubspannungen, so dass an dieser Stelle die Vernachlässigung der Reibung nicht mehr zulässig wäre. In realen Wirbelströmungen spielt tatsächlich in Achsnähe die Reibung eine entscheidende Rolle, was zur Ausbildung eines Starrkörperwirbelkerns führt, der im Außenbereich in einen Potentialwirbel übergeht. Das Modell des allgemeinen Rankine-Wirbels stellt eine Beschreibung dieser Wirbelform mit einem unstetigen Übergang zwischen dem Starrkörper- und dem Potentialwirbelbereich dar, wobei der Übergang zwischen beiden Wirbelformen bei $r = r_I$ stattfindet.

$$w(r) = w_{\max} \cdot \left(\frac{r}{r_I} \right)^{-m} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} m = -1 & \text{für } 0 \leq r \leq r_I \\ 0 \leq m \leq 1 & \text{für } r > r_I \end{cases} \quad (2.25)$$

Im Außenbereich ergibt sich mit dem Exponenten $m = 1$ ein wahrer Potentialwirbel. Bei zunehmendem Reibungseinfluss in der Außenströmung wird der Exponent jedoch kleiner und nimmt für eingeschlossene Drehströmungen Werte zwischen 0,4 und 0,8 an (Lang [48]). Der Burgers- oder Oseen-Wirbel fußt prinzipiell auf der gleichen Annahme wie der Rankine-Wirbel, weist allerdings einen stetigen Übergang zwischen einer Festkörper- und einer näherungsweise Potentialwirbelströmung auf.

$$w(r) = \frac{\Gamma_0}{r} \cdot \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{r}{r_I} \right)^2 \right) \right); \quad \Gamma(r) = \Gamma_0 \cdot \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{r}{r_I} \right)^2 \right) \right) \quad (2.26)$$

Dabei ist Γ_0 die Zirkulation für $r \rightarrow \infty$ und r_I wiederum der charakteristische Radius für den Übergang vom Starrkörper- zum Potentialwirbel. Rankine- oder Burgerswirbel ergeben sich näherungsweise stromabwärts von Radialschaufelgittern und bei Drallerzeugern mit einer stromab gelegenen Verjüngung des Strömungsquerschnitts (Schmid [76], Hillemanns [31], Hoffmann [35]). Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte TD1-Brenner entspricht dem letztgenannten Typ.

In rotationssymmetrischen Wirbelströmungen, in denen die Schwerkraft eine vernachlässigbare Rolle spielt, kann durch eine radiale Kräftebilanz am Stromfaden ein Gleichgewicht zwischen den Flieh- und den Druckkräften aufgestellt werden (Schlichting [75], Zierep [88]).

$$\frac{w^2}{r} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.27)$$

Der Druckgradient in radialer Richtung ist positiv, solange die Tangentialkomponente der Geschwindigkeit größer als null ist, so dass sich auf der Achse der Wirbelströmung ein Gebiet niedrigen Drucks bildet. Durch turbulenten Austausch des Drallstrahls mit der Umgebung nimmt die Tangentialgeschwindigkeit zudem in axialer Richtung ab, was zu einem positiven Druckgradienten auch in dieser Richtung führt. Der Anstieg in Strömungsrichtung des Drucks im Strahlinneren kann ab einer bestimmten Drallstärke den Axialimpuls der Strömung im Achsbereich kompensieren und eine Richtungsumkehr der Strömung verursachen. Diese Ausbildung einer zentralen Rückströmzone in einem Drallwirbel wird auch als Wirbelaufplatzen oder „vortex-breakdown“ bezeichnet und ist zum Beispiel bei Maier [53] sehr anschaulich dargestellt.

Um die Drallintensität quantitativ beschreiben zu können, hat sich in der technischen Anwendung die Drallzahl S durchgesetzt, weil sie am besten die Wirkung des Dralls auf die Grundströmung beschreibt. Sie wird allgemein als das Verhältnis von Drehimpulsstrom zum Produkt aus Axialimpulsstrom und einer charakteristischen Länge R_0 gebildet.

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I}_{ges} \cdot R_0} \quad (2.28)$$

Dabei ist der Drehimpulsstrom:

$$\dot{D} = 2\mathbf{p} \int_0^{\infty} \left[r (u_0 w_0 + \overline{u'w'}) \right] r^2 dr \quad (2.29)$$

und der Axialimpulsstrom:

$$\dot{i}_{ges} = \dot{i} + P = 2\rho \int_0^{\infty} \left[(p - p_{\infty}) + r(u_0^2 + \overline{u'^2}) \right] r dr \quad (2.30)$$

Als charakteristische Länge R_0 wird oft der innere Radius der äußeren Brennerdüse verwendet. In den meisten für die Praxis relevanten Fällen können die turbulenten Anteile in den Gleichungen 2.29 und 2.30 allerdings vernachlässigt werden, woraus sich dann die Definition der effektiven Drallzahl ergibt:

$$S_{eff} = \frac{\int_0^{\infty} r u_0 w_0 r^2 dr}{R_0 \int_0^{\infty} \left[(p - p_{\infty}) + r u_0^2 \right] r dr} \quad (2.31)$$

Da der Axialimpulsstrom und der Drehimpulsstrom in der Hauptströmungsrichtung Erhaltungsgrößen sind, ist auch die Drallzahl eine Erhaltungsgröße und nicht zuletzt deshalb eine sinnvolle Art, die Drallstärke zu charakterisieren. Die experimentelle Bestimmung der Integrale aus Gleichung 2.31 ist jedoch sehr aufwendig, da Feldmessungen sowohl der Geschwindigkeitskomponenten als auch des Drucks erforderlich sind. Häufig wird daher auf eine vereinfachte Definition für die Drallzahl zurückgegriffen, die statt des Gesamtaxialimpulsstroms einen volumetrisch gemittelten Axialimpulsstrom am Brenneraustritt berücksichtigt:

$$S_0 = \frac{\dot{D}}{\dot{i}_0 R_0} \quad \text{mit} \quad \dot{i}_0 = \frac{\dot{M}_0^2}{r_0 A_0} \quad (2.32)$$

Wenn schließlich auch noch der Drehimpulsstrom unter der Annahme rechteckiger Geschwindigkeitsprofile und reibungsfreier Strömung aus der Geometrie des Drallerzeugers bestimmt wird, so ergibt sich die theoretische Drallzahl:

$$S_{0,th} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{i}_0 R_0} \quad (2.33)$$

Für den TD1-Drallbrenner, der Gegenstand dieser Arbeit ist (siehe Kapitel 3.1), errechnete Kiesewetter [39] eine theoretische Drallzahl in Abhängigkeit der freien Länge der Zuströmschlitzes des Drallerzeugers l_s , der Düsenaustrittsfläche A_D und des äußeren Radius der Austrittsdüse r_{aD} des Brenners:

$$S_{0,th} \approx 0,364 \cdot \frac{A_D}{r_{aD} l_S} \quad (2.34)$$

Für theoretische Drallzahlen $S_{0,th} < 1$ erhält er eine gute Übereinstimmung mit der numerischen Simulation. Für höhere Drallzahlen reicht die innere Rückströmzone des Brenners dann in die Brennerdüse hinein und setzt so den tatsächlichen Drall hinab, was sich tendenziell auch im Experiment am TD1-Brenner bestätigt. Die in der vorliegenden Arbeit experimentell untersuchten Brennerkonfigurationen wiesen theoretische Drallzahlen von 0,6 und 1,2 auf, wobei die höhere aufgrund des erwähnten Rückströmeffektes in der Realität nicht erreicht werden dürfte.

Fischer [24] schließlich wies am selben Brenner nach, dass sowohl für die Flamenttransferfunktion als auch für die Brennertransfermatrix die Drallzahl S der Parameter mit dem höchsten Einfluss ist, demgegenüber Variationen im Brennerdurchsatz und in der Luftzahl eine wesentlich geringere Bedeutung haben.

Beim Übergang von der Einzel- auf die Mehrbrennerkonfiguration ist daher dem Einfluss auf die Drallzahl besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Unmittelbar am Brenneraustritt kann es zunächst noch keinen Unterschied geben, da bis dorthin nur die Geometrie des Brenners bestimmend ist, solange eventuelle Rückwirkungen des Strömungsfeldes in der Brennkammer auf den Brenner vernachlässigt werden. Diese Annahme ist zwar nicht exakt, kann in einer ersten Näherung aber als zulässig betrachtet werden. Der entscheidende Unterschied ergibt sich ohnehin erst in der Brennkammer. Während die Einzelbrennerflamme auf allen Seiten von festen Wänden umgeben ist, interagieren die Ringbrennkammerflammen auf zwei Seiten mit den benachbarten Flammen. In der Scherschicht zwischen den gleichsinnig rotierenden Drallwirbeln findet eine intensive turbulente Mischung statt, die im Ergebnis zu einem in axialer und in radialer Richtung stärkeren Abbau des Drallimpulsstroms führt als in der Einzelbrennkammer. Der bei isolierter Betrachtung einer Ringbrennkammerflamme tatsächlich wirksame Drall, der ja durch den Gradienten der Umfangsgeschwindigkeit vom Zentrum zum Rand des Drallstrahls das Druckfeld erst erzeugt, welches zur Ausbildung der Rückströmzone führt, ist dadurch geringer und führt zu einem entsprechend modifizierten Strömungsfeld.

Es soll daher ein Korrekturfaktor für den effektiven Drall in der Ringbrennkammer eingeführt werden, der aus den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen abgeschätzt werden wird (Gleichung 2.35):

$$S_{eff, RBK} = K_{RBK} \cdot S_{EBK} \quad \text{mit} \quad K_{RBK} < 1 \quad (2.35)$$

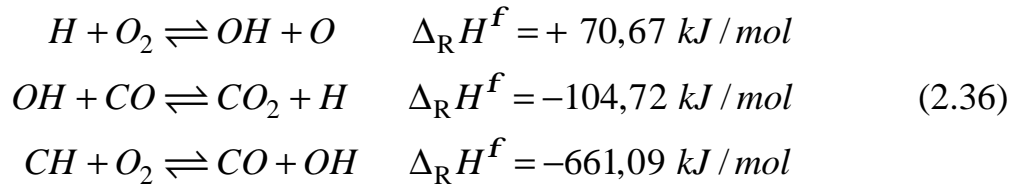
Der Korrekturfaktor K_{RBK} sollte ausschließlich von der Brennkammergeometrie abhängen. Demnach müssten im Experiment der Einzel- und der Ringbrennkameraufbau genau dann vergleichbare Ergebnisse für die Flammentransferfunktion liefern, wenn ihre nominellen Drallzahlen die Gleichung 2.35 erfüllen.

2.2.3 *OH-Strahlungsemission von Erdgasflammen*

Für die experimentelle Bestimmung der bereits im Abschnitt 2.1.3 erwähnten Flammentransferfunktion ist es von Bedeutung, die momentane Wärmefreisetzung in der Flamme quantitativ und mit hoher zeitlicher Auflösung erfassen zu können. Dazu wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die OH-Strahlungsmesstechnik angewendet, die in der Messung der ultravioletten Strahlung der Flamme im Wellenlängenbereich von 307 nm mittels eines geeigneten Sensors besteht.

Büchner [14] hat in seiner Arbeit sehr detailliert dargestellt, unter welchen Bedingungen die Anwendung der OH-Strahlungsmesstechnik zur Untersuchung des dynamischen Flammenverhaltens sinnvoll ist und welche Einschränkungen dabei zu beachten sind. An dieser Stelle soll daher nur ein Überblick über die Messmethode gegeben werden.

Bei der als Verbrennung bezeichneten Reaktion von Kohlenwasserstoffen mit dem Luftsauerstoff entstehen sehr reaktive Radikale, die ihrerseits stabile Kohlenwasserstoffmoleküle angreifen und dadurch den Fortgang der Reaktion bewirken. Die wichtigsten Reaktionen, die zur Entsehung der H, O und OH-Radikale und damit zum Abbau der Kohlenwasserstoffe führen, sind nach Becker [4] und Dixon-Lewis [20] durch folgende drei Reaktionsgleichungen beschrieben:



Najm [57] veröffentlichte eine detailliertere Darstellung der Oxidation von Methan in einem Reaktionsdiagramm (Abbildung 2.3), in dem sich die unterschiedlichen Schritte der Reaktion nachvollziehen lassen und das auch als Grundlage für die weitere Untersuchung der Bildungsmechanismen von OH-Radikalen gedient hat. Eine weitergehende Übersicht über die Literatur zum Thema der Chemilumineszenzmessung als Methode zur Bestimmung der Wärmefreisetzung findet sich auch bei Fischer [24].

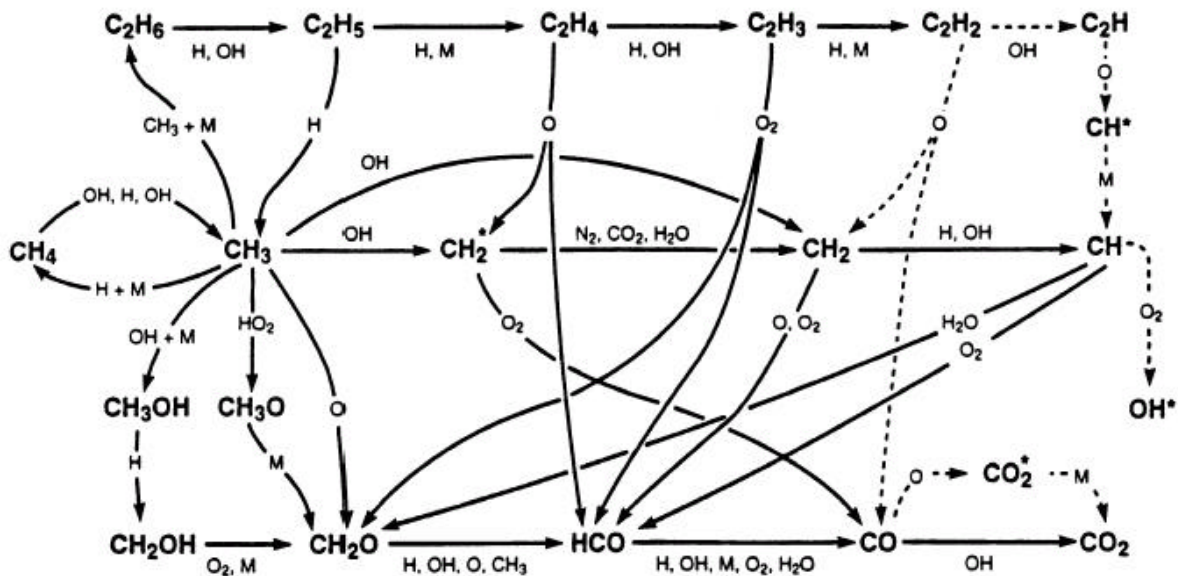


Abbildung 2.3 Reaktionsdiagramm für die Oxidation von Methan nach Najm [57]

Während der Entstehung der OH-Radikale wird ein Teil von ihnen elektronisch angeregt. Elektronen des OH-Moleküls gelangen auf höhere Energieniveaus, auf denen sie jedoch nicht verharren, sondern unter Emission eines Lichtquantums wieder auf den Grundzustand zurückfallen (Bonne [12]). Die vorherrschende Wellenlänge der Strahlung liegt bei 306,7 nm, im ultravioletten Bereich.

Wenn nun die mittlere Strahlungsintensität bei der genannten Wellenlänge als Maß für die gesamte Anzahl der vorliegenden OH-Radikale angesehen werden kann, die wiederum ein Maß für den momentane Reaktionsumsatz ist, so lässt sich durch eine Messung der Strahlung mit der Wellenlänge 306,7 nm eine quantitative Aussage über die momentane Wärmefreisetzung in der Flammenzone treffen. Dazu ist eine Kalibration im Experiment erforderlich, bei der bekannte thermische Leistungen eingestellt werden und die dazugehörigen Strahlungsintensitäten gemessen werden.

Büchner (Abbildung 2.4) hat durch entsprechende Messungen nachgewiesen, dass der Zusammenhang zwischen thermischer Leistung und Strahlungsintensität im 306,7 nm-Band linear ist, solange die Luftzahl konstant gehalten wird. Wie er weiterhin feststellte, erreicht bei konstanter thermischer Leistung die Intensität der OH-Strahlung ein Maximum, wenn die Verbrennung stöchiometrisch erfolgt.

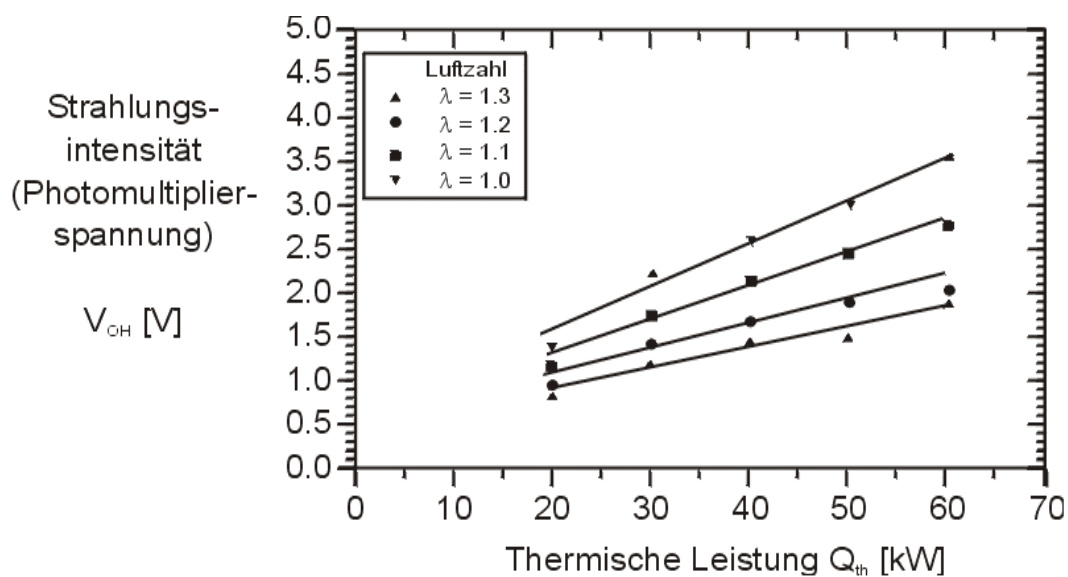


Abbildung 2.4 Abhängigkeit der Intensität der OH-Radikalenstrahlung von der globalen Reaktionsumsatzrate bei verschiedenen Luftzahlen (Büchner [14])

Er beobachtete auch, dass nur ein sehr geringer Anteil der OH-Strahlung in der Flammenzone selbst absorbiert wird, so dass davon ausgegangen werden kann, dass aus einem beliebigen Blickwinkel auf die Flamme das gleiche integrale Signal erfasst wird. Da zudem die Lebenszeit der OH-Radikale sehr kurz ist (ca. 700 ns), erlaubt die Messung ihrer Strahlungsintensität zeitlich hochaufgelöste Mes-

sungen , die für die Bestimmung von Flammentransferfunktionen bei höheren Anregungsfrequenzen essentiell sind.

Unter der weiteren Berücksichtigung der Tatsache, dass die im Rahmen untersuchten Experimentalbrennkammern im voll vorgemischtem Betrieb und bei konstanter Luftzahl betrieben wurden, stellt im vorliegenden Fall die OH-Strahlungsmesstechnik eine sehr gut geeignete Methode zur Quantifizierung der instationären Wärmefreisetzung in der Flamme dar, die zudem gut handhabbar und weit weniger aufwendig als lasergestützte Verfahren ist. Auch für die lokale Wärmefreisetzungsmessung, wie sie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurde, liegen bereits gute Erfahrungen vor (Paschereit [63]).

3. Versuchsanlage und Messtechnik

Für die Durchführung der experimentellen Untersuchungen war ein Ringbrennkammerversuchsstand zu konzipieren und aufzubauen. Die Geometrie der Brennkammer sollte durch Ähnlichkeitsbetrachtungen aus der Ringbrennkammerturbine Modell V94.3A der Siemens AG abgeleitet werden, um mit der Realität vergleichbare Verhältnisse im Experiment erreichen zu können.

3.1 Der TD1-Drallbrenner

Um die primäre Zielsetzung dieser Arbeit, den Vergleich zwischen einer Einzelbrenner- und einer Ringbrennkammeranordnung, erfüllen zu können, wurde am Lehrstuhl für Thermodynamik ein Drallbrenner für vollständig vorgemischten Betrieb entwickelt, der in beiden Versuchseinrichtungen eingesetzt werden konnte. Er wurde auf den Brennstoff Erdgas ausgelegt. Seine Hauptbestandteile sind ein radiales Drallregister mit einer daran anschließenden konvergenten Düse und einer Mittellanze zur Drallstabilisierung.

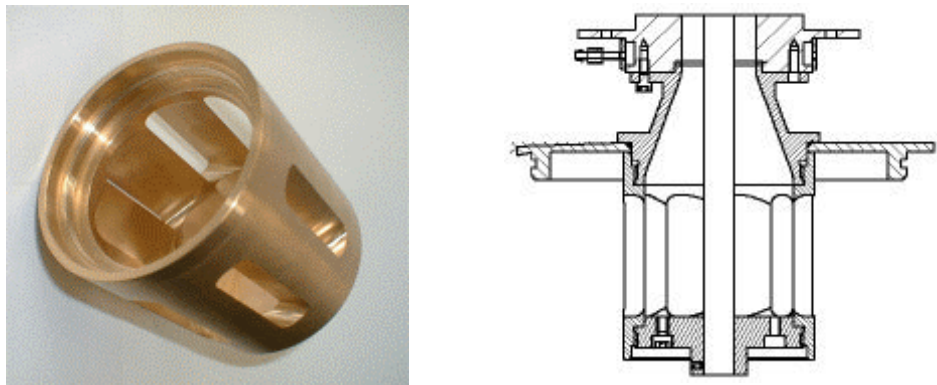


Abbildung 3.1 Drallerzeuger und gesamter Drallbrenner

Durch Einsetzen von Zylinderringen in den Drallerzeuger können die tangentialen Eintrittsschlitze teilweise abgedeckt werden, wodurch eine Beeinflussung der Drallzahl möglich wird. Auch der Austrittsdurchmesser des Brenners ist durch austauschbare Düseneinsätze anpassbar, ebenso können unterschiedliche Lanzendurchmesser gewählt werden. Durch diese drei Parameter kann die Drallzahl und der Druckverlust des Brenners über einen weiten Bereich beeinflusst werden. Au-

Berdem kann durch Umdrehen des Drallerzeugers die Drallrichtung umgekehrt werden, was insbesondere in der Ringbrennkammer die Möglichkeit bietet, benachbarte Brenner in Gleich- oder Gegendrallanordnung zu betreiben.

Zur eindeutigen Bezeichnung der eingesetzten Brennerkonfiguration wird jeweils die Kombination aus dem Düsendurchmesser, der freien Drallschlitzlänge und des Lanzendurchmessers gewählt, wobei alle Angaben in Millimetern zu verstehen sind. Die Brennervariante 403216 bezeichnet beispielsweise einen Austrittsdüsendurchmesser von 40 mm, eine freie Drallschlitzlänge von 32 mm und einen Lanzendurchmesser von 16 mm.

3.2 Der Einzelbrennerversuchsaufbau

Für die Untersuchungen am Einzelbrenner stand ein Versuchsaufbau zur Verfügung, der den Betrieb des TD1-Brenners in einem Leistungsbereich von 15 bis 120 kW bei Luftzahlen von $\lambda = 0,8$ bis 1,7 ermöglichte. Die Zuströmung konnte durch eine Lochsirene zu akustischen Schwingungen im Frequenzbereich zwischen 0 und 1000 Hz angeregt werden, was zur Bestimmung der Flammentransferfunktion erforderlich war.

An dieser Versuchseinrichtung wurden die Einzelbrennervergleichsmessungen durchgeführt. In den dabei betrachteten Konfigurationen 401616 und 403216 war ein stabiler Betrieb frei von selbsterregten Verbrennungsschwingungen über einen weiten Leistungs- und Luftzahlbereich möglich, weshalb hier auf weitere Betrachtungen zum Betriebsverhalten des Einzelbrenners verzichtet wird.

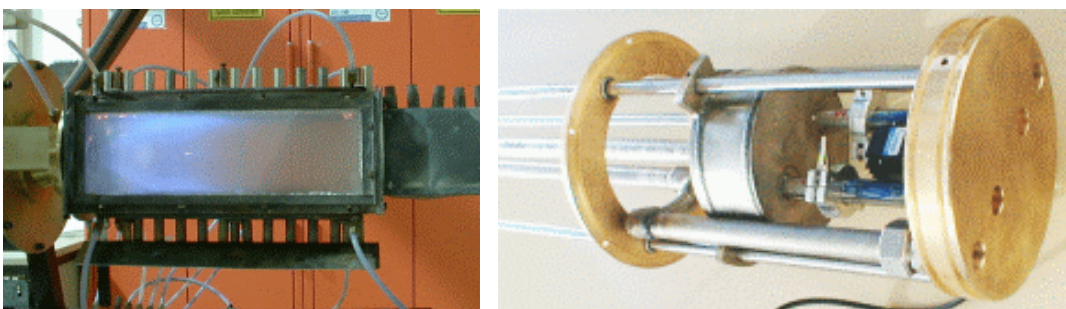


Abbildung 3.2 Einzelbrennerversuchsaufbau mit Lochsirene

3.3 Auslegung der Ringbrennkammer

Die Größe des Brennkammermodells wurde wesentlich bestimmt durch die maximal erreichbare thermische Leistung von etwa 2,5 MW, die durch die vorhandene Laborinfrastruktur vorgegeben war. Da im Rahmen der Experimente optional auch die Verwendung einer Brennkammeraustrittsdüse geplant war, um einen schallharten Abschluss vergleichbar dem Turbineneintritt der realen Maschine zu erhalten, standen für die atmosphärisch durchgeführten Versuche etwa 1,25 MW thermische Leistung zur Verfügung. Die Wellenleistung der Gasturbine V94.3A der Siemens AG, in deren Ringbrennkammer zeitweise erhebliche Verbrennungsschwingungen auftraten und die daher den Anlass für die vorliegende Arbeit lieferte, beträgt etwa 250 MW bei einem Wirkungsgrad von 38 %, was einem Wärmeeintrag in die Brennkammer von etwa 660 MW entspricht. Die Abwärtskalibrierung für den atmosphärischen Betrieb ergibt eine thermische Leistung von etwa 94 MW unter der Annahme einer gleichbleibenden Nenngeschwindigkeit u_0 im Brenneraustritt. Die Forderung eines gleichbleibenden Druckverlustes von 2 % führt zu einer Verringerung der Nenngeschwindigkeit u_0 und einer thermischen Leistung von 61 MW. Weiterhin wurde die Anreicherung des Brennstoff-Luft-Gemisches berücksichtigt, die aufgrund der fehlenden Luftvorwärmung erforderlich wird und eine thermische Leistung von etwa 80 MW ergibt. Es wurde schließlich ein geometrischer Skalierungsfaktor gegenüber der Brennkammer der V94.3A von 1:8 gewählt, woraus sich eine Auslegungsleistung der Modellbrennkammer von ca. 1250 kW im atmosphärischen Betrieb ergab. Als Brennstoff sollte Erdgas zur Anwendung kommen.

Die Basisdaten des Ringbrennkammermodells ergaben sich nun wie folgt:

Leistung:	1250 kW
Vollastluftzahl:	1,5
Brennstoffmengenstrom:	0,025 kg/s
Luftmengenstrom:	0,645 kg/s
Mittlerer Brennkammerdurchmesser:	437 mm
Brennkammerlänge:	170 mm
Brennkammerhöhe:	77 mm
Brenneraustrittsdurchmesser:	40 mm
Brennerabstand:	113 mm

Gegenüber der realen Maschine wurde die Brenneranzahl von 24 auf 12 halbiert, weil sich im Modell aus konstruktiven Gründen eine ähnlich kompakte Anordnung wie in der Maschine nicht erreichen ließ. Um dennoch das Verhältnis von Brenneraustrittsfläche und Brennkammerquerschnittsfläche beizubehalten, wurde der Brennerdurchmesser mit dem Faktor $D_{12} = D_{24} \cdot \sqrt{2}$ skaliert. Zudem wurde im Gegensatz zur realen Maschine, die einen konisch zulaufenden Brennkammerring aufweist, der mittlere Durchmesser und die Brennkammerhöhe über der Länge konstant belassen, um schwer erfassbare Effekte der sonst komplexeren Akustik auszuschließen und Aussagen mit größerer Allgemeingültigkeit treffen zu können.

3.4 Versuchsaufbau

Der Ringbrennkammerversuchsaufbau sollte ein hohes Maß an Modularität aufweisen, um eine Vielzahl von Parametern variieren zu können. So wurden sowohl die Brennkammer als auch die Vorkammer in der Länge erweiterbar gestaltet, die Brennkammeraustrittsebene gegenüber der Brennerebene drehbar gehalten und die Brennkammeraustrittsdüsen einfach austauschbar gewählt. Um das Verhalten der Brennkammer möglichst umfassend beschreiben zu können und nicht auf die Untersuchung der rein selbsterregten Schwingungen beschränken zu müssen, sollten auch verschiedene Schwingungsmoden gezielt angeregt werden können. Zur Schwingungsanregung kamen sechs Lochsirenen zum Einsatz, auf deren Aufbau und Anordnung noch in einem eigenen Abschnitt genauer eingegangen wird.

Die Luftzufuhr wurde mit einem thermischen Massenstromsensor des Herstellers ABB, einem motorbetriebenen Regelventil des Herstellers Regeltechnik Kornwestheim sowie einer Regelung durch den Anlagensteuerrechner kontrolliert. Die Erdgasregelstrecke wurde mit Massenstromreglern der Firma Bronkhorst realisiert. Um einen rein vorgemischten Betrieb der Brennkammer sicherstellen zu können, kamen drei in Reihe geschaltete Mischelemente der Firma Sulzer zur möglichst vollständigen Vermischung von Luft und Erdgas zum Einsatz.

Das aus Vorkammer, Brenneraufnahme und Brennkammer bestehende Ringbrennkammermodul konnte mit 12 Drallbrennern des am Lehrstuhl entwickelten Modells TD1 bestückt werden kann. Am Brennkammeraustritt waren Düsen mit unterschiedlichen Austrittsquerschnitten montierbar.

Die Brennkammerseitenwände und der Flansch zur Brenneraufnahme (Frontpanel) wurden mit Druckluft gekühlt. Die Brennkammeraustrittsdüsen, die Sensoren zur Flammenüberwachung und die Mikrofondruckaufnehmer wurden mit Wasser gekühlt.

3.5 Komponentenauslegung und -auswahl

3.5.1 Brennkammer

Die unmittelbar der Flamme ausgesetzten Brennkammerbauteile wurden aus hochtemperaturfestem Stahl 1.4828 hergestellt. Für die Vorkammer und die Brenneraufnahme wurde rostfreier Stahl 1.4571 verwendet. Die Austrittsdüsen sind auf Grund der guten Eignung für die Wasserkühlung in Messing ausgeführt. Im Hinblick auf akustische Steifigkeit, geringen Wärmeverzug und Druckfestigkeit im Falle von Flammenrückschlägen und Verpuffungen wurde eine Wandstärke von 6 mm für die Brennkammerringe gewählt. Die Abdichtung der Brennkammerringe gegeneinander und gegen den Brennertragflansch wurde mit gasgefüllten O-Ringen aus Inconel mit Silberbeschichtung realisiert. Die Fixierung der Brennkammerringe wurde mit außenliegenden Klemmsegmenten derart ausgeführt, dass eine radiale Wärmedehnung der Ringe möglich ist. Die Kühlung des Brennkammerbodens erfolgt mit Luft durch Kühlkanäle zwischen den Brennern, die Kühlung der Seitenwände ist als Prallkühlung mit Luft ausgeführt. Die Austrittsdüsen sind wassergekühlt. Alle Kühlmedien sind in ihrem Durchsatz regelbar, so dass die Wandtemperaturen im Betrieb angepasst werden können. Abbildung 3.3 zeigt das Ergebnis einer FEM-Analyse, in der für einen mittleren Lastfall die Temperaturverteilung in einem Zwölfteilstück der Brennkammer berechnet wurde. In der Brennkammer wurde eine konstante Abgastemperatur angenommen und ein konstanter Wert für den Wärmeübergangskoeffizienten an der Innenwand, der unter Annahme eines Blockprofils der Strömung ermittelt wurde. Es wurde weiterhin Wärmestrahlung vom Abgas an die Wand berücksichtigt. In der Austrittsdüse wurde ein höherer Wärmeübergangskoeffizient entsprechend der höheren Strömungsgeschwindigkeit gewählt. Für die vertikalen Außenwände der Brennkammer wurde die erzwungene Konvektion durch Prallkühlung mit kalter Luft angenommen, was zu einem in Strömungsrichtung abfallenden Wärmeübergangskoeffizienten führt. Die Wasserkühlung der Austrittsdüsen ist ebenso berücksich-

tigt wie die Luftkühlung des Frontpanels, jeweils mit konstanten konvektiven Wärmeübergangsbeiwerten. An allen nicht direkt gekühlten Außenwänden wurde natürliche Konvektion angenommen. Spätere Erfahrungen im Experiment haben die Plausibilität der Modellrechnung bestätigt und gezeigt, dass die Wandtemperaturen über den gesamten Lastbereich mit dem gewählten Kühlkonzept gut beherrschbar sind.

Die Brennkammeraustrittsdüsen kamen in zwei Durchmesserausführungen zum Einsatz, wobei die Version mit $\varnothing 70$ mm für den rein atmosphärischen Betrieb ausgelegt war, während die Version mit $\varnothing 23$ mm für aufgeladenen Betrieb bei kritischem Druckverhältnis bei einer Leistung von etwa 1,7 MW konzipiert wurde. Zusätzlich standen Einsätze zur Verkleinerung des Düsendurchmessers auf 14 mm zur Verfügung, um auch für Versuche ohne Verbrennung einen schallharten Brennkammerabschluss darstellen zu können.

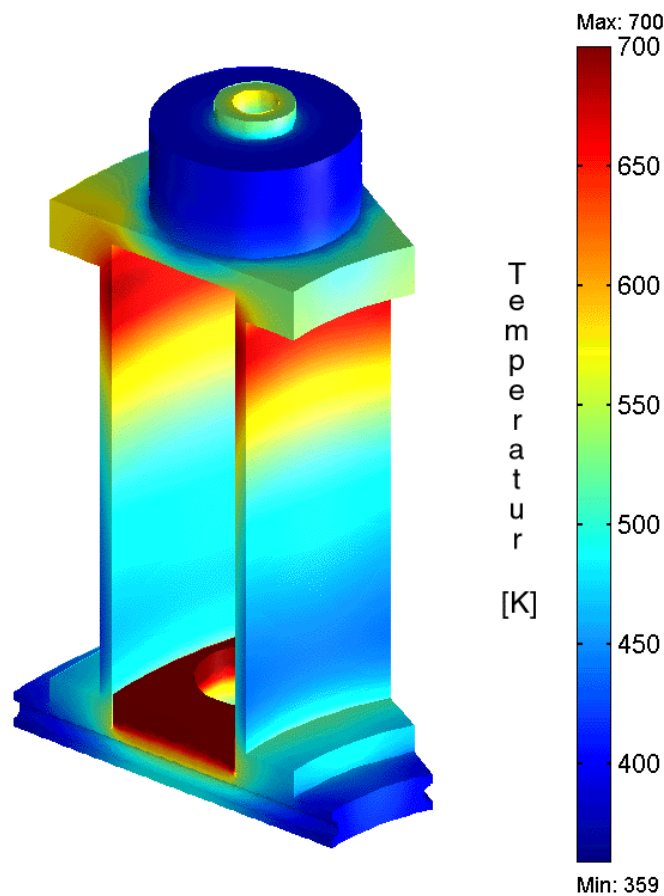


Abbildung 3.3 Temperaturverteilung Brennkammer aus FEM-Berechnung mit der dem Programm FEMLAB

Zur Gewährleistung der optischen Zugänglichkeit wurde der Brennkammeraußenring mit zwei Sichtscheiben ausgestattet, die den Blick auf zwei benachbarte Brenner freigeben und auch Messungen mit Laserlichtschnittmethoden zulassen. Des Weiteren wurden für die Messung des akustischen Feldes am Innen- und Außenring je sieben am Umfang verteilte Druckmessstellen vorgesehen, in je sechs Ebenen an der Vorkammer und vier Ebenen an der Brennkammer, so dass insgesamt 140 Messzugänge für Druckaufnehmer zur Verfügung standen.

3.5.2 *Zündung, Flammen- und Temperaturüberwachung*

Die Zündung der Brenner erfolgte durch drei gleichmäßig am Umfang verteilte Gleitfunkenzündkerzen im inneren Brennkammerring, die in einem Abstand von 90 mm oberhalb der Brenneraustrittsebene installiert wurden. Jede Zündkerze wurde von einem eigenen Zündtrafo mit einer Zündspannung von 5 kV versorgt.

Aus Sicherheitsgründen wurden am Außenring der Brennkammer drei UV-Flammensensoren vorgesehen, die zur Überwachung der Verbrennung dienen und mit der Anlagensteuerung verbunden sind. So konnte verhindert werden, dass bei Verlöschen der Flamme oder Flammenrückschlag in die Vorkammer weiter brennfähiges Gemisch nachströmt.

Die Brennkammerwände und das Kühlwasser wurden mit Thermoelementen zur Temperaturüberwachung ausgestattet, die eine permanente Kontrolle der Wandtemperaturen ermöglichen und im Falle eines ungewöhnlichen Temperaturanstiegs eine Notabschaltung der Versuchsanlage auslösen.

3.5.3 *Akustische Strömungsanregung*

Um über einen weiten Frequenzbereich das Übertragungsverhalten der Brenner untersuchen zu können, musste der Strömung ein akustisches Signal aufgeprägt werden, das in seiner Amplitude signifikant über dem Lärmniveau der reagierenden Strömung liegt. Außerdem sollten Umfangsschwingungsmoden bis zur dritten Ordnung (entsprechend sechs Schwingungsbäuchen und sechs Schwingungsknoten am Umfang) angeregt werden können, was den Einsatz von sechs gleichmäßig am Umfang verteilten Aktuatoren erforderte. Im vorliegenden Fall wurde das Prinzip der Lochsirene gewählt, weil es gegenüber einer ebenfalls denkbaren An-

regung mit Lautsprechern wesentlich höhere Amplituden bereitstellen kann. Der geforderte Frequenzbereich waren 5 Hz bis 1000 Hz. Kosinusförmige Öffnungen im Stator und rechteckige Öffnungen im Rotor, jeweils transformiert auf den dem Rotorradius entsprechenden Kreisbogen, ergaben einen sinusförmigen Verlauf der Blendenöffnung und damit die Voraussetzung für eine harmonische Anregung der Strömung. Wie Messungen des Schallfelds bei offener Abstrahlung der Lochsirene zeigten, wurde dieses Ziel gut erreicht, da Oberwellen nur in geringem Umfang auftreten (Abbildung 3.4 Rotor und Stator, Spektrum der Sirene). Die Grafik zeigt für Sollfrequenzen zwischen 0 Hz und 1050 Hz, übersetzt in eine Spannungsvorgabe zwischen 0 V und 10 V für die Drehzahlregelung des Sirenenrotors, jeweils das Amplitudenspektrum der Schallemission.

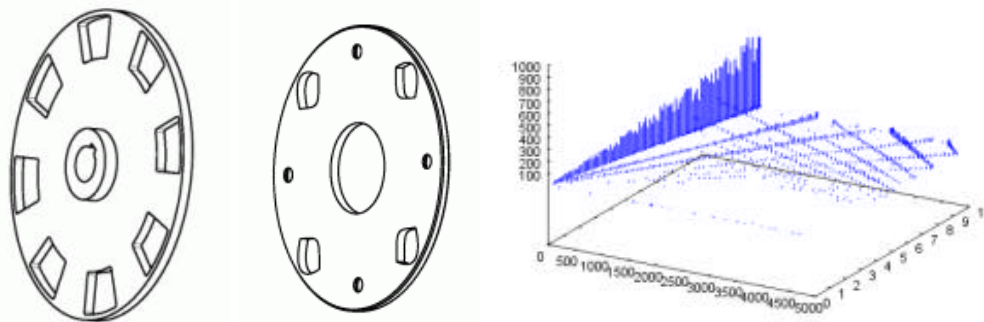


Abbildung 3.4 Rotor und Stator, Spektrum der Sirene

Die Oberschwingungen liegen in ihrer Amplitude bei allen Frequenzen um mindestens eine Größenordnung unter der Grundschwingung, was auf eine gute Signalqualität der Anregung hindeutet. Die zu höheren Frequenzen ansteigende Amplitude ist aus dem begrenzten Volumen des Sirenenplenums und dem Messaufbau erklärbar.

Die weiteren Anforderungen an die Lochsirene waren eine jederzeit fest definierte Phasenlage der sechs Sirenenrotoren zueinander, eine Druckfestigkeit gegen mindestens 0,4 MPa, da die Sirenen auf der stromauf gelegenen Seite der Brennkammer von brennbarem Gemisch durchströmt wurden, Dauerdrehzahlfestigkeit unter hoher Last und ein Massendurchsatz von bis zu 0,2 kg/s je Sirene. Erschwerend kam der kleine zur Verfügung stehende Bauraum hinzu, der den Außendurchmesser der Konstruktion auf 112 mm begrenzte.

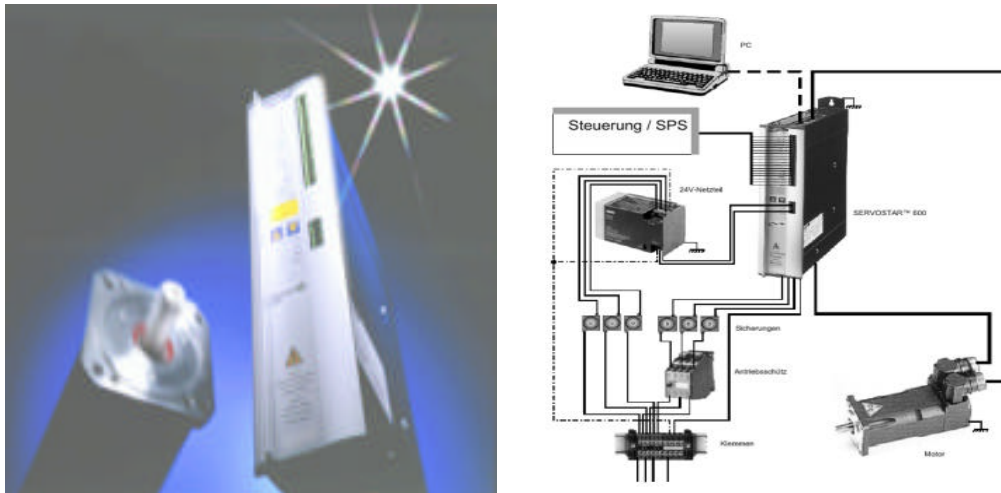


Abbildung 3.5 Antriebssystem der Sirenen

Wie sich im Versuchsbetrieb zeigte, führt die periodische Versperrung der Strömung durch die Sirene zu erheblichen axialen Wechselbelastungen des Rotors und der Rotorwelle, die zunächst unterschätzt wurden. Erst mit einer Fest-Los-Lagerung der Rotorwelle, mit einem rotornah platzierten Doppelschräggugellager als Festlager zur Aufnahme der Axialkräfte und einem antriebsseitigen Rillenkugellager als Loslager war ein störungsfreier Dauerbetrieb möglich. Die Abdichtung der Rotorwelle gegenüber dem Gehäuse konnte durch einen speziellen, druck- und drehzahlfesten Wellendichtring erreicht werden.

Antriebsseitig wurden sechs Synchronmotoren mit einer Antriebsleistung von jeweils 0,25 kW ausgewählt, die jeder über einen Servoverstärker angesteuert wurden. Systemlieferant war die Firma Kollmorgen-Seidel. Die Servoverstärker ermöglichten eine flexible Programmierung der Antriebe über die Rechnersteuerung, die im Rahmen dieses Projekt zu einer variablen Einstellung der Phasenlage der Sirenenrotoren untereinander genutzt wurde, so dass ohne jegliche Umbauten an der Versuchsanlage und während des Betriebs der Brennkammer von axialer auf Umfangsanregung und wieder zurück umgeschaltet werden konnte. Die für die exakte Einhaltung der Phasenlage notwendige steife Verbindung zwischen Motor- und Sirenenwelle wurde durch die Verwendung von Metallbalgkupplungen sichergestellt, die nur Längs- und Radialspiel ausgleichen, aber sehr torsionssteif sind. Um das zulässige übertragbare Drehmoment dieser Kupplungen nicht zu überschreiten, wurde in den Servoverstärkern eine entsprechende Kennlinie hinterlegt, die auch bei starken Drehzahländerungen Drehmomentspitzen zu vermeiden half.

Um auch während des Betriebs die Amplitude der Anregung regeln zu können, wurde jeder Sirene ein Bypassventil vorgeschaltet, das eine variable Aufteilung der Strömung durch die Sirene in die Vorkammer und an der Sirene vorbei direkt in die Vorkammer ermöglicht.

Aus wirtschaftlichen Erwägungen wurden insgesamt nur sechs Sirenen gefertigt und installiert, die wahlweise stromauf oder stromab der Brennebene installiert werden konnten. Die überwiegende Zahl der Experimente wurde mit stromauf montierten Sirenen durchgeführt.

3.5.4 Anlagensteuerung

Die Versuchsanlage wurde in ihren wesentlichen Funktionen für eine automatische Steuerung ausgelegt, um die zeitaufwendigen Experimente weitgehend automatisiert durchführen zu können. Die Regelung der Medienzufuhr, die Zündung und Flammenüberwachung, die Vorgabe der akustischen Anregungsform, Anregungsfrequenz und -amplitude sowie die Druck- und Temperaturüberwachung wurden mittels eines Steuerrechners (Pentium II 333) mit Datenein- und -ausgabekarten der Firmen Meilhaus und Adlink realisiert. Zur Programmierung der dafür erforderlichen Funktionen und der Bedieneroberfläche kam die Programmiersprache HP VEE Version 5 zum Einsatz.

3.6 Messtechnik und Messwerterfassung

3.6.1 Schalldruckmessung

Eine entscheidende Größe bei der Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten ist der Schalldruck in der Brennkammer. Zum Einsatz kamen Kondensatormikrofone des Modells 40 BP High Level der Firma G.R.A.S. Sie können bis zu Temperaturen von 120 °C eingesetzt werden und messen Schalldrücke von bis zu 174 dB entsprechend etwa 10 000 Pa mit hoher Genauigkeit in einem Frequenzbereich von 10 Hz bis 70 kHz. Die Mikrofone wurden kombiniert mit kompakten Vorverstärkern des Modells 26 AC der Firma G.R.A.S., die ebenfalls bis etwa 120 °C Umgebungstemperatur eingesetzt werden können und koaxial mit den Mikrofonen verschraubt wurden.



Abbildung 3.6 Mikrofon und Vorverstärker

Da die Brennkammerwandtemperaturen allerdings deutlich höher als die maximale Betriebstemperatur der Mikrofone lagen und außerdem ein direkter Kontakt der Mikrofonmembran zum schwingenden Medium herzustellen war, wurden wassergekühlte Mikrofonstutzen aus Messing konstruiert, die mit einem Thermostat auf 70 °C temperiert wurden, um sowohl die Überhitzung der Mikrofone als auch die Kondensation der Abgase auf der Mikrofonmembran zu vermeiden. Als Hauptverstärker wurden zwei Vierkanalverstärker des Modells NEXUS 2690 AOF4 der Firma Bruel&Kjaer verwendet. Sie erlaubten eine individuell einstellbare Filterung der Eingangssignale und die Anpassung des Ausgangssignals auf den Spannungsbereich von 0 bis 5 V der Messwerterfassungskarte.

Für die Bestimmung von akustischen Modenformen und Transfermatrizen sind die Amplituden- und Phasengänge der Mikrofone zueinander von besonderer Bedeutung. Die im Rahmen der Experimente eingesetzten acht Mikrofone wurden daher in einem Kalibrationsaufbau durch einen Lautsprecher mit einem für alle gleichen Schallfeld beaufschlagt und relativ zueinander vermessen. Die Datenerfassung erfolgte durch denselben Messwerterfassungsrechner, mit dem auch die Brennkammernmessungen ausgewertet wurden, wodurch die Einflüsse der Datenerfassung in der Kalibration berücksichtigt werden konnten.

Die gemessenen Amplituden und Phasen weichen besonders bei Frequenzen unterhalb von 100 Hz teilweise beträchtlich voneinander ab, was in hohem Maße auf den Einfluss der nachgeschalteten Datenerfassung zurückzuführen war. Vor einer jeden Messung deshalb wurde eine Mikrofonkalibration durchgeführt, die anschließend zur Korrektur der Messwerte herangezogen wurde.

3.6.2 Schallschnellemessung

Zur Bestimmung der Flammentransferfunktion musste die Schallschnelle im Brenneraustritt bestimmt werden. Aus konstruktiven Gründen lag der Messpunkt 15 mm stromauf der Brenneraustrittsebene in der Brennerdüse. Gemessen wurde mit einer Hochtemperaturhitzdrahtsonde (Constant Temperature Anemometry CTA) der Firma Dantec, mit einem 10 μm Platin-Iridium-Draht, der gute Dauerbetriebsfestigkeit auch bei starken Anlagenvibrationen mit ausreichend hoher Auflösung der Fluktuationen im relevanten Bereich bis 1000 Hz gewährleistete. Zur Ansteuerung der Sonde und Verstärkung sowie Aufbereitung des Signals kam ein Gerät der Firma Aharoni zum Einsatz. Es liefert ein Spannungssignal im Bereich von 1 – 4 V, einen typischen zeitlichen Verlauf bei stationärer Strömung zeigt Abbildung 3.7. Die Kalibration der Sonde geschah im eingebauten Zustand bei bekannten stationären Massenströmen in der Brennerdüse. Es wurde ein Blockprofil der Strömung angenommen und in der Kanalmitte gemessen, was 6 mm Wandabstand entsprach. Bei durchschnittlichen axialen Strömungsgeschwindigkeiten im Kanal zwischen 15 und 40 m/s ist die Strömung hochturbulent ($Re > 25\,000$), so dass die Annahme eines Blockprofils zulässig ist.

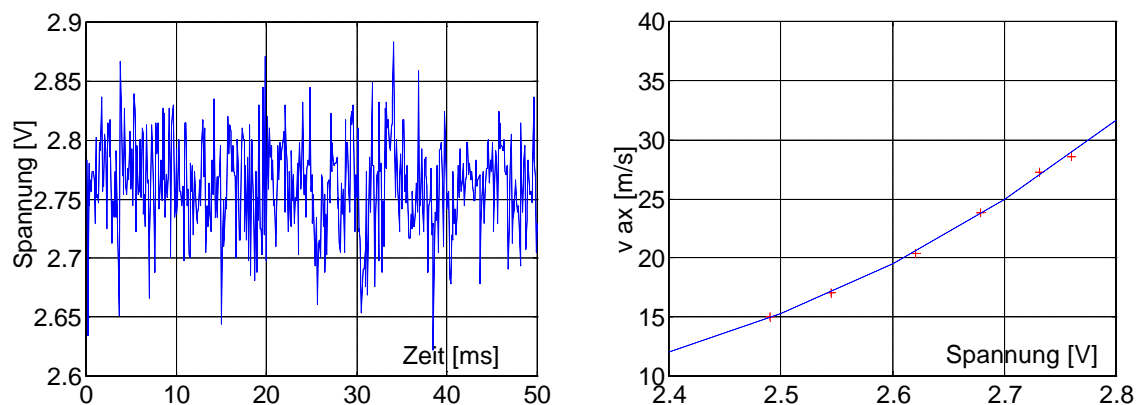


Abbildung 3.7 Hitzdrahtsonde Zeitreihe und Kalibration

Für sechs unterschiedliche Brennerdurchsätze wurden jeweils eine Zeitreihe der Hitzdrahtsondenausgangsspannung aufgenommen, die zeitlichen Mittelwerte gebildet und unter Zuhilfenahme der bekannten mittleren Geschwindigkeiten mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ein Polynom vierter Ordnung angepasst, das den Zusammenhang zwischen der gemessenen Spannung und der Strömungsgeschwindigkeit wiedergibt.

3.6.3 OH-Strahlungsmessung

Um die ultraviolette Strahlung der OH-Radikale (OH-Chemiluminiszenz) zu erfassen, die als Maß für die Wärmefreisetzung herangezogen wurde, kamen zunächst sowohl spezielle UV-Dioden als auch ein Photomultiplier mit einem UG11-Filter zum Einsatz. Es stellte sich aber schnell heraus, dass die UV-Dioden zwar qualitativ gleiche Ergebnisse wie der Photomultiplier lieferten, aber ein wegen der hohen Verstärkung erheblich schlechteres Verhältnis von Signal und Rauschen aufwiesen. Alle weiteren Experimente wurden daher mit einem Photomultiplier des Herstellers Hamamatsu durchgeführt, der mit einem UG11-Filter versehen wurde. Abbildung 3.8 zeigt den typischen Verlauf der relativen Durchlässigkeit dieses Filters in Abhängigkeit von der einfallenden Wellenlänge.

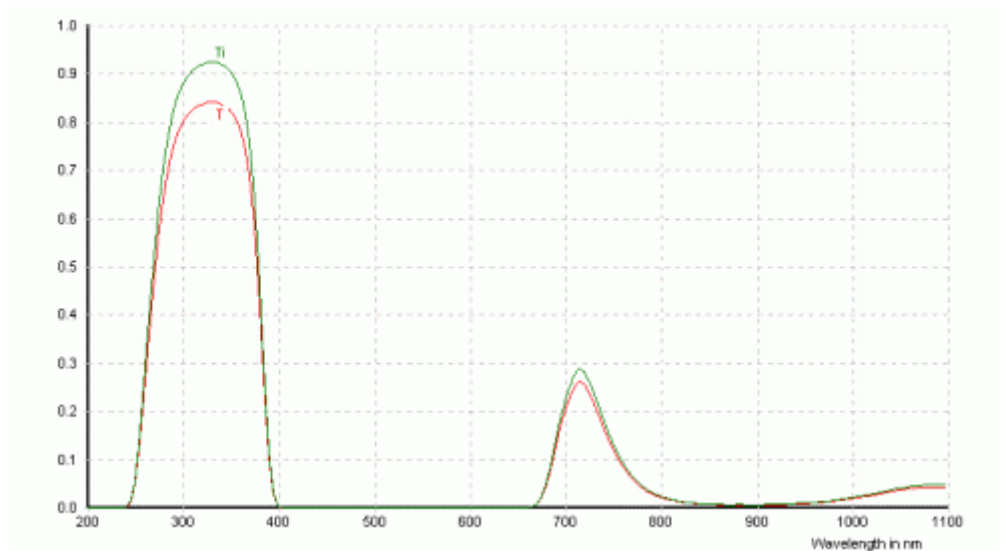


Abbildung 3.8 Durchlässigkeit UG11 – Filter

Die Tatsache, dass dieser Filter auch im langwelligen sichtbaren Bereich eine gewisse Durchlässigkeit aufweist, ist für den speziellen Fall der Erdgasverbrennung mit hohem Luftüberschuss nicht relevant, da nur bei rußender Verbrennung nennenswerte Anteile langwelligen roten Lichtes in der Flamme auftreten und das UV-Signal verfälschen würden.

Für die lokal aufgelösten Messungen der OH-Chemiluminiszenz wurde der Photomultiplier samt UG11-Filter auf einer optischen Bank montiert, zusammen mit einer Schlitz- und einer Irisblende (Abbildung 3.9). Aufgrund der hohen Empfindlichkeit des Photomultipliers konnte auf ein zusätzliches Linsensystem ver-

zichtet werden. Mit dem Öffnungsdurchmesser d der Irisblende, ihrem Abstand is von der Schlitzblende, ihrem Abstand ib von der Brennkammersichtscheibe und der Schlitzhöhe s der Schlitzblende kann nach Gleichung 3.1 die Höhe h des vom Photomultiplier gesehenen Ausschnitts der Flamme berechnet werden.

$$h = s + \left(\frac{ib}{is} - 1 \right) \cdot (s + d) \quad (3.1)$$

Der Sichtwinkel des Photomultipliers ist dabei durch den Blendenaufbau sehr klein, so dass eine gleichmäßige Empfindlichkeit und ein quasiparalleler Strahlengang angenommen werden konnte. Der gesamte Aufbau ist traversierbar in Richtung der Brennerachse und konnte sowohl an den vertikal montierten RBK-Brennern als auch am horizontal ausgerichteten EBK-Brenner eingesetzt werden. Wenn zu Kalibrationszwecken die freie Sicht auf die gesamte Flamme erforderlich war, konnte die Schlitzblende entfernt und reproduzierbar wieder an derselben Position montiert werden.

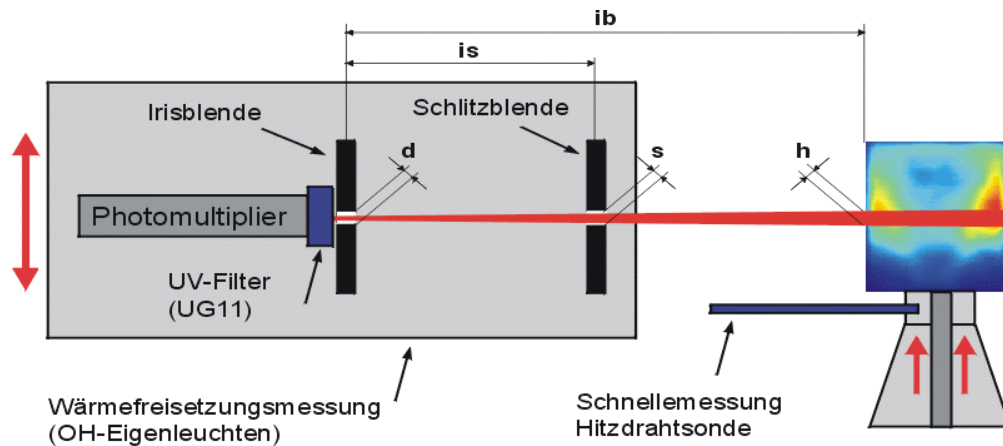


Abbildung 3.9 Optischer Aufbau für die lokale Messung der Flammtransferfunktion, in Richtung der Brennerachse traversierbar

Zusätzlich zu den quantitativen Messungen mit dem Photomultiplier wurden zur Visualisierung der Wärmefreisetzungverteilung auch eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Mit dem Videosystem Ektapro HS 4540 der Firma Kodak in Kombination mit einem Bildverstärkersystem der Firma Proxytronic und einem UG11-Filter konnten Aufnahmen mit einer Auflösung von 256×256 Bildpunkten mit einer Empfindlichkeit von 8 bit (256 Helligkeitsstufen) und einer Aufnahme-frequenz von bis zu 4500 Bildern pro Sekunde erstellt werden. Aufgenommen

wurde jeweils über mehrere Schwingungsperioden, mit einer Bildfrequenz, die etwa zehnfach über der Schwingungsfrequenz der Flamme lag. Anschließend wurden die Aufnahmen phasenbezogen gemittelt. Für die Darstellung wurden die Aufnahmen aus der Einzelbrennkammer um 90° gedreht, um sie mit denen aus der Ringbrennkammer besser vergleichen zu können.

3.6.4 *Messwerterfassung*

Während die anlagenspezifischen Messwerte über den Steuerrechner und dessen Mehrkanal-Ein-Ausgabekarten erfasst und verarbeitet wurden, kam für die ergebnisrelevanten Signale der Mikrofone, der Hitzdrahtsonde und des Photomultipliers eine Sample-and-Hold-Karte des Herstellers Eagle zum Einsatz. Die Besonderheit dieser Datenerfassungskarte war die Möglichkeit, bis zu 16 analoge Kanäle gleichzeitig auszulesen, im Gegensatz zur sequentiellen Kanalverarbeitung herkömmlicher Messwerterfassungskarten. Um die genaue Phasenlage der gemessenen Signale zueinander bestimmen zu können, war die simultane Messung von entscheidender Bedeutung. Ein eigener Messrechner wurde mit der Karte bestückt und übernahm die Datenverarbeitung und Speicherung. Der Anlagensteuerrechner kommunizierte dabei über eine Netzwerkverbindung mit dem Messrechner. Sobald ein neuer Messdurchgang gestartet wurde, gab der Steuerrechner die erste Anregungsfrequenz vor und der Messrechner erhielt die Freigabe zur Messung. Auf ein Triggersignal der Lochsirene hin wurde die Datenerfassung gestartet. Sobald die verlangte Anzahl von Messungen bei der gegebenen Anregungsfrequenz durchgeführt war, gab der Messrechner dem Steuerrechner die Freigabe für die Einstellung der nächsten Anregungsfrequenz, nach deren Einstellung dieser wiederum dem Messrechner die Freigabe für die nächste Messung erteilte. Dieses Wechselspiel wiederholte sich bis zum Erreichen der vorgegebenen Maximalfrequenz.

Zusätzlich konnte der Steuerrechner während der Flammentransferfunktionsmessungen, bei denen es auf eine möglichst konstante Anregungsamplitude ankam, aus einer Datei die Einstellungen der Sirenenbypasssteuerung für die jeweilige Frequenz einlesen und die Ventilstellungen automatisch nachführen. Die Steuerdatei musste dabei in einem Probedurchlauf durch alle auftretenden Anregungs-

frequenzen manuell erstellt werden und enthält zu jeder Anregungsfrequenz die zugehörige Stellung der Bypassventile.

Abbildung 3.10 gibt eine Gesamtansicht des fertig montierten Ringbrennkammerversuchsaufbaus wieder, auf der die sechs Bypassventile (hellblau), die Lochsirenen, die Vorkammer, die Brennkammer und der Abgaskamin gut zu erkennen sind. Die blauen Handventile im Vordergrund dienen der Einstellung der Luftkühlung. Links vom Versuchsstand befindet sich der Schaltschrank mit den Servoverstärkern zur Steuerung der Sirenen.



Abbildung 3.10 Ringbrennkammerversuchsaufbau im Labor für Thermoakustik des Lehrstuhls für Thermodynamik

4. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

4.1 Betriebsverhalten des Ringbrennkammeraufbaus

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Ringbrennkammer nur atmosphärisch betrieben, nachdem Vorversuche ergeben hatten, dass für einen schwingungsfreien, aufgeladenen Betrieb der Brennkammer und eine Adaptierung der Messtechnik an den Brennkammerüberdruck noch erhebliche Entwicklungsarbeit geleistet werden musste. Im aufgeladenen Betrieb trat permanent eine selbsterregte Verbrennungsinstabilität mit hoher Intensität im Frequenzbereich von 100 Hz auf, die Messungen mit Fremderregung nicht zuließ. Außerdem erwiesen sich die Kühladapter für die Messmikrofone in der vorliegenden Form als nicht druckdicht, so dass durch den Überdruck in der Brennkammer Heißgase zum Mikrofon gelangen und es beschädigen konnten.

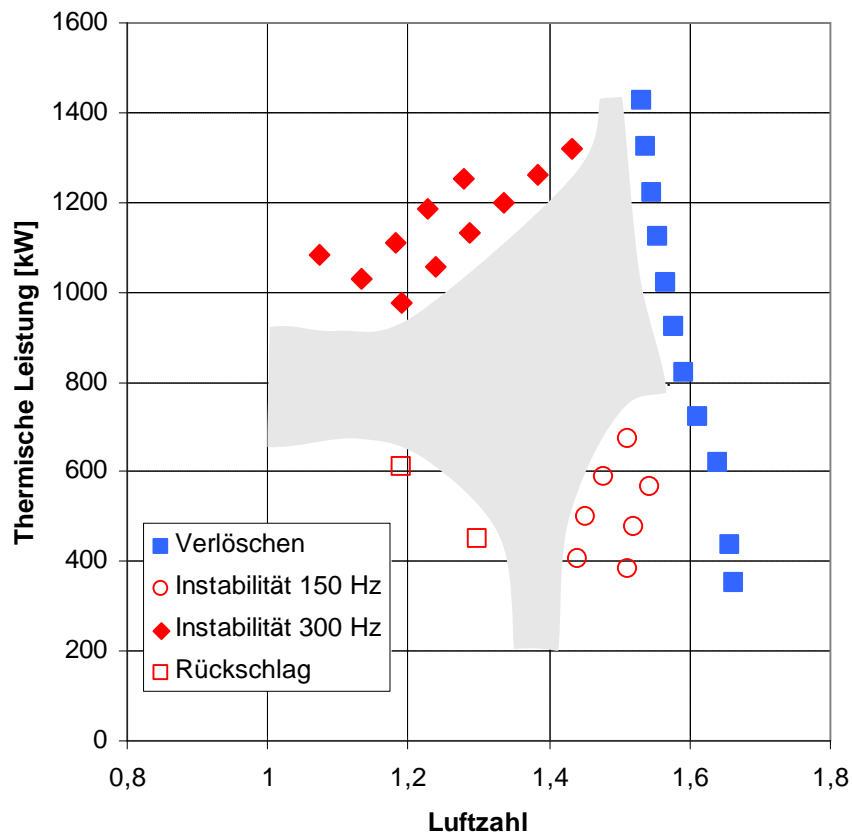


Abbildung 4.1 Stabilitätskarte Konfiguration RBK 401616

Zwei Brennerkonfigurationen, 401616 und 403216, beide jeweils in der Gleichdrallanordnung, wurden im Detail untersucht. Dabei liegt die theoretische Drallzahl im Falle 401616 doppelt so hoch wie im Falle 403216. Zunächst wurde für beide Konfigurationen ein Betriebskennfeld erstellt, in dem das Betriebsverhalten in Abhängigkeit der beiden Parameter Luftzahl und thermische Leistung dargestellt sind. Die Brennkammer wurde dabei rein vorgemischt betrieben. In Abbildung 4.1 und Abbildung 4.2 ist für die beiden Brennerkonfigurationen dargestellt, welche Kombination von Luftzahl und Leistung zu Verbrennungsschwingungen, zum Verlöschen der Flamme oder zum Flammenrückschlag in die Vorkammer führte. Die schraffierte Fläche bezeichnet jeweils stabile Betriebsbereiche, in denen ein stationärer Betrieb ohne selbsterregte Verbrennungsschwingungen möglich war.

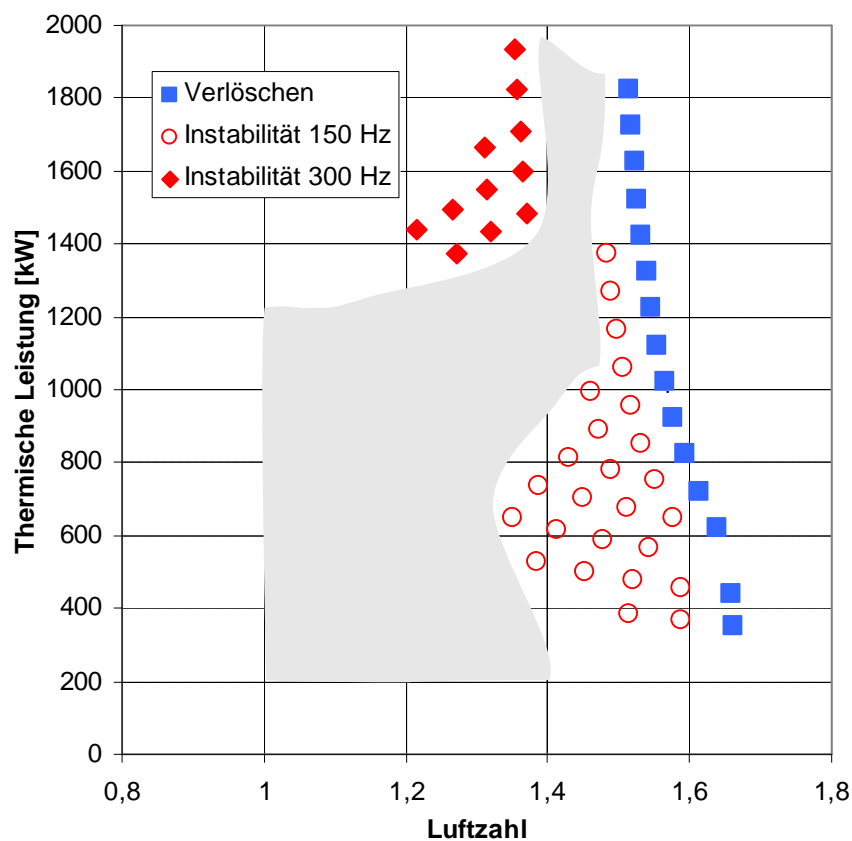


Abbildung 4.2 Stabilitätskarte Konfiguration RBK 403216

Bis auf den Bereich der Flammenrückschläge in die Vorkammer, der nur in der Konfiguration 401616 auftritt, ähneln sich die Stabilitätskarten der beiden Konfigurationen sehr. Eine plausible Erklärung für die Flammenrückschläge bei gerin-

ger Leistung und niedriger Luftzahl im Falle 401616 ist die Eigenheit des TD1-Brenners, dass bei hohem Drall das innere Rückströmgebiet und damit die Flamme in den Brenner hineinreicht und so die Möglichkeit zu Flammenrückschlägen über die Brennerlanze eröffnet. Begünstigend wirkt sich dabei aus, dass sich die Brennerlanze in dieser Brennerkonfiguration durch die anliegende Flamme sehr stark, teilweise bis zur Rotglut, erhitzt.

Die magere Verlöschgrenze ist für beide Fälle gleich, Einflüsse des Dralls sind dafür nicht feststellbar und waren auch nicht zu erwarten. Beide Konfigurationen weisen eine moderate Instabilität mit einer Frequenz von etwa 150 Hz bei kleiner bis mittlerer Leistung und hoher Luftzahl auf. Im Falle 401616 ist dieser Bereich aber auf deutlich kleinere Leistungen begrenzt (< 750 kW) und tritt erst bei Luftzahlen von $\lambda > 1,4$ auf, während er sich im Fall 403216 auch auf höhere Leistungen bis hin zu 1400 kW erstreckt und bereits ab einer Luftzahl von $\lambda=1,3$ auftreten kann. Das Auftreten dieser Instabilität geht einher mit einer Änderung der Flammenform und einem leichten Hineintreten der Flamme in den Brenner.

Ein zweiter Instabilitätsbereich mit einer Schwingungsfrequenz von etwa 300 Hz kann beim Übergang zu hohen Leistungen und niedrigen Luftzahlen festgestellt werden. In diesem Fall tritt die Instabilität in der Konfiguration 401616 bereits bei einer um etwa 500 kW kleineren Leistung auf und umfasst auch einen größeren Luftzahlbereich als im Fall 403216.

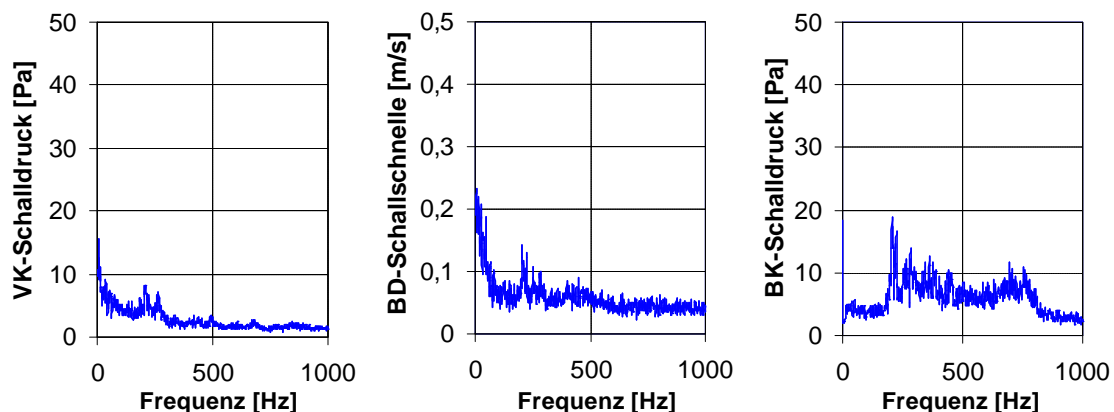


Abbildung 4.3 Amplitudenspektrum stabile Verbrennung, Schalldruck in Vorkammer (VK) und Brennkammer (BK), Schallschnelle in Brennerdüse (BD)

In Abbildung 4.3 wird beispielhaft für einen Fall schwingungsfreier Verbrennung ein Amplitudenspektrum für den Schalldruck in Vor- und Brennkammer und die Schallschnelle in einer Brennerdüse gezeigt. Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 zeigen die entsprechenden Daten für die Instabilitätsfälle I und II. Die Messposition für den Vorkammerdruck lag an der äußeren Vorkammerwand, in Hauptströmungsrichtung 50 mm vor dem Eintritt in den Drallerzeuger, für den Brennkammerdruck an der äußeren Brennkammerwand, 100 mm hinter dem Brenneraustritt. Auffällig ist, dass im Fall I die Schalldruckamplituden in der Vorkammer und der Brennkammer nahezu gleich sind, während im Fall II die Amplitude in der Brennkammer viermal so groß ist wie in der Vorkammer. Der Erklärungsansatz sowohl für diese Unterschiede als auch für die zwischen den beiden Brennerkonfigurationen liegt dabei in der Form der Schwingungsmoden.

Wie sich aus der FEM-Eigenwertanalyse (Kapitel 5.1) ergab, liegt die erste axiale Eigenmode bei etwa 150 Hz. Diese Frequenz entspricht sehr gut dem Fall der Instabilität I bei 150 Hz. Der Unterschied im Verhalten der beiden Konfigurationen ist durch die charakteristischen Konvektionszeiten in der Flamme erklärbar. Eine höhere Leistung bei konstanter Luftzahl bewirkt durch eine Erhöhung der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten eine Verkürzung der konvektiven Transportzeit eines Signals vom Brenneraustritt bis in die Hauptreaktionszone der Flamme. Unterschreitet diese Konvektionszeit einen bestimmten Wert, so lässt die daraus folgende Phasenbeziehung zwischen Druck- und Wärmefreisetzungsschwingung eine Selbsterregung nicht mehr zu. Da die Flamme des Brenners 401616 aufgrund des höheren Dralls kompakter ist und seine charakteristischen Zeiten daher schon bei gleicher Leistung und Luftzahl kleiner sind als die des Brenners 403216, wird ein stabiler Bereich hier schon mit einer verhältnismäßig geringen Steigerung der Leistung erreicht, wohingegen für die ausgedehntere Flamme des Brenners 403216 erst bei wesentlich höherer Leistung vergleichbar kurze Konvektionszeiten vorliegen.

Die zweite errechnete Eigenfrequenz liegt bei 295 Hz und charakterisiert eine vorkammerdominierte gemischte erste Umfangsmode. Diese errechnete Frequenz stimmt gut mit der gemessenen Instabilität II bei 300 Hz überein, wobei in diesem Fall die Konfiguration 401616 mit ihrer kompakteren Flamme das Auftreten der Instabilität stärker begünstigt und daher zu einem größeren Instabilitätsbereich

führt. In der Darstellung der beiden Stabilitätskarten ist dabei zu beachten, dass die maximale stabil erreichbare thermische Leistung in der Konfiguration 403216 um 500 kW höher lag, wodurch sich der Maßstab der Ordinatenachse entsprechend anpasst. Im Falle der Instabilität II wirken sich längere konvektive Zeiten günstig auf die Stabilität aus, weshalb sich für die Konfiguration 403216 mit dem niedrigeren Drall und der ausgedehnteren Flamme eine Selbsterregung erst bei wesentlich höheren Werten der thermischen Leistung einstellt.

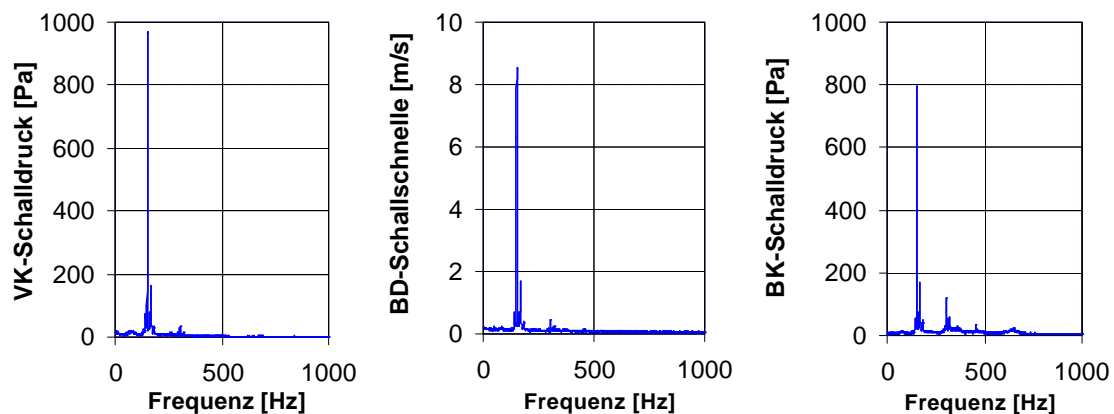


Abbildung 4.4 Amplitudenspektrum Instabilität I bei 150 Hz, axiale Schwingungsmode im mageren Betriebsbereich bei kleinen bis mittleren Leistungen

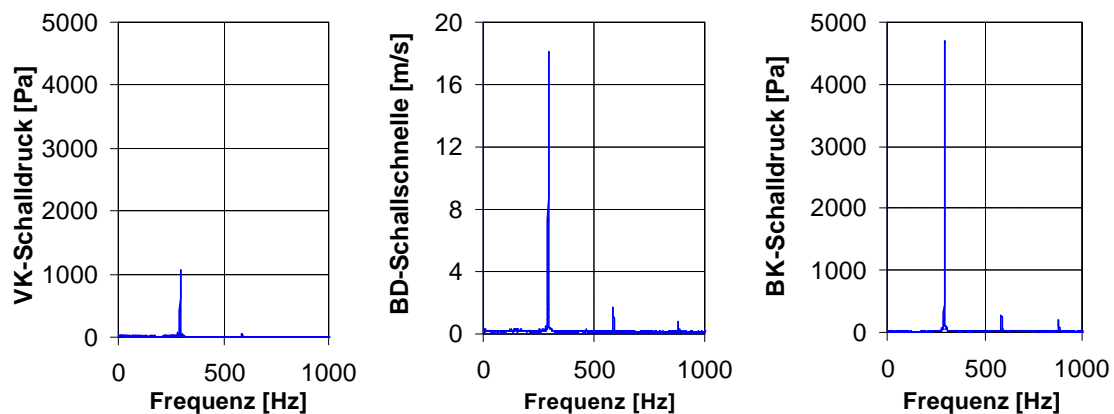


Abbildung 4.5 Amplitudenspektrum Instabilität II bei 300 Hz, vorkammerdominierte gemischte erste Umfangsmode, im nahstöchiometrischen Bereich bei hohen Leistungen

In Abbildung 4.6 werden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des OH-Eigenleuchtens der mit 150 Hz oszillierenden Flamme wiedergegeben. Es wurden 10 Bilder pro Schwingungsperiode aufgenommen, wobei die obere Reihe das absolute OH-Eigenleuchten zeigt und die untere Reihe die Schwankung um den Mittelwert aus der oberen Reihe. Die Schwankungsgrößen wurden zur Verdeutlichung auf den vollen Farbbereich skaliert und sind daher nicht mehr maßstäblich zu den Absolutgrößen.

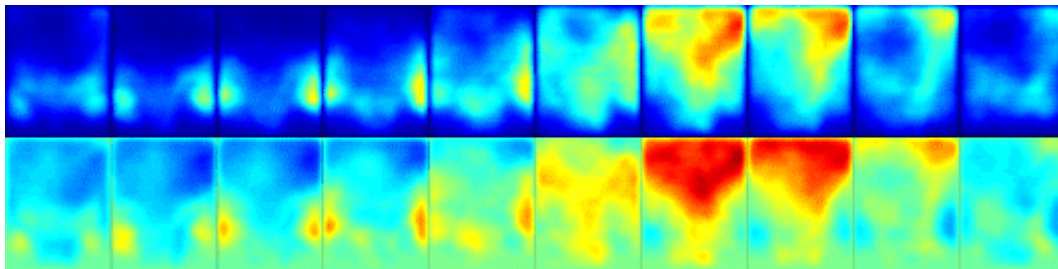


Abbildung 4.6 Instabilität I 150 Hz 401616 – OH-Chemilumineszenzsignal absolut (oben) und Schwankungsgröße (unten)

Stark reagierende Wirbelballen bewegen sich stromab und führen dort einen starken Anstieg der Wärmefreisetzung herbei. Es folgen schwach reagierende Wirbelballen, die zu einem Abreißen der Flamme im stromab gelegenen Bereich führen. Danach beginnt der Zyklus von neuem.

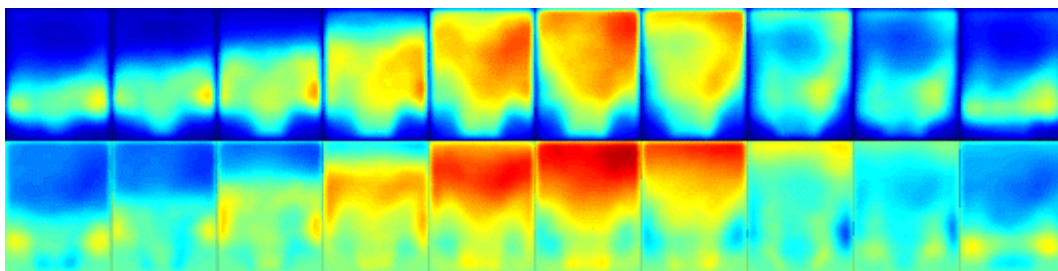


Abbildung 4.7 Instabilität II 300 Hz 401616 – OH-Chemilumineszenzsignal absolut (oben) und Schwankungsgröße (unten)

Abbildung 4.7 zeigt die entsprechenden Aufnahmen für den Fall mit 300 Hz Schwingungsfrequenz. Die absolute Intensität ist in diesem Fall natürlich höher, weil mit der gleichen Kameraeinstellung aufgenommen wurde wie bei der Instabilität I und weil die Instabilität II erst bei höherer Gesamtleistung auftritt. Trotzdem ist die Grundform der Schwingung in beiden Fällen ähnlich. Allerdings ist im

Fall der Instabilität II eine leichte Asymmetrie der Flamme zu erkennen, die ein direktes Resultat der Umfangsschwingung im Plenum und der daraus folgenden unterschiedlichen Anströmung und Gemischversorgung der benachbarten Brenner ist, wie ein Vergleichsversuch im stabilen Betriebsbereich der Brennkammer mit erzwungener Anregung im ersten Umfangsmode gezeigt hat (Kapitel 7.2).

4.2 Experimentell ermittelte Schwingungsmoden bei Fremderregung ohne Verbrennung

Eine wichtige Anforderung bei der Auslegung der Versuchsanlage war die Möglichkeit, außer axialen Moden auch Umfangsschwingungen gezielt anregen zu können. Durch die experimentelle Bestimmung der Schwingungsmoden sollte nachgewiesen werden, dass das in Kapitel 3.5.3 beschriebene Anregungskonzept in der Praxis funktionsfähig ist. Im Frequenzbereich zwischen 10 und 1000 Hz wurden daher Messungen mit vier unterschiedlichen Anregungsformen vorgenommen, wobei die sechs im Plenum montierten Lochsirenen in der in Abbildung 4.8 gezeigten Weise geschaltet waren. Falls die Sirenen unterschiedliche Abstände von den Knotenebenen der Wellen hatten, wie es für die 1. und 2. Umfangsmode der Fall war, wurden die Durchströmung der jeweiligen Sirene und damit die Anregungsamplitude mithilfe der zugeordneten Bypassventile angepasst. Die Vorkammer war in einer Ebene an den Umfangspositionen 0° , 90° , 180° und 270° mit Messmikrofonen bestückt, die Brennkammer an den Positionen 0° und 180° .

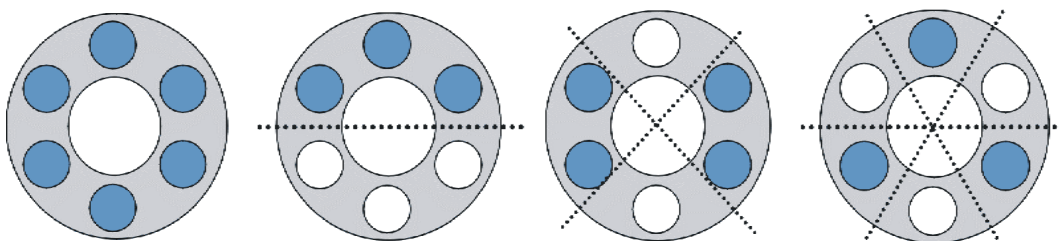


Abbildung 4.8 Schaltungsvarianten der sechs Sirenen an der Vorkammer, gefüllte Kreise bedeuten Phasenlage 0° , leere Kreise Phasenlage 180° , von links nach rechts: Axialmode, Umfangsmoden 1, 2 und 3

Es wurde in Schritten von 10 Hz gemessen. Bei jeder Frequenz wurden 20 Messungen des Schalldrucks von je einer Sekunde Dauer mit einer Abtastrate von 10 kHz durchgeführt. Die Zeitreihen wurden fouriertransformiert und im Frequenzbe-

reich gemittelt. Als Phasenreferenz wurde das Mikrofon VK090 gewählt, das sich an der Winkelposition 90° in der Vorkammer befand.

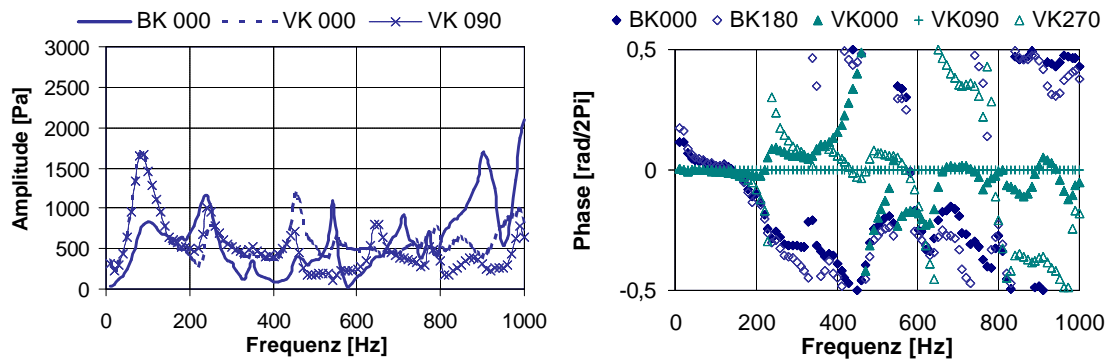


Abbildung 4.9 Anregung Axialmode, Amplituden- und Phasenspektrum in Vorkammer (VK) und Brennkammer (BK), von 0 Hz bis 200 Hz reine Axialmode, von 680 bis 730 Hz reine Axialmode, Eigenmode bei 90 Hz

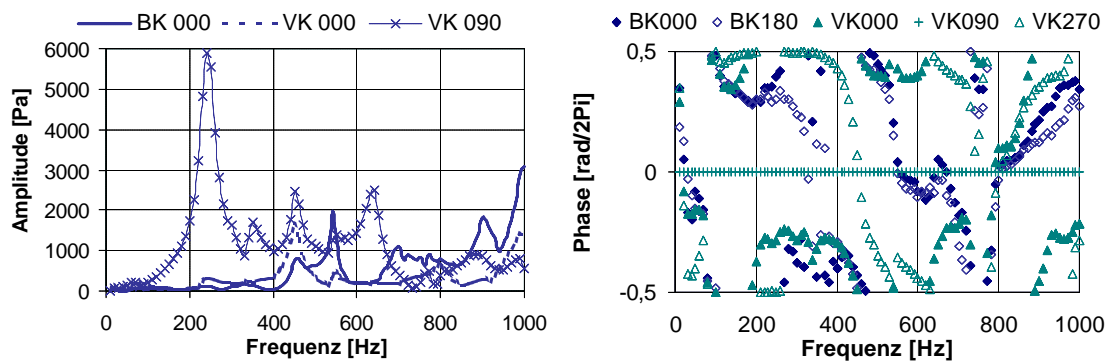


Abbildung 4.10 Anregung erste Umfangsmode, Amplituden- und Phasenspektrum in Vorkammer (VK) und Brennkammer (BK), von 160 Hz bis 300 Hz reine erste Umfangsmode, von 300 bis 400 Hz gemischte 1. Umfangsmode, Eigenmoden bei 250 Hz und 350 Hz

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.9 (axiale Anregung), Abbildung 4.10 (1.Umfangsmode), Abbildung 4.11 (2.Umfangsmode) und Abbildung 4.12 (3.Umfangsmode) dargestellt. VK090 bezeichnet dabei ein in der Vorkammer montiertes Mikrofon an der Umfangsposition 90° , VK270 wäre ein in der Vorkammer montiertes Mikrofon an der Umfangsposition 270° , das dem Mikrofon VK090 gegenüberläge. BK180 ist ein in der Brennkammer befindliches Mikrofon mit der Umfangsposition 180° . Es ist an der gleichen Umfangsposition montiert wie das Vorkammermikrofon VK180. Wie an den Phasenverläufen un-

schwer zu erkennen ist, war die konstruktiv vorgegebene Position der Druckaufnehmer für die geraden Moden günstiger als für die ungeraden. Weiterhin zeigt sich, dass sich der Versuchsbrennkammer zwar über weite Bereiche eine bestimmte Schwingungsform aufprägen lässt, in der Nähe der Resonanzfrequenzen aber immer Anteile der jeweiligen Eigenmode mitschwingen. Beispielsweise lässt sich bei axialer Anregung nur bis zu einer Grenze von 200 Hz ein rein axiales Schwingverhalten feststellen. Die Umfangsmoden lassen sich in einem Frequenzband von etwa 200 Hz um die zugehörige Eigenmode herum anregen, wobei dieser Bereich zu höheren Frequenzen hin schmaler wird.

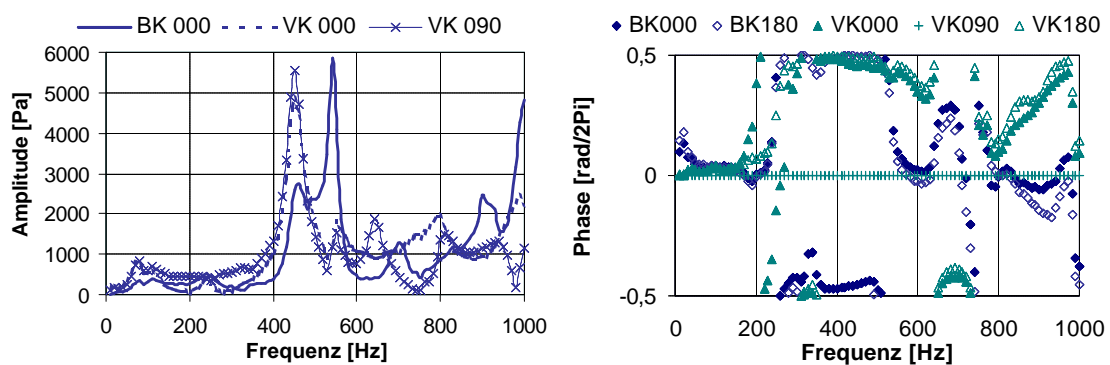


Abbildung 4.11 Anregung zweite Umfangsmode, Amplituden- und Phasenspektrum in Vorkammer (VK) und Brennkammer (BK), von 300 Hz bis 500 Hz reine zweite Umfangsmode, von 500 bis 600 Hz gemischte 2. Umfangsmode, Eigenmoden bei 460 Hz und 550 Hz

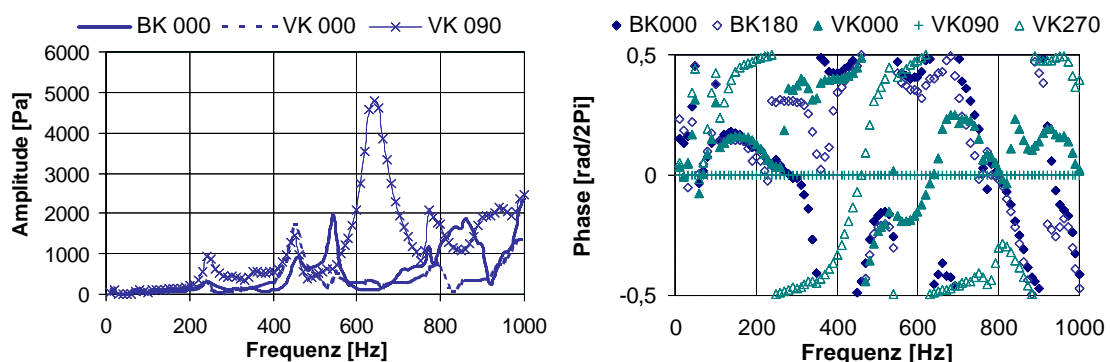


Abbildung 4.12 Anregung dritte Umfangsmode, Amplituden- und Phasenspektrum in Vorkammer (VK) und Brennkammer (BK), von 600 Hz bis 700 Hz reine dritte Umfangsmode, von 700 bis 780 Hz gemischte 3. Umfangsmode, Eigenmoden bei 650 Hz und 770 Hz

Die eingangs gestellte Frage der gezielten Anregbarkeit von Umfangsmoden mit einer Mehrsirenenanordnung konnte also positiv beantwortet werden, allerdings mit der Einschränkung, dass dies nur in bestimmten Frequenzbändern gilt. Dieses Erkenntnis ist in der Folge von großer Bedeutung, weil die Messungen der Brennertransfermatrix und der Flammentransferfunktion, die an der Ringbrennkammer zum Vergleich mit dem Einzelbrenner durchgeführt wurden, die axiale Anregung über den gesamten Frequenzbereich voraussetzten. Eine echte Vergleichbarkeit zwischen den Messungen an der Ring- und der Einzelbrennkammer bei Anwendung der gleichen Messmethodik war also nur bei axialer Anregung in einem Frequenzbereich von 0 bis 200 Hz gegeben. Bei höheren Frequenzen bedurften die Messergebnisse entweder einer besonderen Interpretation oder es musste von vorneherein eine auf der Modaldekomposition basierte Messtechnik verwendet werden [1]. Auf letzteres wird anlässlich der Darstellung der Ergebnisse der Transfermatrixmessung genauer eingegangen, wobei dort auch begründet wird, weshalb diese Methode letztendlich nicht gewählt wurde.

4.3 Messung einer axialen Brennertransfermatrix

Zur Unterstützung der Hypothese, dass ein Brenner auch in der Ringbrennkammer wie ein eindimensionales Element behandelt werden kann, wurde eine Transfermatrixmessung analog zu den Messreihen am Einzelbrenner durchgeführt. Dafür wurde eine rein axiale Anregung eingestellt und mit jeweils vier Mikrofonen in einer Reihe auf Brennkammer- und Vorkammerseite gemessen, entsprechend der von Fischer [24] für die Einzelbrennkammermessung gewählten Methode. Die Messung fand ohne Verbrennung statt. Den Vergleich der Ergebnisse mit dem äquivalenten Fall am Einzelbrenner (jeweils Brenner 401616) zeigt Abbildung 4.13, wobei die durchgezogene Linie für die Ergebnisse am Einzelbrenner und die strichpunktierte Linie für die Ergebnisse an der Ringbrennkammer steht.

Aus dem Vergleich können Schlussfolgerungen sowohl hinsichtlich des Transferverhaltens des Brenners in der Ringbrennkammer als auch der Einsatzgrenzen der Messmethode gezogen werden. Das Transferverhalten der Brenner in der Einzel- und der Ringbrennkammer zeigt für bestimmte Frequenzbereiche eine Übereinstimmung oder zumindest eine Ähnlichkeit der Kurvenverläufe. Die Ergebnisse aus Kapitel 4.2 zeigen, dass es sich um die Frequenzbereiche handelt, in denen bei

rein axialer Anregung das akustische Feld in der Ringbrennkammer auch rein axial oder zumindest überwiegend axial ist. Sobald in der Nähe der Umfangseigenmoden das Wellenfeld auch Umfangskomponenten aufweist, geht die Ähnlichkeit zwischen den gemessenen Transfermatrizen in der Einzel- und der Ringbrennkammer verloren. Damit wird deutlich, dass für axiale Wellenfelder oder axiale Komponenten der Wellenfelder das Transferverhalten des TD1-Brenners in beiden Brennkammern gleich ist, was angesichts der Definition der Transfermatrix als einer Eigenschaft des Elements Brenner ohne Berücksichtigung der stromauf und stromab anschließenden Elemente plausibel erscheint.

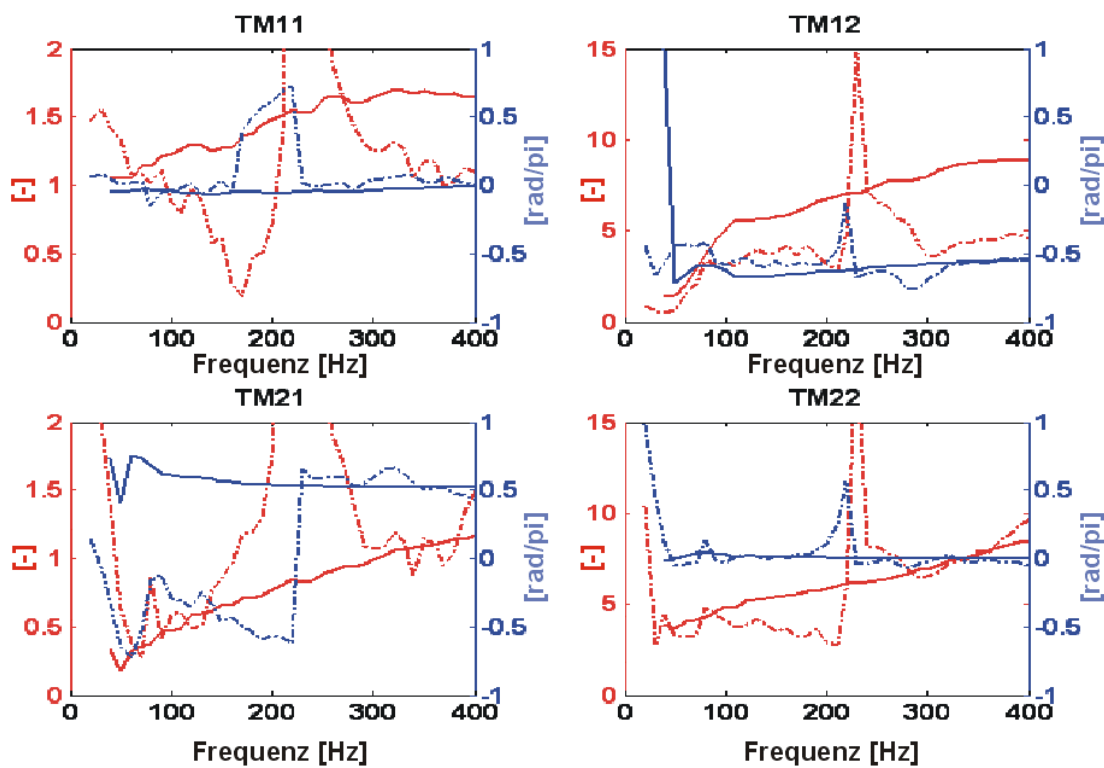


Abbildung 4.13 Vergleich Transfermatrix ohne Verbrennung Einzelbrenner (durchgezogene Linie) und Ringbrenner (strichpunktierte Linie), Amplitude (linke Skala) und Phase (rechte Skala), zwischen 200 Hz und 300 Hz sind deutlich die Einflüsse einer Umfangsschwingung zu erkennen

Für die Umfangskomponenten des akustischen Feldes lässt sich schon deshalb kein Vergleich zwischen der Einzel- und der Ringbrennkammer ziehen, weil in den betrachteten Frequenzbereichen in der Einzelbrennkammer nur rein axiale Moden auftreten konnten. Außerdem geht der Auswertalgorithmus für die Transfermatrizenbestimmung von einem eindimensionalen Wellenfeld aus, so dass er

unter dem Einfluss der Umfangsschwingungen notwendigerweise Ergebnisse liefert, die keine Aussagekraft haben, weil die auf Grund der Druckmessungen rekonstruierten Wellenfelder nicht der Realität entsprechen. Abhilfe würde hier nur eine umfassende Bestückung der Ringbrennkammer mit weiteren Mikrofonen schaffen, die eine analytische Modenzerlegung ermöglichen könnten [1]. Die Mindestanforderung wären dabei zwei Mikrofone je Eigenmode, wobei die Umfangsmoden wegen ihrer Eigenschaft, sich aus jeweils zwei zueinander orthogonalen Moden zusammensetzen, zweifach gezählt werden müssen. Wenn eine Modaldekomposition bis zum zweiten Umfangsmode gewünscht ist, müssten daher je zehn Mikrofone in der Vor- und der Brennkammer eingesetzt werden. Wenn zudem, wie zum Beispiel von Fischer [24] empfohlen, die Multimikrofonmethode mit redundanten Messstellen angewendet und je Schwingungsmode noch einmal zwei Mikrofone ergänzt würden, wären dann bereits 40 Mikrofone im Einsatz. Als Ergebnis ergäbe sich je eine Transfermatrix für jede Eigenmode des Wellenfeldes.

Aus der durchgeführten Messung der Transfermatrix mit einem eindimensionalen Verfahren lässt sich also eine Bestätigung für die Vermutung ableiten, dass sich der Brenner in der Ringbrennkammer für axiale Wellen akustisch gleich verhält wie in der Einzelbrennkammer. Dass diese akustische Äquivalenz jedoch nicht auch auf ein gleiches Flammenübertragungsverhalten schließen lässt, zeigt sich im folgenden Kapitel.

4.4 Messungen der Flammentransferfunktion

4.4.1 Globale Messung der Wärmefreisetzungfluktuation

Nachdem die rein akustischen Untersuchungen keine wesentlichen Unterschiede bezüglich des Brennerverhaltens in der Einzel- und Ringkonfiguration ergeben hatten, wurden Vergleichsmessungen zur Flammentransferfunktion an beiden Versuchsaufbauten durchgeführt. Dabei wurde die Schallschnelle u' in der Brennerdüse mit einer Hitzdrahtsonde gemessen, das OH-Eigenleuchten der Flamme als Maß für die Wärmefreisetzung durch eine Sichtscheibe in der Brennkammerwand mit einem Photomultiplier mit UG11-Filter. Es wurde in Schritten von 10 Hz gemessen. Bei jeder Frequenz wurden 20 Messungen des Schalldrucks von je einer Sekunde Dauer mit einer Abtastrate von 10 kHz durchgeführt. Die Zeitreihen

wurden im Zeitbereich gemittelt und anschließend fouriertransformiert. Die Flammentransferfunktion $F(\omega)$ kann schließlich als Quotient der relativen Wärmefreisetzungsfluktuation und der relativen axialen Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse ermittelt werden, beide genommen bei der jeweiligen Anregungsfrequenz (Gleichung 4.1). Der Vorteil dieser Normierung liegt in der physikalischen Anschaulichkeit des Ergebnisses. Für $\omega \rightarrow 0$ gilt dann $F(\omega) \rightarrow 1$, denn für unendlich kleine Frequenzen in der Zuströmung folgt die Wärmefreisetzung in der Flamme unmittelbar der Massenstromänderung in der Gemischzufuhr.

$$F(\mathbf{w}) = \frac{\dot{Q}'(\mathbf{w})/\dot{Q}_0}{u'(\mathbf{w})/u_0} \quad (4.1)$$

Eine weitere übliche Formulierung der Flammentransferfunktion besteht in der Normierung des Quotienten der Wärmefreisetzungsfluktuation und der axialen Geschwindigkeitsschwankung bei der betrachteten Frequenz mit dem Quotienten dieser beiden Größen bei einer Bezugsfrequenz (Gleichung 4.2). Gewöhnlich wird die niedrigste im Experiment betrachtete Frequenz herangezogen, bei Fischer [24] zum Beispiel 10 Hz. Bei Vergleichen mit Einzelbrennerergebnissen von Fischer wird daher diese Normierung verwendet.

$$F(\mathbf{w}) = \frac{\dot{Q}'(\mathbf{w})/\dot{Q}'_{w_{ref}}}{u'(\mathbf{w})/u'_{w_{ref}}} \quad (4.2)$$

Aufgrund der Darstellung im Frequenzraum ist $F(\omega)$ komplexwertig. Für die graphische Darstellung von $F(\omega)$ wird daher in der Regel von der Darstellung nach Gleichung 4.3 ausgegangen. Der Betrag $|F(\mathbf{w})|$ und die Phase $\mathbf{j}(\mathbf{w})$ werden dann getrennt wiedergegeben.

$$F(\mathbf{w}) = |F(\mathbf{w})| \cdot e^{i\mathbf{j}(\mathbf{w})} \quad (4.3)$$

Um auch Messungen mit voneinander abweichenden Brenneraustrittsgeschwindigkeiten vergleichen zu können, wurde in diesen Fällen $F(\omega)$ über einer dimensionslosen Frequenz aufgetragen, der Strouhalzahl (Gleichung 4.4).

$$Str = \frac{f \cdot d}{u_0} \quad (4.4)$$

Als charakteristische Länge d wurde der Brennerdüsenaußendurchmesser gewählt, u_0 bezeichnet die axiale Austrittsgeschwindigkeit aus dem Brenner.

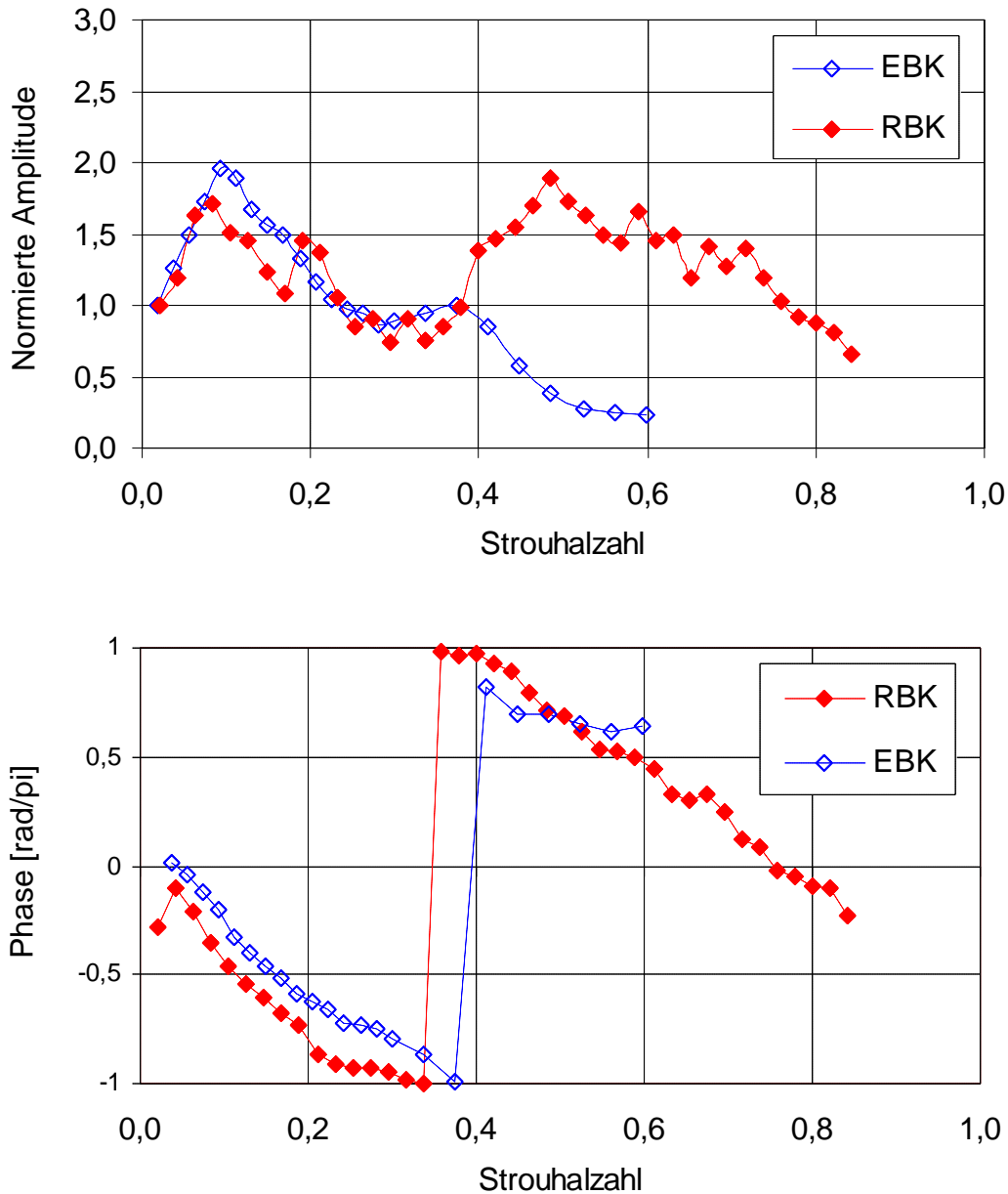


Abbildung 4.14 Vergleich Flammentransferfunktion EBK – RBK in der Konfiguration 401616 mit einer Einzelbrennerleistung von 50 kW und einer Luftzahl von $\lambda = 1,25$

Erste Vergleichsmessungen zwischen der Einzelbrennkammer und der Ringbrennkammer in der Konfiguration 401616 bei einer thermischen Leistung von 50 kW pro Brenner und einer Luftzahl von $\lambda = 1,25$ zeigten zwar grundsätzliche Ähnlich-

keiten, aber besonders im oberen Frequenzbereich auch erhebliche Abweichungen im Betrag (Abbildung 4.14).

Ähnlichkeiten bestehen insbesondere im Phasenverlauf. Unter Annahme, dem Phasengang läge ein einfacher Verzugszeitzusammenhang zugrunde, kann aus den Werten für den Phasengang, die Strouhalzahl Str , den Brennerdurchmesser d und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit u eine Verzugszeit τ errechnet werden (Gleichung 4.5). Der Formel basiert auf der Annahme einer Ursprungsgeraden durch den betrachteten Messpunkt.

$$t = \frac{\Delta j \cdot d}{2p \cdot u \cdot Str} \quad (4.5)$$

Zum Vergleich wird die Strouhalzahl eingesetzt, bei der die Phase den Wert $-\pi$ erreicht. Dann ergibt sich sowohl für die Einzel- als auch für die Ringbrennkammer eine Verzugszeit von $\tau \approx 2,8$ ms. Dieses Ergebnis spricht für eine ähnliche Flammenform in beiden Fällen. Die Übereinstimmung im Amplitudengang ist allerdings unbefriedigend. Bei niedrigen Strouhalzahlen bis hin zu 0,4 liegen die Messwerte zwar recht nah beieinander, darüber verhalten sich die Flammen aber gänzlich verschieden. Die Flammenantwort des EBK-Brenners verschwindet nahezu für höhere Frequenzen, das Abflachen des Phasenganges oberhalb von $Str = 0,5$ ist dafür ein deutliches Indiz. Der RBK-Brenner hingegen weist in diesem Bereich einen Anstieg im Amplitudengang auf, der die Höhe des ersten Maximums erreicht. Da im Bereich des lokalen Maximums bei $Str = 0,5$ ein Umfangseigenmode der Ringbrennkammer liegt, war zunächst der Schluss naheliegend, dass die im Einzelbrenner nicht vorhandenen Umfangsanteile der akustischen Schwingungen das globale Brennerübertragungsverhalten beeinflussen. Ein fundiertes Urteil über die Ursachen dieser Effekte war aufgrund dieser ersten Messung jedoch nicht möglich.

4.4.2 *Von der globalen zur lokalen Messung*

Wie im vorhergehenden Abschnitt bereits erwähnt wurde, ergab die integrale Messung der Wärmefreisetzung beträchtliche Unterschiede zwischen dem EBK-Brenner und dem RBK-Brenner. Neben der Möglichkeit, dass Umfangsschwingungen in der Ringbrennkammer die Flammenantwort beeinflussen, kam als wei-

tere Erklärungsmöglichkeit eine Unzulänglichkeit der zur Verfügung stehenden Versuchseinrichtung in Frage.

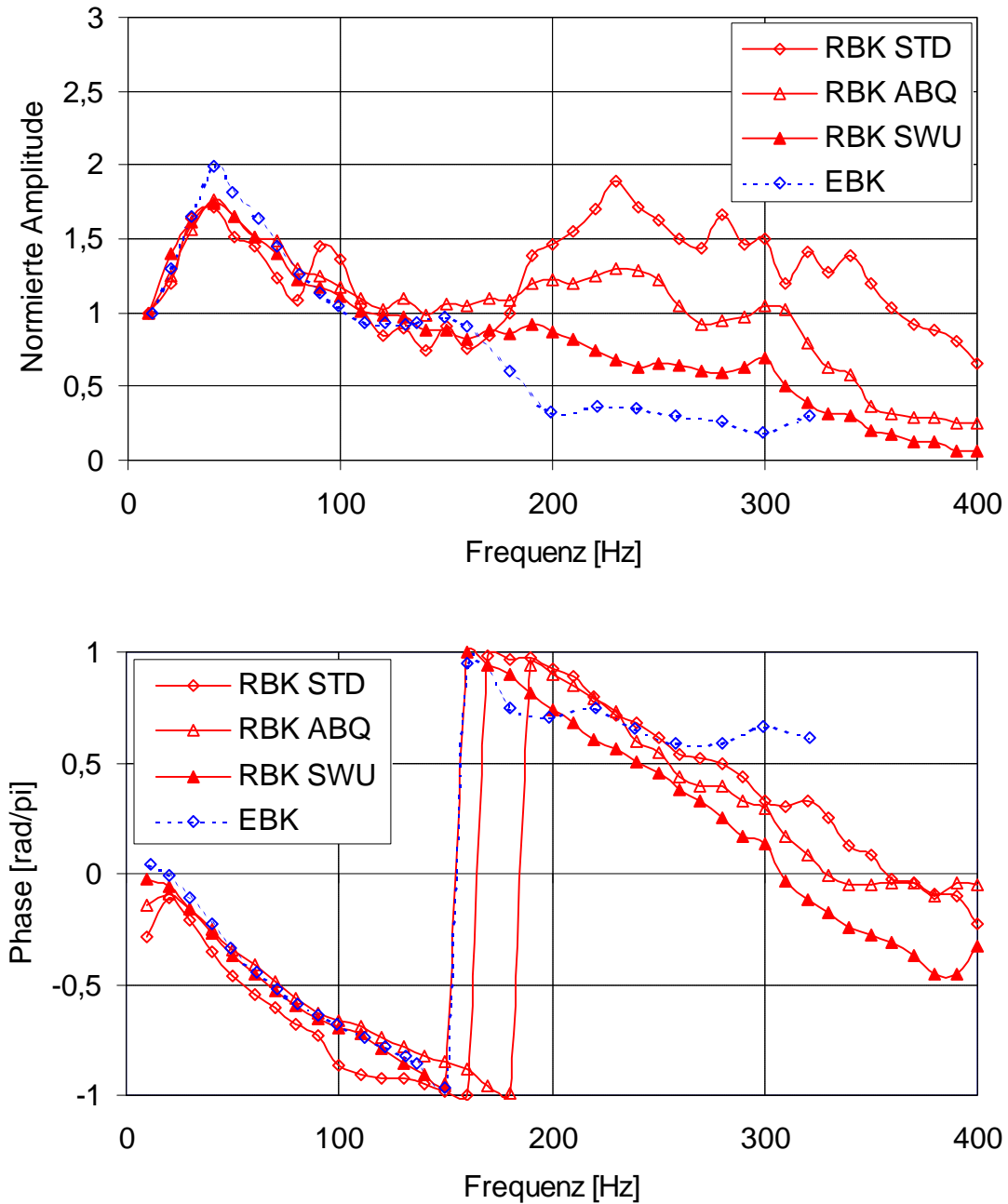


Abbildung 4.15 Vergleich Flammentransferfunktion EBK – RBK mit unterschiedlichen Gesichtsfeldern des Photomultipliers, STD senkrecht zur Strömungsrichtung, vorderer und mittlerer Flammenbereich, ABQ senkrecht, mittlerer Flammenbereich, SWU 45° mittlerer und hinterer Flammenbereich

Tatsächlich gab es einen wichtigen Unterschied hinsichtlich der optischen Zugänglichkeit der Einzel- und der Ringbrennkammer. Während in der EBK die Flamme auf ihrer gesamten Länge sichtbar war, waren in der RBK je nach Brennerdrall und thermischer Leistung die hinteren 20 – 30 % der Flamme aus der Blickrichtung senkrecht zur Sichtscheibe nicht mehr sichtbar.

Versuchsweise wurde daher der Photomultiplier so angeordnet, dass er unter einem Winkel von 45° in Strömungsrichtung schräg durch die Sichtscheibe die UV-Strahlung des mittleren und hinteren Teils der Flammen statt wie zuvor des vorderen und mittleren Teils aufnehmen konnte (Messreihe RBK SWU). Die Messung wurde unter ansonsten gleichen Bedingungen wie die vorhergehende durchgeführt. Das Ergebnis war überraschend, die Unterschiede zur EBK-Messung waren nun erheblich kleiner. Abbildung 4.15 zeigt die Messreihen im Vergleich, aufgetragen in diesem Fall über der Anregungsfrequenz. Insbesondere der starke Anstieg im Amplitudengang oberhalb von 200 Hz wie in der Messreihe RBK STD (identisch mit der Messreihe RBK aus dem Kapitel 4.4.1) trat nicht mehr auf. Da durch die Anordnung des Photomultipliers für die Messreihe RBK SWU das Brennernahfeld nicht mitberücksichtigt wird, lag es nahe, die starken Unterschiede zwischen der EBK-Messung und der Messreihe RBK STD auf spezielle Ringbrennkammereffekte in der Nähe des Brenneraustritts zurückzuführen. Zur Erhärtung dieser Vermutung wurde die Messreihe RBK ABQ aufgenommen, bei der die ersten 20 mm der Flamme nach dem Brenneraustritt durch eine Blende abgedeckt wurden, die übrige Anordnung aber dem Fall RBK STD entsprach. Die Ergebnisse liegen etwa in der Mitte zwischen denen der Messungen STD und SWU.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung mit unterschiedlichen Blickfeldern auf die Flamme hatten zwar wegen ihrer Unsicherheit in Bezug auf den tatsächlich gesehenen Ausschnitt der Flamme qualitativen Charakter, zeigten aber im wesentlichen den Weg zur Charakterisierung der RBK-Flamme. Die Hauptursache für die Abweichungen von der Flammentransferfunktion der Einzelbrennkammer war im Brennernahfeld zu suchen, während im Fernfeld die Unterschiede zu verschwinden schienen. In gleichem Maße relativierte sich die Limitation des RBK-Versuchsaufbaus hinsichtlich seiner optischen Zugänglichkeit. Die Messung der Flammentransferfunktion für definierte Ausschnitte der Flamme sollte eine echte Vergleichbarkeit der Messungen an der Einzel- und der Ringbrennkammer ge-

währleisten und so die Notwendigkeit, die gesamte Flamme auf einmal sehen zu können, zurücktreten lassen.

4.4.3 *Definition der Begriffe Brennernah- und -fernfeld*

Im vorangegangenen Abschnitt wurden die Begriffe Brennernah- und -fernfeld zum ersten Mal verwendet, dort zunächst noch in einer qualitativen Betrachtungsweise. Es wurde eine Flammenzone nah am Brenner angenommen, in der sich die Flamme anders verhält als in einem größeren Abstand vom Brenneraustritt, wobei sich die Länge dieses Nahfeldes in der Größenordnung des Brenneraustrittsdurchmessers bewegte. Für das Verständnis und die weitere Auswertung der Ergebnisse der räumlich aufgelösten Messungen der Flammentransferfunktion ist jedoch eine exaktere Definition des Flammennah- und -fernfeldes vonnöten.

Brennerfernfeld soll der Bereich der Flamme ab dem Ort genannt werden, ab dem der Phasenverlauf der Transferfunktion die konvektive Verzugszeit wiedergibt, die sich aus der mittleren axialen Austrittsgeschwindigkeit des brennfähigen Gemisches aus dem Brenner und dem Abstand des betrachteten Flammenbereichs vom Brenneraustritt bestimmen lässt. Brennernahfeld soll der Bereich unmittelbar nach dem Brenneraustritt bis zu dem Ort genannt werden, ab dem die Bedingung für das Fernfeld erfüllt ist. Im Flammennahfeld ist der Phasengang der Transferfunktion also signifikant verschieden von dem im Fernfeld, insbesondere ist dort die aus dem Phasenverlauf ermittelbare Verzugszeit erheblich größer als die einfache konvektive Verzugszeit.

Zwischen den Begriffen Brennerfernfeld und Flammenfernfeld wird nicht unterschieden, sie werden äquivalent verwendet, gleiches gilt für das Nahfeld.

4.4.4 *Lokale Messung der Wärmefreisetzungfluktuation*

Für die Messung einer räumlich aufgelösten Flammentransferfunktion muss die Flamme zunächst in geeignete Abschnitte zerlegt werden. Anschließend ist ein optischer Aufbau erforderlich, der es ermöglicht, nur die zuvor definierten Abschnitte aufzunehmen.

Im vorliegenden Fall wurden Ausschnitte der Flamme über ihre gesamte Breite und über 10 mm Länge in Strömungsrichtung ausgewählt. Der Photomultiplier wurde in dem bereits in Kapitel 3.6.3 beschriebenen optischen Aufbau verwendet und von Messreihe zu Messreihe in Schritten von 10 mm in Richtung der Brennerachse traversiert. Die Messung und die Datenverarbeitung der Messwerte geschah für jeden betrachteten Flammenabschnitt analog zu der Methode, die auch für die globale Messung Anwendung gefunden hatte.

Untersucht wurden an der Einzel- und der Ringbrennkammer je zwei Drallvarianten in jeweils zwei Leistungsstufen. Die Luftzahl wurde nicht variiert und lag konstant bei $\lambda = 1,4$. Damit ergab sich die in Tabelle 4.1 dargestellte Versuchsmatrix mit insgesamt acht Messreihen. Die Anregung der Zuströmung erfolgte dabei rein axial.

Brennerkonfiguration	EBK		RBK	
403216	56 kW	66 kW	670 kW	810 kW
401616	56 kW	66 kW	670 kW	810 kW

Tabelle 4.1 Versuchsmatrix für lokal aufgelöste Flammentransferfunktionsmessungen

Zusätzlich wurde an der Ringbrennkammer eine Messreihe in der Konfiguration 403216 mit der Leistung 810 kW und der Anregung einer stehenden ersten Umfangsmode aufgenommen, um die Auswirkungen von Umfangsschwingungen auf die Transferfunktion besser bewerten zu können.

In jeder dieser Messreihen wurden neun Abschnitte der Flamme vermessen, mit Anregungsfrequenzen von 10 Hz bis 400 Hz in Schritten von 10 Hz. Die Anregungsamplitude wurde so eingeregelt, dass die Schallschnelleamplitude in der Brennerdüse zwischen 10 und 15 % der mittleren Strömungsgeschwindigkeit zu liegen kam, was im vorliegenden Fall etwa 2 – 3 m/s Schnelleamplitude bedeutete. In diesem Bereich ist die Amplitude ausreichend groß für ein gutes Verhältnis zwischen Signal und Rauschen während der Messung, aber noch klein genug, um den Bereich der linearen Flammenantwort nicht zu verlassen, der im Rahmen die-

ser Arbeit von Interesse war. Bei zu großen relativen Amplituden der Anregung kann es insbesondere bei höheren Frequenzen zu einem stark nichtlinearem Verhalten der Flamme kommen, welches sich in Wirbelablösungen und starken Veränderungen der Flammenform äußert [15] und wodurch der klare Zusammenhang zwischen der Schnelleschwankung im Brenner und der Wärmefreisetzungsschwankung in der Flamme verloren geht.

Mit dem beschriebenen Messverfahren ergeben sich nun statt einer neun Flammentransferfunktionen $F_i(\omega)$, wobei der Index i die laufende Nummer des Flammensektors vom Brenner an gezählt ist.

$$F_i(\mathbf{w}) = \frac{\dot{Q}'_i(\mathbf{w})/\dot{Q}_0}{u'(\mathbf{w})/u_0} \quad (4.6)$$

Es ergaben sich mit 40 Frequenzschritten, neun Messpositionen und einer Mittelung über jeweils zehn Zeitreihen pro Frequenzschritt 3600 zu verarbeitende Zeitreihen für einen Messdurchgang. Zur Darstellung der Ergebnisse wurde wieder auf die Auftragung des Amplituden- und Phasengangs über der Strouhalzahl zurückgegriffen. Zur Verdeutlichung der beobachteten Effekte und zur Verbesserung der Übersichtlichkeit bei der Darstellung der Ergebnisse wurden die neun vermessenen Abschnitte der Flamme im Rahmen der Versuchsauswertung zu vier größeren Sektoren zusammengefasst, wie es in Tabelle 4.2 verdeutlicht ist.

Diese nachträgliche Mittelwertbildung über mehrere Flammenbereiche mit der damit einhergehenden Reduktion der räumlichen Auflösung der Ergebnisse erwies sich als sinnvoll, da zum einen in dieser Arbeit grundsätzliche Aussagen zum Flammennah- und -fernfeld im Mittelpunkt stehen sollten und sich eine Unterteilung der Flamme in vier Bereiche als dafür völlig ausreichend erwies, zum anderen durch die Mittelung die Unsicherheit bezüglich der Messwerte noch einmal reduziert werden konnte. In diesem Zusammenhang soll auch darauf hingewiesen werden, dass die räumliche Auflösung der Wärmefreisetzungsmessung einer hochgradig instationären Drallflamme nicht losgelöst von der zeitlichen Mittelung der Messung betrachtet werden kann. Zehn Zeitreihen pro Frequenz und Messort, wie in den hier vorgestellten Messungen, stellen für eine räumliche Teilung der Flamme in neun Abschnitte sicher eine untere Grenze für verlässliche Messwerte

dar, während sie für die letztlich ausgewerteten vier Flammensektoren aussagekräftige Ergebnisse zulassen.

Flammensektor	Messabschnitt	Abstand vom Brenner
I	1 und 2	0,0 – 0,5 x Ø Brenner
II	3 und 4	0,5 – 1,0 x Ø Brenner
III	5 und 6	1,0 – 1,5 x Ø Brenner
IV	7, 8 und 9	1,5 – 2,25 x Ø Brenner
Summe	1 bis 9	0,0 – 2,25 x Ø Brenner

Tabelle 4.2 Darstellung der Messergebnisse von vier Bereichen der Flamme, Abstand vom Brenneraustritt in Funktion des Brennerdüsendurchmessers, in diesem Fall ist \bar{A} Brenner = 40 mm

Zusätzlich zu den einzelnen Flammensektoren wird die Summe dieser vier Bereiche wiedergegeben, wobei zu beachten ist, dass bei der Darstellung des Amplitudengangs die Werte der vier Darstellungsbereiche sich nicht zum Wert der Summenreihe addieren. Der Betrag der Summe ist nicht mit der Summe der Beträge identisch (Gleichung 4.7), weil die Ergebnisse mit Betrag und Phase als komplexe Zahlen vorliegen.

$$\sum_{i=1}^4 |F_i(\omega)| \neq \left| \sum_{i=1}^4 F_i(\omega) \right| \quad \text{für } F(\omega) \in \mathbb{C} \quad (4.7)$$

Da die Messung zudem auf den Bereich von 0 bis 90 mm nach Austritt aus dem Brenner beschränkt wurde, geht der Betrag von $F(\omega)$ für kleine Frequenzen nicht notwendigerweise gegen 1, weil eventuelle Beiträge weiter stromab gelegener Flammenanteile nicht erfasst wurden. Es hat sich allerdings gezeigt, dass in diesen stromab gelegenen Bereichen keine nennenswerten Änderungen von $F(\omega)$ mehr auftreten, daher wird die Aussage der vorliegenden Messergebnisse nicht dadurch beeinträchtigt, dass nicht die gesamte Flamme vermessen wird.

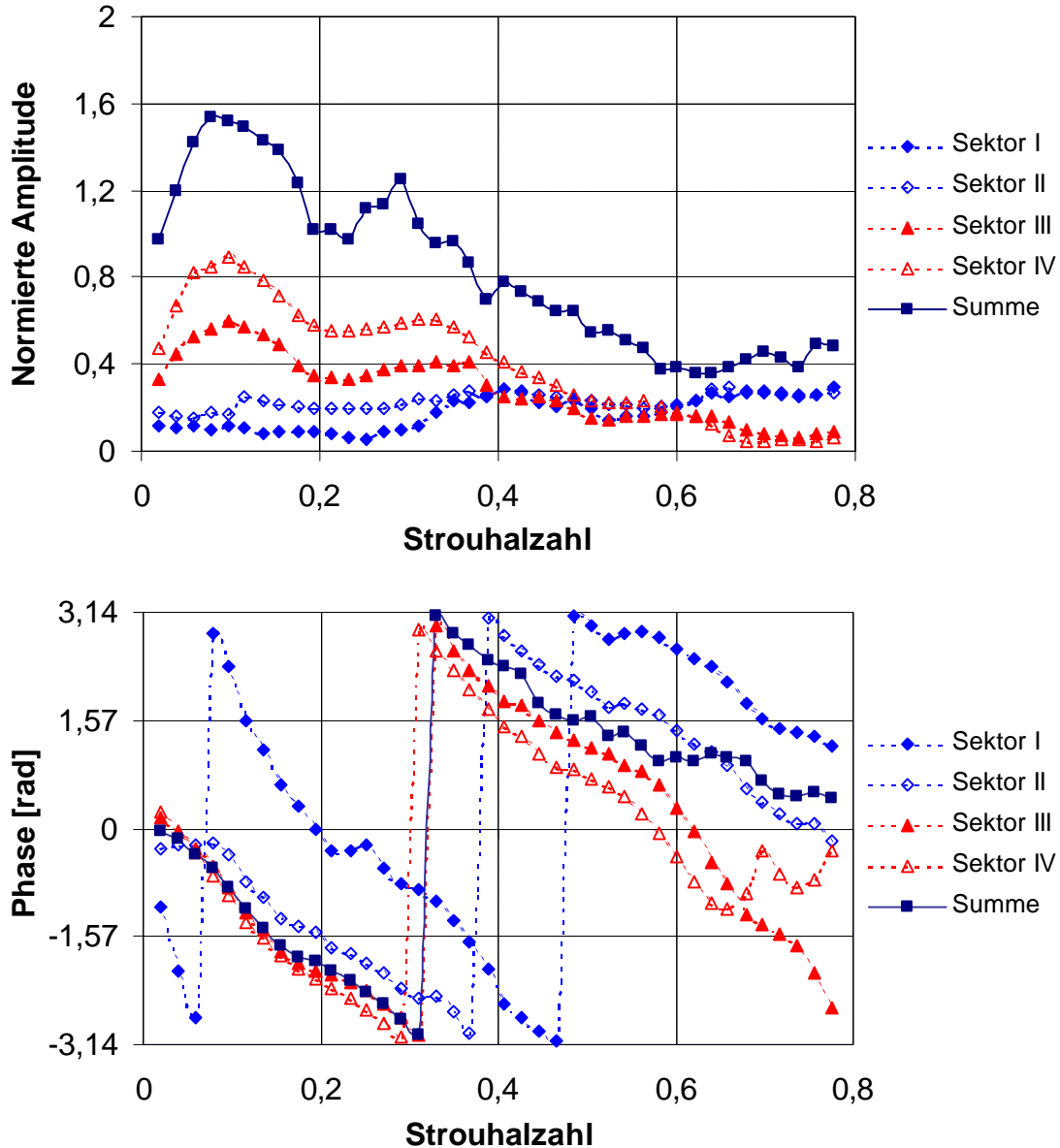


Abbildung 4.16 $F(w)$ nach Amplitude und Phase an der EBK, Brenner 401616, Leistung 56 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$, $u_{ax} = 20,6$ m/s

Der Einzelbrenner 401616 mit 56 kW zeigt in den Flammensektoren III und IV das typische, schon von Fischer [24] bei Messungen am TD1-Brenner beobachtete Verhalten (Abbildung 4.16). Zu höheren Strouhalzahlen geht die Flammenantwort gegen null. Im Sektor I ist ein gegenläufiges Verhalten feststellbar. Bei niedrigen Strouhalzahlen ist die Flammenantwort gering, steigt aber dann an. Der Phasengang in Sektor I unterscheidet sich stark von den übrigen Sektoren, die einen einander ähnlichen, recht linearen Verlauf der Phase aufweisen. Der Amplitudengang von Sektor II liegt in einer Art Übergangsbereich zwischen dem des Sektors I einerseits und der Sektoren III und IV andererseits.

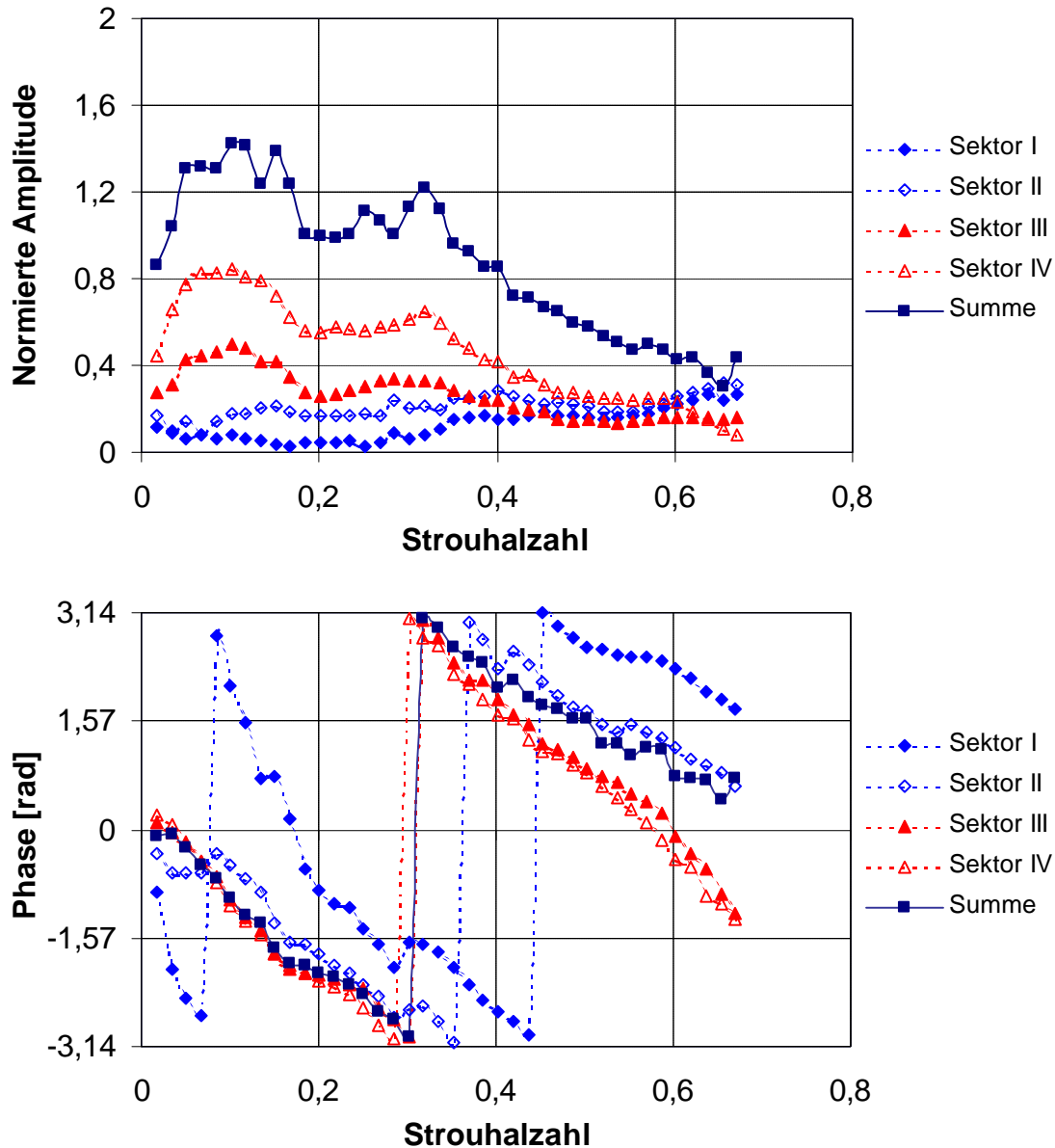


Abbildung 4.17 $F(\mathbf{w})$ nach Amplitude und Phase an der EBK, Brenner 401616, Leistung 66 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Einzelbrenner 401616 mit 66 kW Verbrennungsleistung (Abbildung 4.17) verhält sich ähnlich wie im vorgehenden Fall mit niedrigerer Leistung. Die Flammensektoren III und IV weisen nun ein etwas flacheres lokales Maximum im Bereich von $\text{Str} = 0,1$ auf, dagegen ist die Flammenantwort in Sektor IV bei höheren Strouhalzahlen ($\text{Str} > 0,6$) etwas größer. Der Phasengang im Sektor II weist die Besonderheit auf, bei niedrigen Frequenzen zunächst dem Verlauf von Sektor I zu folgen, um dann auf die Verläufe der Sektoren III und IV einzuschwenken.

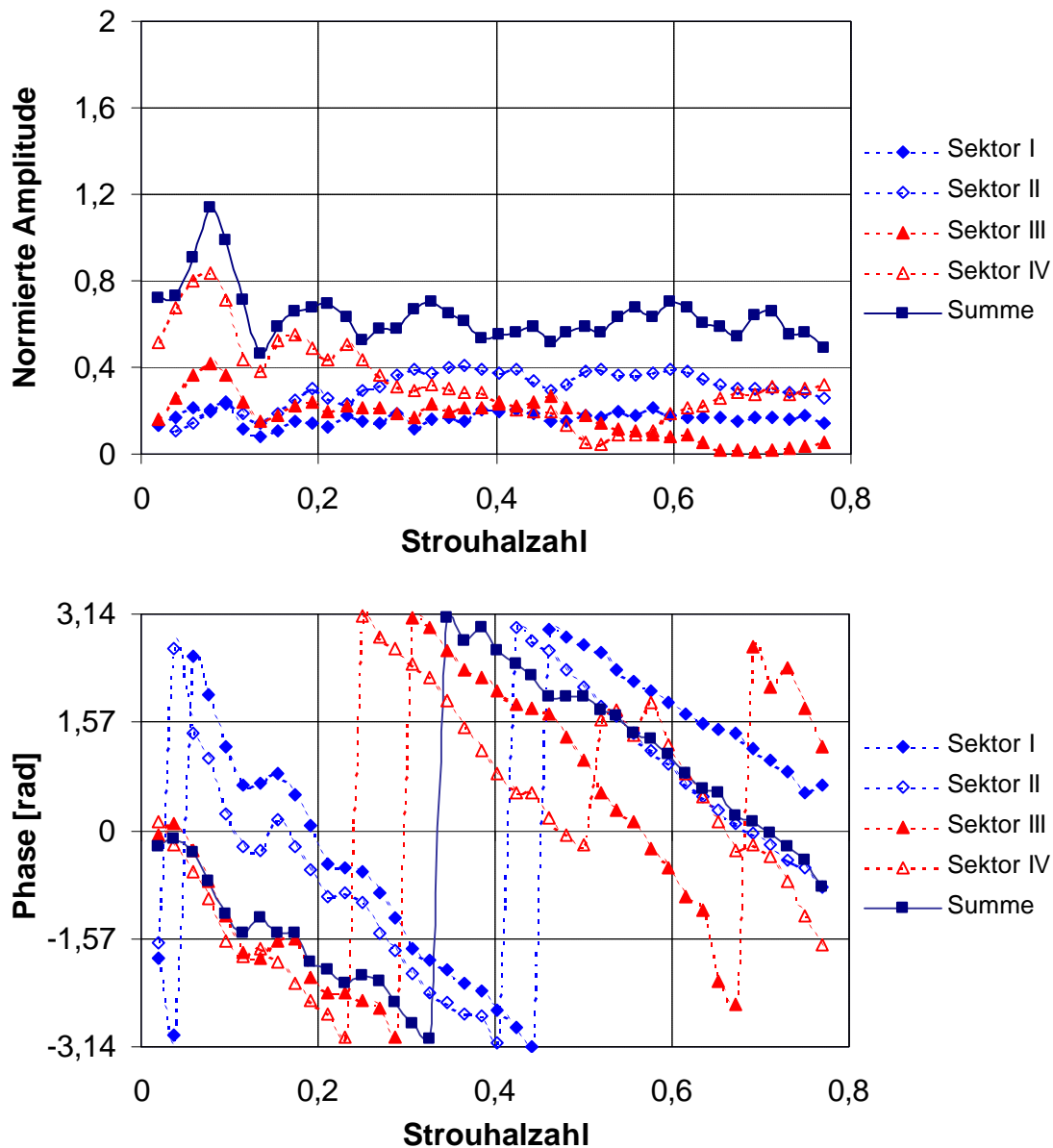


Abbildung 4.18 $F(\mathbf{w})$ nach Amplitude und Phase an der EBK, Brenner 403216, Leistung 56 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Einzelbrenner 403216 mit 56 kW und einem gegenüber der zuvor betrachteten Konfiguration (401616) halbierten Drall verhält sich deutlich anders (Abbildung 4.18). Die absolute Flammenantwort im Fernfeld der Flamme (Sektoren III und IV) liegt niedriger, die Phasenverläufe in diesem Bereich liegen weiter auseinander. Im Sektor II verhält sich die Flamme nunmehr wie im Sektor I, was sowohl im Amplituden- wie auch im Phasengang sichtbar wird. Bei $\text{Str} \approx 0,14$ lässt sich über alle Flammensektoren hinweg ein Wendepunkt im Phasengang beobachten, der mit einem lokalen Minimum im Amplitudengang einhergeht.

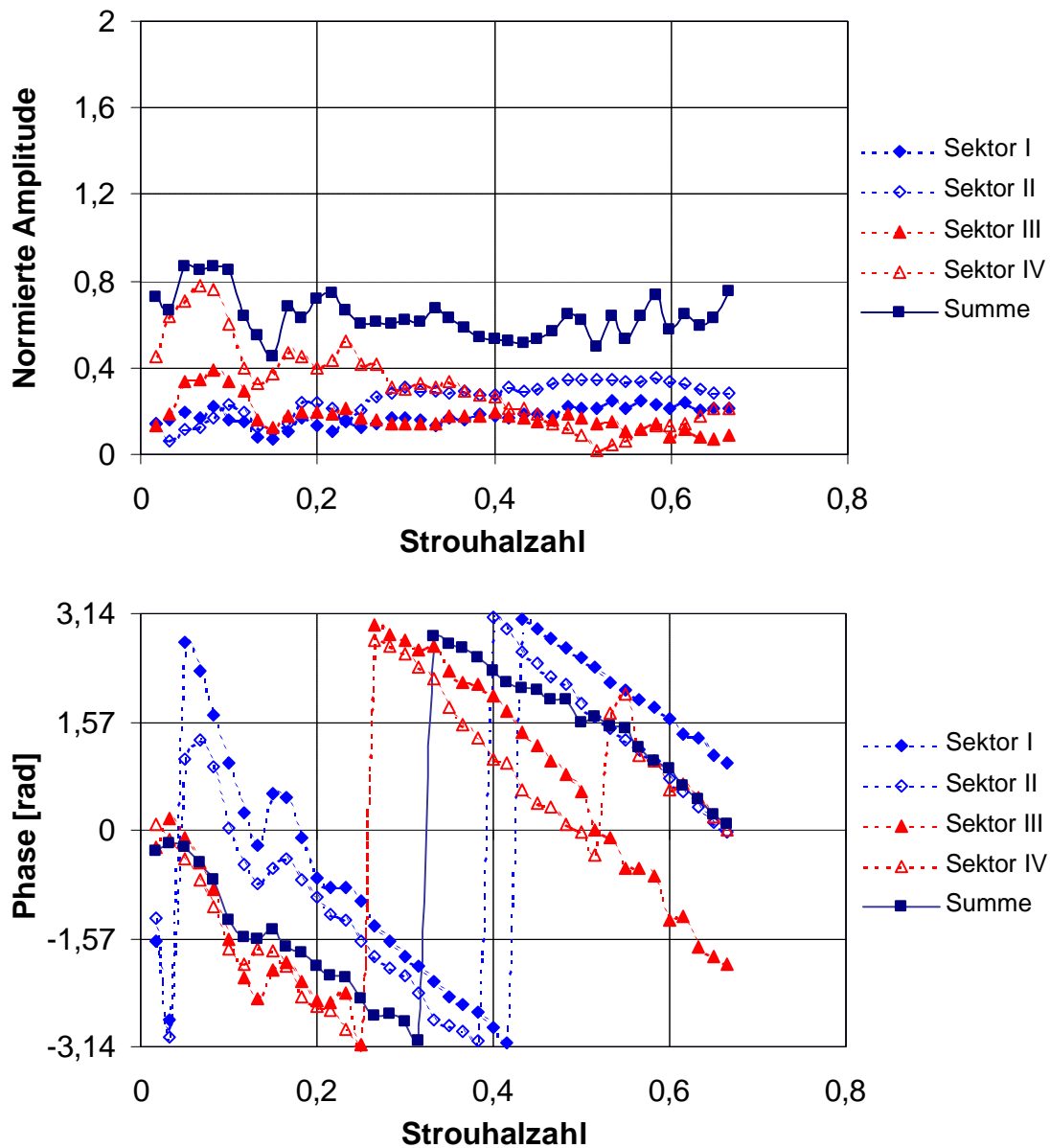


Abbildung 4.19 $F(\omega)$ nach Amplitude und Phase an der EBK, Brenner 403216, Leistung 66 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Einzelbrenner 403216 mit 66 kW gibt wiederum ein ähnliches Bild wie sein Pendant mit geringerer Leistung (Abbildung 4.19). Der Wendepunkt im Phasengang bei gleichzeitigem lokalem Minimum im Amplitudengang ist über alle Flammensektoren hinweg noch stärker ausgeprägt. Die Sektoren I und II einerseits sowie III und IV andererseits bilden eine Art von Gruppe und rücken in ihrem jeweiligen Phasenverlauf näher zusammen, was als ein Hinweis darauf zu deuten ist, dass es in der Flamme zwei dominante Verzugszeiten geben könnte.

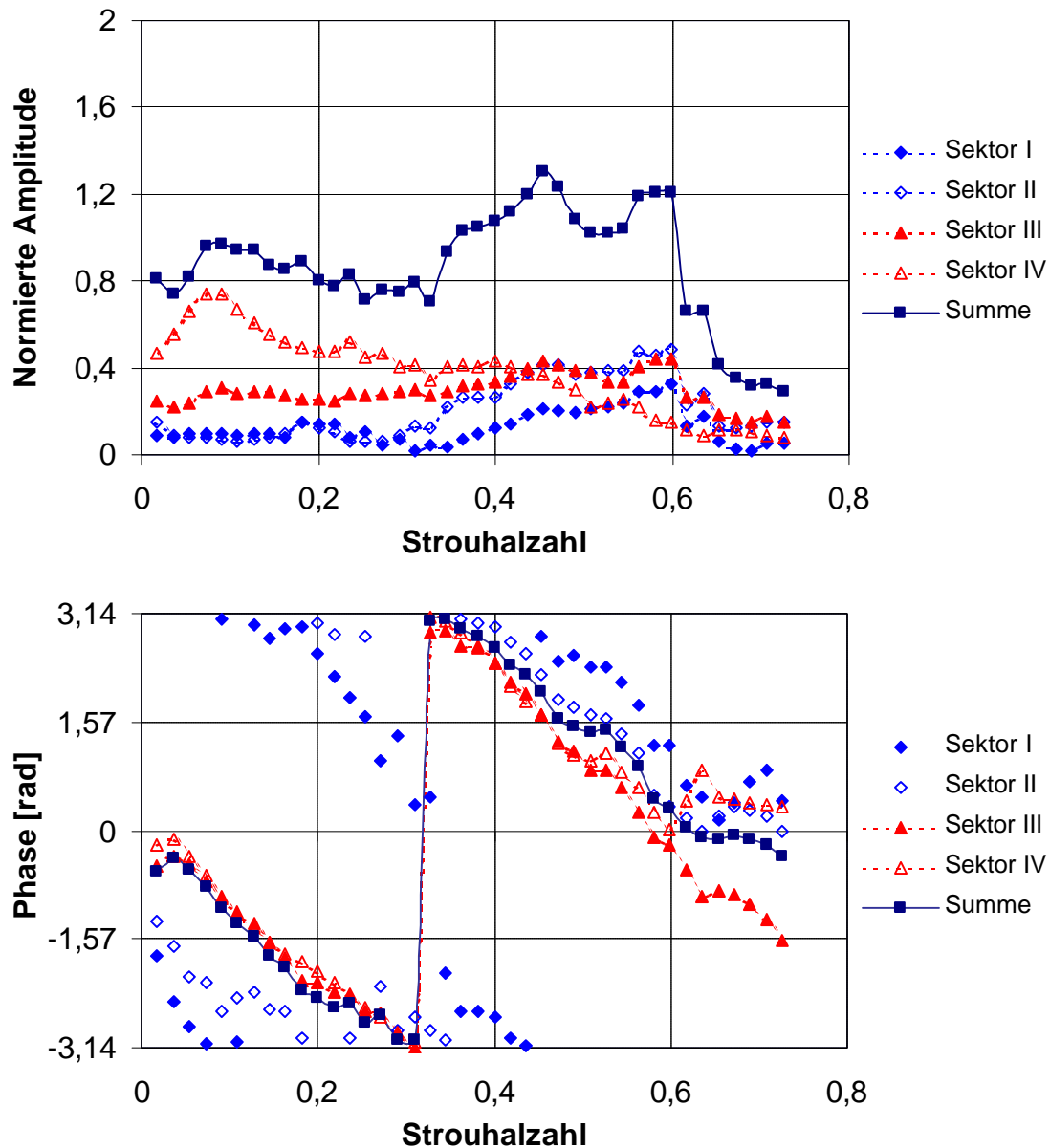


Abbildung 4.20 $F(\mathbf{w})$ nach Amplitude und Phase an der RBK, Brenner 401616, Leistung 670 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Brenner 401616 in der Ringbrennkammer mit 670 kW weist im Sektor IV der Flamme ein mit dem entsprechenden Sektor der Einzelbrennkammer vergleichbares Verhalten auf (Abbildung 4.20), wohingegen sich die Sektoren I und II ähnlich dem Sektor I der Einzelbrennkammer zeigen. Im Amplitudengang markiert der Sektor III den Übergang zwischen dem Flammennah- und Fernfeld, abweichend von der Einzelbrennkammer, wo gleiches für den Sektor II gilt. Generell liegt die Flammenantwort über alle Sektoren für $\text{Str} > 0,4$ deutlich über den entsprechenden Werten an der Einzelbrennkammer.

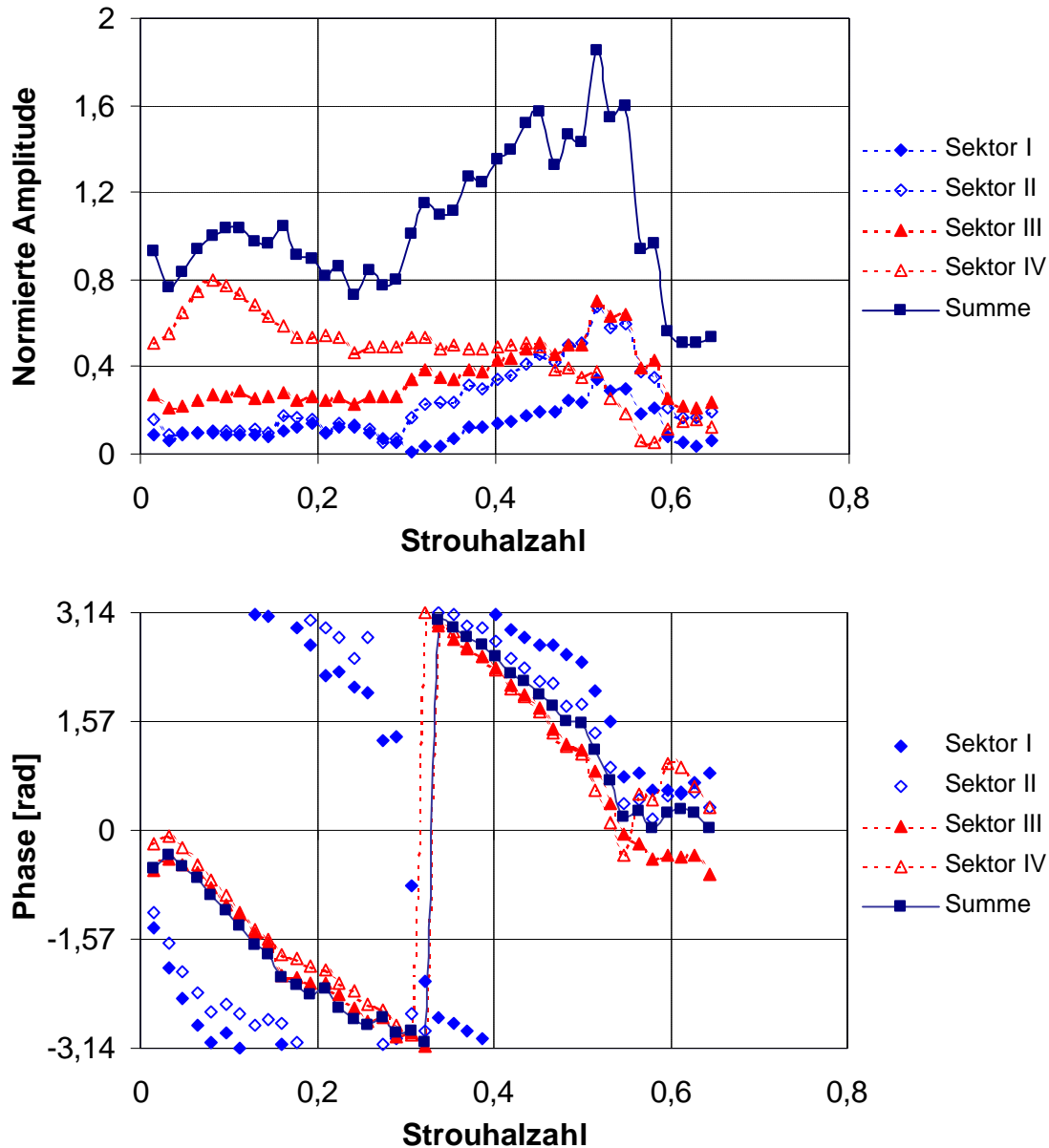


Abbildung 4.21 $F(\omega)$ nach Amplitude und Phase an der RBK, Brenner 401616, Leistung 810 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Brenner 401616 in der Ringbrennkammer mit 810 kW zeigt eine ähnliche Tendenz, wobei sich der Flammensektor III sich in seinem Amplitudengang noch stärker den Sektoren I und II annähert und damit schon zum Flammennahfeld gerechnet werden könnte, wäre nicht sein Phasengang immer noch in Übereinstimmung mit dem Fernfeld (Abbildung 4.21). Auffällig ist die deutliche Amplitudenüberhöhung in den Sektoren I bis III bei $\text{Str} \approx 0,52$, die mit einem Phasensprung um $\pi/2$ einhergeht. Dazu sei angemerkt, dass bei ebendieser Frequenz (300 Hz), aber höherer Leistung (> 1000 kW), Instabilität auftreten kann.

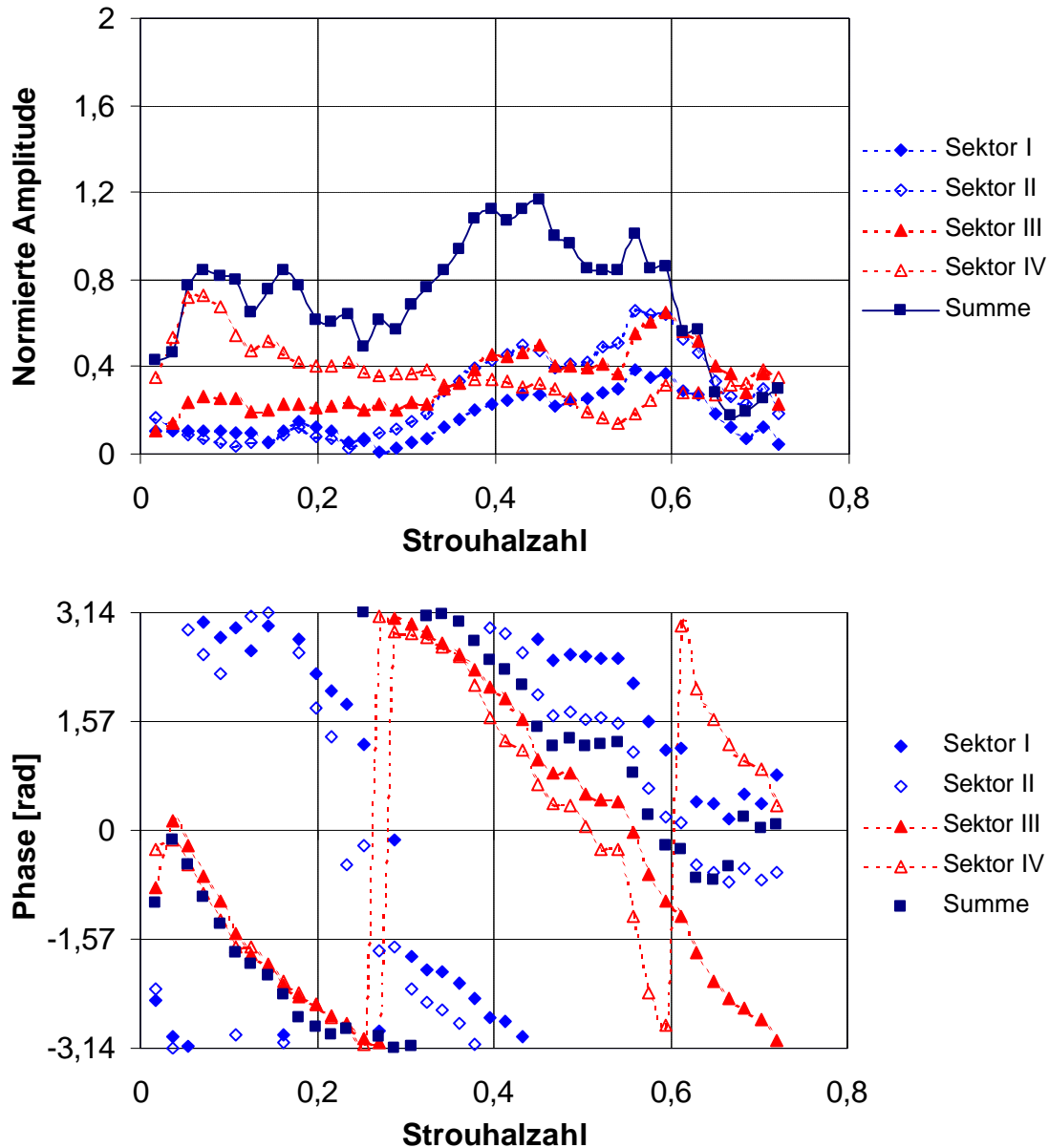


Abbildung 4.22 $F(\mathbf{w})$ nach Amplitude und Phase an der RBK, Brenner 403216, Leistung 670 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Brenner 403216 in der Ringbrennkammer mit 670 kW zeigt nur geringe Änderungen gegenüber der zuvor betrachteten Konfiguration (401616) mit halbierten Drall (Abbildung 4.22). Im Amplituden- und Phasengang werden in den Sektoren I und II ähnliche Verläufe sichtbar, während sich die Sektoren III und nur im Phasengang ähneln. Im Amplitudengang ist der Sektor IV klar dem Flammenfernfeld zuzuordnen, während der Sektor III sich bis zu $\text{Str} \approx 0,3$ eher wie das Fernfeld, darüber aber wie das Nahfeld verhält.

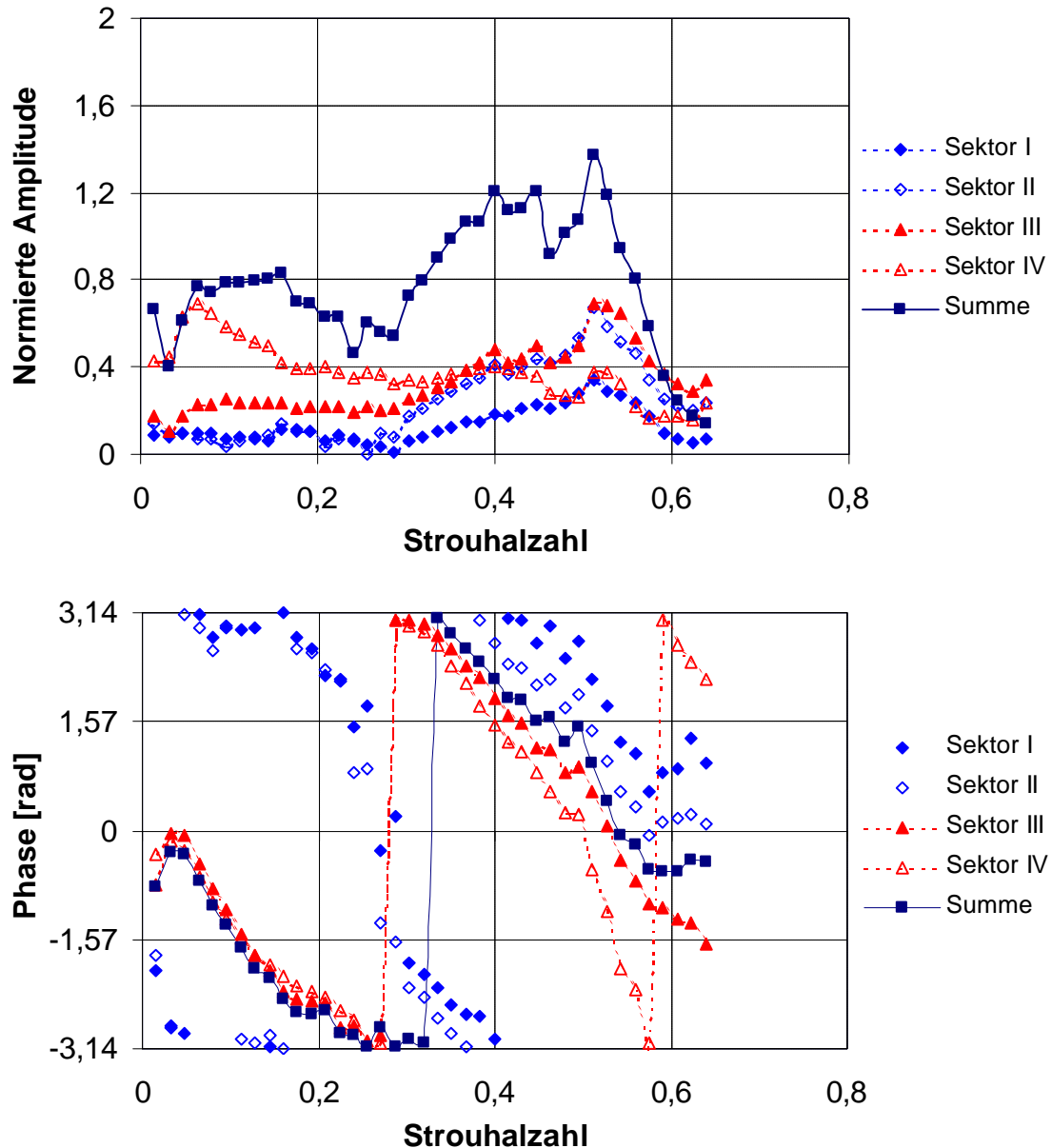


Abbildung 4.23 $F(\omega)$ nach Amplitude und Phase an der RBK, Brenner 403216, Leistung 810 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Der Brenner 403216 in der Ringbrennkammer mit 810 kW zeigt gegenüber der Messung mit geringerer Leistung eine ähnliche Tendenz wie die entsprechenden Vergleichsfälle am Einzelbrenner. Die Phasengänge rücken zu zwei Gruppen zusammen (Sektoren I und II beziehungsweise III und IV), die absolute Flammenantwort wird geringer. Das lokale Maximum im Amplitudengang bei $\text{Str} \approx 0,52$ tritt auch hier bei höherer Leistung verstärkt auf, wie schon in der Konfiguration 401616.

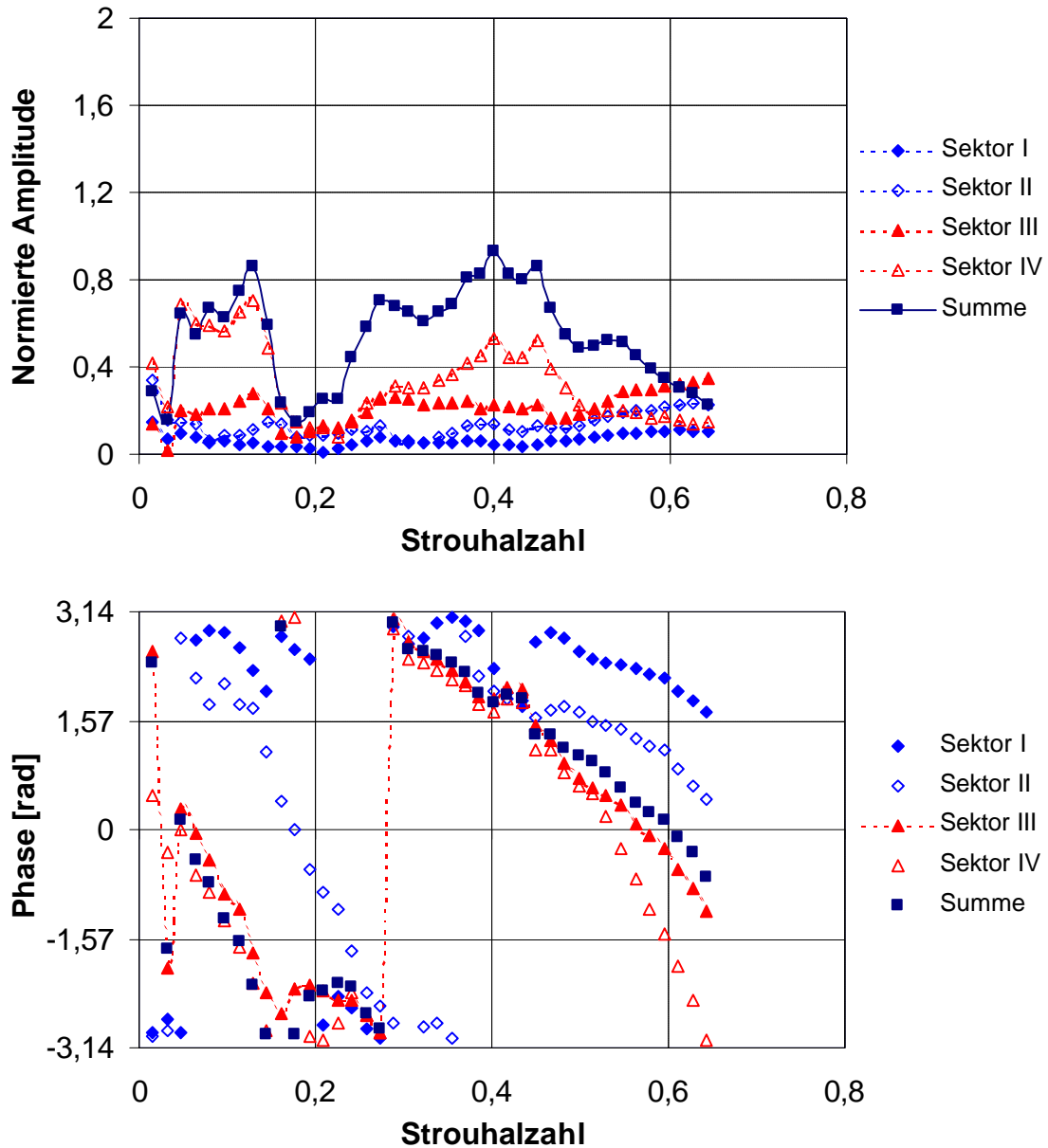


Abbildung 4.24 $F(w)$ nach Amplitude und Phase an der RBK, Brenner 403216, Leistung 810 kW, Luftzahl $I = 1,4$, Anregung erste Umfangs-mode

Bei Anregung in der ersten Umfangsmode zeigt der Brenner 403216 bei 810 kW in der Ringbrennkammer weniger definiertes Verhalten als im Fall der axialen Anregung. Die erreichbaren Anregungsamplituden sind deutlich kleiner, weil insbesondere unterhalb von 200 Hz Umfangsschwingungen bedingt durch die Vorkammergeometrie stark gedämpft werden. Dadurch ist die Signalqualität dieser Messreihe geringer einzuschätzen als die der axial angeregten Konfigurationen. Die Phasengänge der Flamme bei azimuthaler Anregung ähneln dem Verhalten bei axialer Anregung, während im Amplitudengang im oberen Frequenzbereich

lediglich bei $\text{Str} \approx 0,4$ lokale Maxima auftreten und nicht wie bei der axial angeregten Konfiguration auch bei $\text{Str} \approx 0,52$.

Zusammenfassend ergeben sich aus den lokal aufgelösten Messungen der Flammentransferfunktion an der Einzel- und Ringbrennkammer folgende bemerkenswerte Resultate:

- Die Drallflamme des TD1-Brenners weist im Nah- und im Fernfeld ein in Amplituden- und Phasengang deutlich unterschiedliches Verhalten auf. Bei globalen Messungen überwiegt insbesondere bei niedrigen bis mittleren Frequenzen (bis ca. 200 Hz) der Einfluss des Fernfeldes. Darüber leistet das Nahfeld einen nicht zu vernachlässigenden Anteil.
- Änderungen in der Leistung bei konstanter Luftzahl beeinflussen die Aufteilung zwischen Nah- und Fernfeld und den Verlauf von Amplituden- und Phasengang nur wenig. Der beobachtete leichte Rückgang im Amplitudengang in den Sektoren III und IV spricht für eine globale Streckung der Flamme durch die höheren Strömungsgeschwindigkeiten. Diese Tendenz ist für die Einzel- und die Ringbrennkammer gleich.
- Die Modifikation des Dralls beeinflusst deutlich den Verlauf der Flammenantwort. Höherer Drall (401616) bewirkt höhere Werte im Amplitudengang bei niedrigen Frequenzen und niedrigere Werte bei höheren Frequenzen. Zudem lässt sich am Phasengang erkennen, dass niedrigerer Drall (403216) zu einem ausgedehnteren Nahfeldbereich führt. Diese Zusammenhänge lassen sich an der Einzel- und der Ringbrennkammer gleichermaßen herstellen.
- In der Ringbrennkammer ist das Flammennahfeld um 50 – 100 % länger als in der Einzelbrennkammer. Der Beitrag des Nahfeldes zur globalen Flammenantwort wird daher schon bei niedrigen Frequenzen spürbar. Im Vergleich zur Einzelbrennkammer ist dies der wichtigste im Rahmen der vorliegenden Messreihen aufgedeckte Unterschied und zugleich der Schlüssel zur Erklärung der global gemessenen Abweichungen zwischen beiden Brennkammern.
- Oberhalb von etwa 200 Hz liefert die Ringbrennkammerflamme eine deutlich größere Flammenantwort als die Einzelbrennerflamme. Die Vergleichbarkeit

der Messungen ist allerdings oberhalb dieser Frequenz eingeschränkt, weil nur bis 200 Hz ein rein axiales Wellenfeld in der Vorkammer der Ringbrennkammer angeregt werden kann. Oberhalb dieser Frequenz treten in der Vorkammer zusätzlich zu den Axialwellen Umfangsschwingungen auf, die das Transferverhalten der Brenner beeinflussen. Die gemessene Transferfunktion ist in diesem Fall eine Überlagerung einer Transferfunktion für axiale Wellen und einer für azimutale Wellen, deren Komponenten durch das verwendete eindimensionale Messverfahren nicht separiert werden können.

- Durch den Vergleich der axial angeregten Konfigurationen mit einem azimutal angeregten Fall zeigt sich einmal mehr, dass die Form der Anregung der Zuströmung das reale akustische Feld in der Ringbrennkammer nur in begrenztem Maße beeinflussen kann, weil sich keine grundsätzlichen Unterschiede in der gemessenen Transferfunktion zeigen. Das deutet darauf hin, dass in beiden Konfigurationen unterhalb von 200 Hz ein axiales Wellenfeld vorherrscht, während oberhalb davon Umfangskomponenten hinzutreten. Im Falle der axialen Anregung macht sich dabei bei $Str \approx 0,52$ bereits die in Kapitel 4.1 beschriebene Instabilität II bemerkbar, während die Umfangsanregung einem Aufklingen dieser Verbrennungsschwingung entgegenzuwirken scheint. Hier bleibt ein lokales Maximum bei $Str \approx 0,4$, welches mit der ersten Umfangseigenmode der Vorkammer zusammenfällt.

4.5 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des OH-Eigenleuchtens

Für ein besseres Verständnisses der Vorgänge in der schwingenden Flamme und zur Visualisierung der im vorangegangenen Abschnitt gemessenen Effekte wurden in vier der acht Fälle aus Tabelle 4.1 zusätzlich Hochgeschwindigkeitsbilder des OH-Eigenleuchtens der Flamme aufgenommen. In Tabelle 4.3 sind die ausgewählten Fälle aufgeführt. Die Zuströmung wurde jeweils mit 13 Hz, 50 Hz, 112 Hz, 150 Hz und 250 Hz axial angeregt. Die Auswahl der Anregungsfrequenzen wurde einerseits aufgrund der festen Aufnahmefrequenzen der Kamera und andererseits aufgrund der Erkenntnisse aus der Flammentransferfunktionsmessung getroffen. So kann bei 13 Hz noch ein quasistationäres Verhalten der Flamme erwartet werden, 50 Hz liegen in der Nähe des Maximums der Flammantwort, bei 112 Hz liegt ein lokales Minimum (EBK), bei 150 Hz ein lokales Maximum (Einzelbrennkammer) und bei 250 Hz treten erste Umfangsschwingungen in der Vorkammer auf (Ringbrennkammer).

Zusätzlich wurden für die Brennerkonfiguration 403216 in der Ringbrennkammer Aufnahmen mit Anregung in der Umfangsmode bei 270 Hz und 690 Hz aufgezeichnet. Bei diesen Frequenzen ergeben sich die erste Umfangseigenmode in der Vorkammer (270 Hz) und in der Brennkammer (690 Hz). Die zugehörigen Resultate werden im Kapitel 5.3 vorgestellt.

Brennerkonfiguration	EBK	RBK
403216	56 kW	670 kW
401616	56 kW	670 kW

Tabelle 4.3 Versuchsmatrix Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der OH-Chemiluminiszenz

Es wurden jeweils 10 Bilder pro Schwingungsperiode dargestellt, wobei die obere Reihe das absolute OH-Eigenleuchten zeigt und die untere Reihe die Schwankung um den Mittelwert. Die Schwankungsgrößen wurden zur Verdeutlichung auf den vollen Farbbereich skaliert und sind daher nicht mehr maßstäblich zu den Absolutgrößen. Die Strömungsrichtung ist dabei jeweils von unten nach oben.

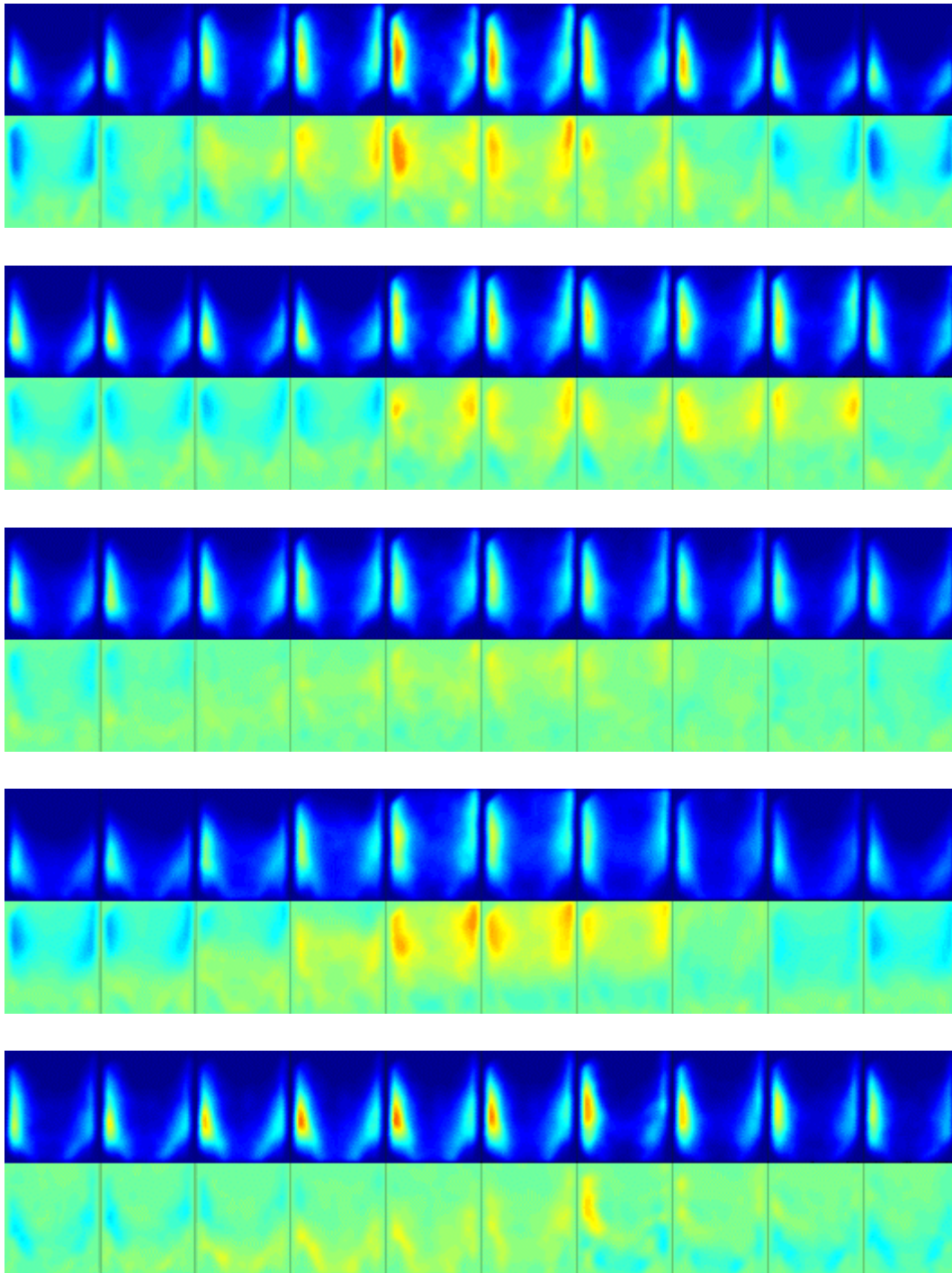


Abbildung 4.25 EBK 401616 bei 56 kW und $I = 1,4$ – von oben nach unten Anregung mit 13 Hz, 50 Hz, 112 Hz, 150 Hz, 250 Hz

Der Einzelbrenner 401616 zeigt schon bei der niedrigsten Anregungsfrequenz von 13 Hz, dass die Wärmefreisetzung nicht in der gesamten Flamme phasengleich fluktuiert. Diese Phasenverschiebung im Brennerfeld der Flamme nimmt bei 50 Hz noch bis zur Gegenphasigkeit zu, geht dann zu höheren Frequenzen aber wieder zurück (Abbildung 4.25).

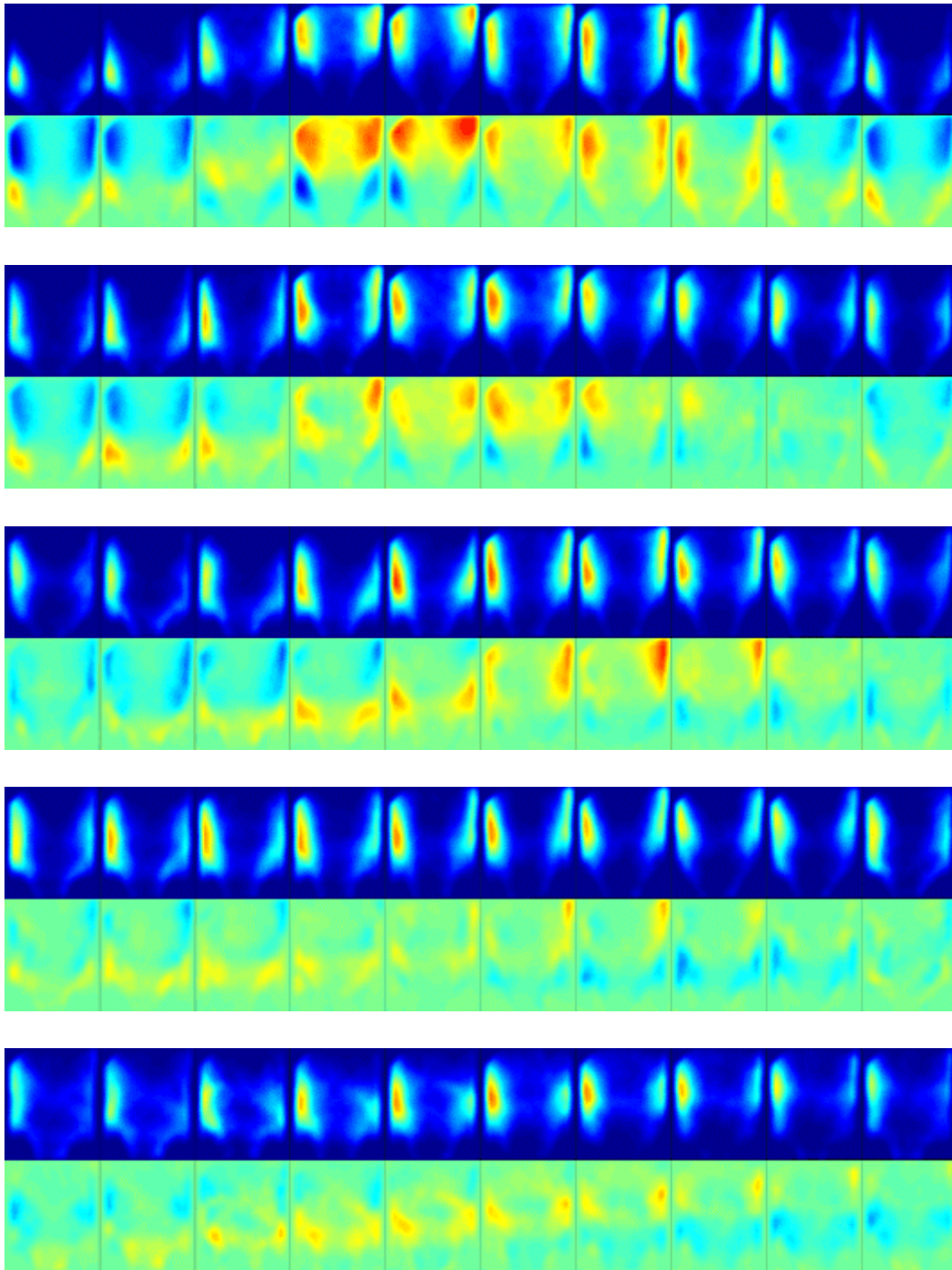


Abbildung 4.26 EBK 403216 bei 56 kW und $I = 1,4$ – von oben nach unten Anregung mit 13 Hz, 50 Hz, 112 Hz, 150 Hz, 250 Hz

Der Einzelbrenner 403216 zeigt im Vergleich zum Brenner 401616 ein weiter stromab reichendes Nahfeld der Flamme (Abbildung 4.26). Die Phasendifferenzen zwischen den Flammenbereichen werden größer, ab 150 Hz und besonders deutlich bei 250 Hz sind sogar drei Flammensektoren mit unterschiedlicher Phasenlage der Wärmefreisetzung zu beobachten.

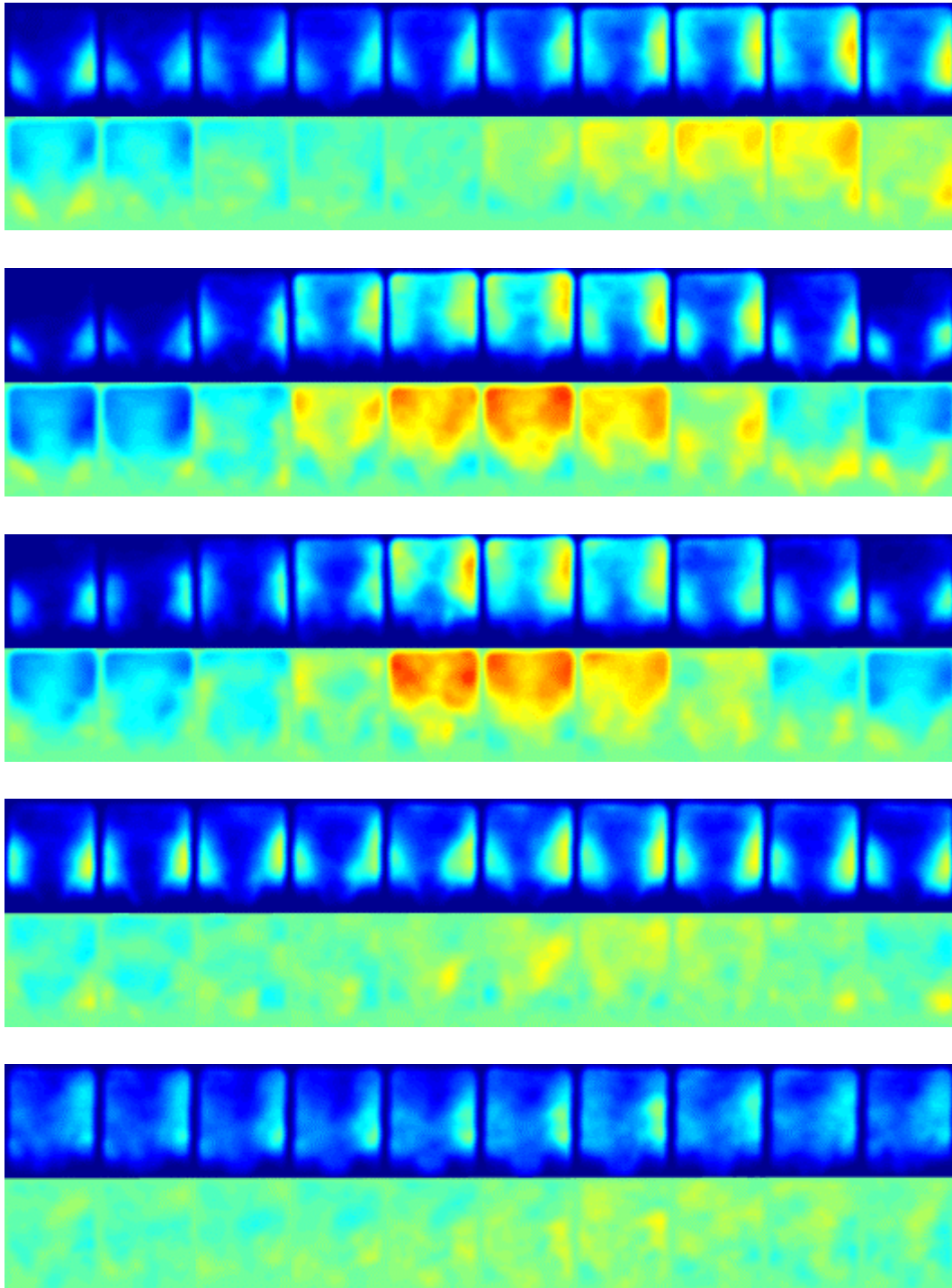


Abbildung 4.27 RBK 401616 bei 670 kW und $I = 1,4$ – von oben nach unten Anregung mit 13 Hz, 50 Hz, 112 Hz, 150 Hz, 250 Hz

Der Brenner 401616 in der Ringbrennkammer weist eine vom Einzelbrenner abweichende Flammenform auf (Abbildung 4.27). Der Winkel des Drallkegels ist kleiner, die daran anschließende Flamme aber breiter. Bereits bei 13 Hz, deutlicher aber bei 50 Hz und 112 Hz, schwingen das Flammennah- und Fernfeld gegenphasig. Für höhere Frequenzen steigt der Phasenverzug weiter.

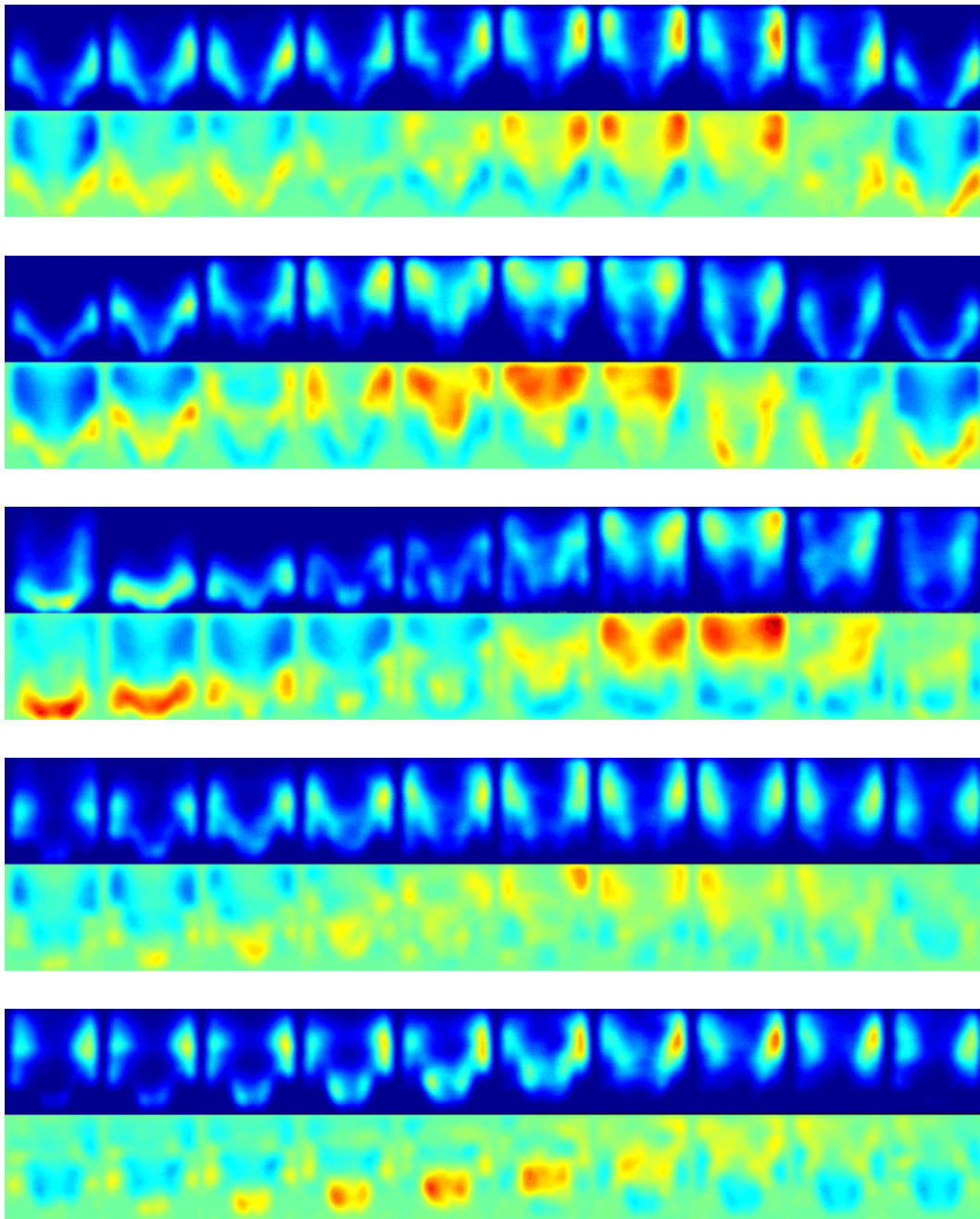


Abbildung 4.28 RBK 403216 bei 670 kW und $I = 1,4$ – von oben nach unten Anregung mit 13 Hz, 50 Hz, 112 Hz, 150 Hz, 250 Hz

Der Brenner 403216 in der Ringbrennkammer zeigt im Vergleich zu seinem Pendant mit höherem Drall ein längeres Nahfeld der Flamme und größere Phasendifferenzen bereits bei niedrigen Anregungsfrequenzen (Abbildung 4.28), außerdem eine Stromabverlagerung der gesamten Flamme. Wie schon im Fall des Einzelbrenners 403216 lassen sich bei 250 Hz drei Flammenabschnitte mit unterschiedlicher Phasenlage beobachten.

5. Diskussion und Analyse der Ergebnisse

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Ergebnisse aus der Messung der selbsterregten Schwingungen und der Schwingungsmoden bei Fremderregung sollen hier mit einem einfachen Finite-Elemente-Modell nachgebildet werden. Für die gemessenen Flammentransferfunktionen steht die weitergehende Analyse der Resultate im Vordergrund.

5.1 Eigenmodenbestimmung mit der Methode der finiten Elemente und Vergleich mit den experimentellen Resultaten

Um einen besseren Einblick in die komplexe Akustik der Versuchsbrennkammer zu erhalten, wurde ein FEM-Modell der Anlage erstellt. Die verwendete FEM-Software war FEMLAB, das auf der MATLAB-Software basiert. Modelliert wurden die Vorkammer, die Brennkammer, zwölf Brenner und zwölf Brennkammeraustrittsdüsen. Die Brenner wurden dabei auf die Querschnittssprünge beim Eintritt in den Drallerzeuger und beim Austritt in die Brennkammer sowie die dazwischenliegende konvergente Düse reduziert.

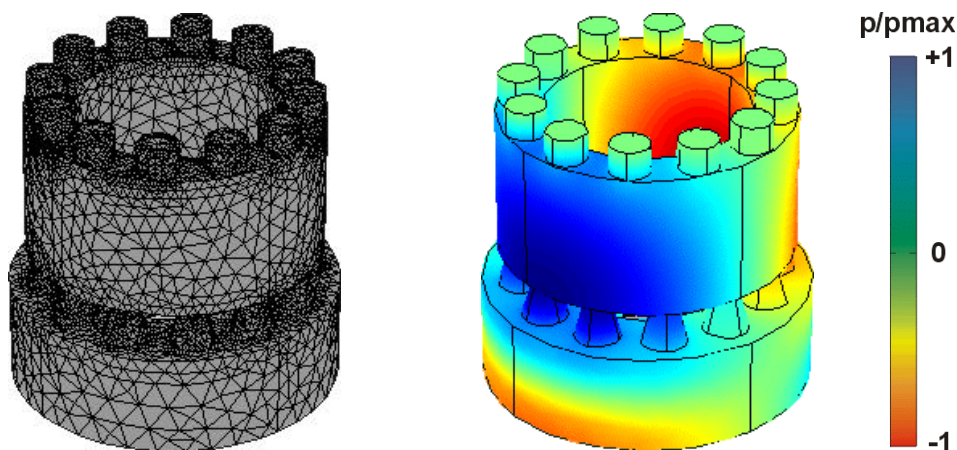


Abbildung 5.1 FEM-Vernetzung der Ringbrennkammer und Schalldruckverteilung für erste gemischte Axial- und Umfangsmode

Gelöst wurde die Helmholtz-Gleichung für den Druck (2.18), wobei Neumann-Randbedingungen an allen Wänden angenommen wurden, mit Ausnahme der zwölf Austrittsflächen aus der Brennkammer, für die eine Dirichlet-Randbedingung angesetzt wurde, weil hier der Umgebungsdruck aufgeprägt wird.

Dieses Modell berücksichtigt weder Strömungseffekte noch das Dämpfungsverhalten der Wände. Für den Fall ohne Verbrennung wurde eine Schallgeschwindigkeit von 340 m/s angenommen. Für den Fall mit Verbrennung wurde demgegenüber in der Brennkammer und den Düsen mit 850 m/s gerechnet, was den experimentellen Bedingungen eines nicht vorgewärmten Luft-Brennstoff-Gemisches und der Verbrennung bei einer Luftzahl von $\lambda \approx 1,4$ recht nahe kam. Tabelle 5.1 zeigt die Ergebnisse der Rechnung für den Fall ohne Verbrennung, wobei die gebrochenen axialen Modenordnungen eine Folge der austrittsseitig akustisch offenen Brennkammer und der eintrittsseitig akustisch geschlossenen Vorkammer sind.

Frequenz [Hz]	Axiale Modenordnung	Umfangsmodenordnung
95	0,25	0
266	0,25	1
289	0,75	0
382	0,75	1
502	0,25	2
576	0,75	2
736	0,25	3
795	1,25	1
801	0,75	3
900	1,25	2

Tabelle 5.1 Eigenfrequenzen und Modenformen aus der FEM-Rechnung ohne Verbrennung

Wie der Vergleich mit den Messergebnissen (Kapitel 4.2) zeigt, ist die Übereinstimmung recht gut (Abbildung 5.2), wobei die errechneten Moden 3 und 8 im Experiment nicht eindeutig bestimmt werden konnten, da sie mit ihrer Eigenfrequenz sehr nahe an den Moden 2 und 9 liegen.

In Tabelle 5.2 sind die entsprechenden Resultate aus der Rechnung mit Verbrennung wiedergegeben. Die Umfangsmodenordnung wird im Gegensatz zur Rechnung ohne Verbrennung, in der es diesen Unterschied nicht gibt, in vorkammerdominierte und brennkammerdominierte Moden unterteilt. Wegen der

unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten in Vorkammer und Brennkammer sind die zugehörigen Umfangseigenfrequenzen nicht mehr notwendigerweise gleich.

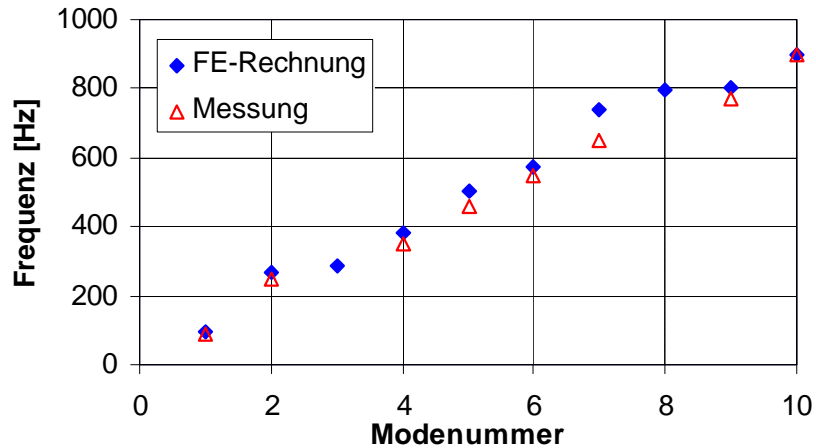


Abbildung 5.2 Vergleich Eigenfrequenzen aus FE-Rechnung und Messung, ohne Verbrennung, Modennummer wie in Tabelle 5.1

Eine Reaktion im eigentlichen Sinne wurde nicht berücksichtigt, eine eventuelle Phasendrehung durch die Flamme daher auch nicht, was die geringfügigen Abweichungen zwischen den rechnerisch ermittelten und den gemessenen Frequenzen für die beiden ersten Eigenmoden erklärt, für die im Experiment (siehe Kapitel 4.1) das Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten beobachtet wurde.

Frequenz [Hz]	Axiale Modenordnung	Umfangsmodenordnung
153	0,25	0
294	0,25	PL 1
519	0,25	PL 2
604	0,75	0
752	0,25	PL 3
853	0,25	BK 1
950	1,25	0
984	0,25	PL 4

Tabelle 5.2 Eigenfrequenzen und Modenformen aus der FEM-Rechnung mit Verbrennung

Auch die Modenformen, die in Abbildung 5.3 dargestellt sind, stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

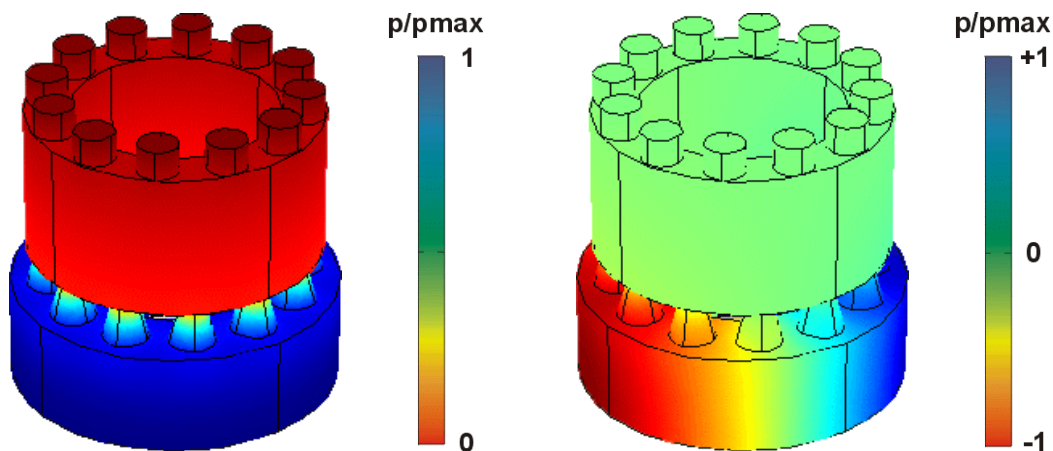


Abbildung 5.3 Schwingungsformen der instabilen Ringbrennkammermoden, Schalldruckverteilung, links axiale Mode 153 Hz, rechts erster gemischte Axial-/Umfangsmode 294 Hz

Weitergehende Berechnungen des Stabilitätsverhaltens der Versuchsringbrennkammer wurden von Evesque [22] und Pankiewitz [62] vorgenommen. Dabei wurden sowohl Low-Order-Simulationen als auch FE-Rechnungen durchgeführt, die insbesondere den Bereich der Wärmefreisetzung mit einem entsprechenden Modell berücksichtigt haben. Pankiewitz berechnete das Schwingungsverhalten der Brennkammer mit sonischen Düsen (schallharter Austritt) mit dem FE-Code FEMLAB im Zeitbereich und konnte zeigen, dass bei nicht vorgewärmtem Betrieb in der Regel der erste Axialmode instabil wird. Die bereits im Kapitel 4.1 erwähnten Vorversuche mit der aufgeladenen Brennkammer bestätigten dieses Ergebnis.

5.2 Erklärungsansätze für die Unterschiede zwischen der Einzel- und der Ringbrennerflamme

5.2.1 Die stationäre Wärmefreisetzungsverteilung

Als wichtiges Resultat der lokalen Flammentransferfunktionsmessungen an der Einzel- und der Ringbrennkammer ergibt sich die unterschiedliche Länge des im Rahmen dieser Arbeit Flammennahfeld genannten Bereichs der Flamme nach dem Brenneraustritt, der eine gegenüber der restlichen Flamme stark unterschiedliche

Flammenantwort aufweist. Auch wird aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des OH-Eigenleuchtens der Flamme ersichtlich, dass die Ringbrennkammerflamme bei gleicher Brennerkonfiguration eine abweichende Form aufweist. Weiteren Aufschluss über die Lage der Flamme kann die longitudinale Verteilung der stationären Wärmefreisetzung geben, die sich als Nebenprodukt der lokalen Flamentransferfunktionsmessung ergibt.

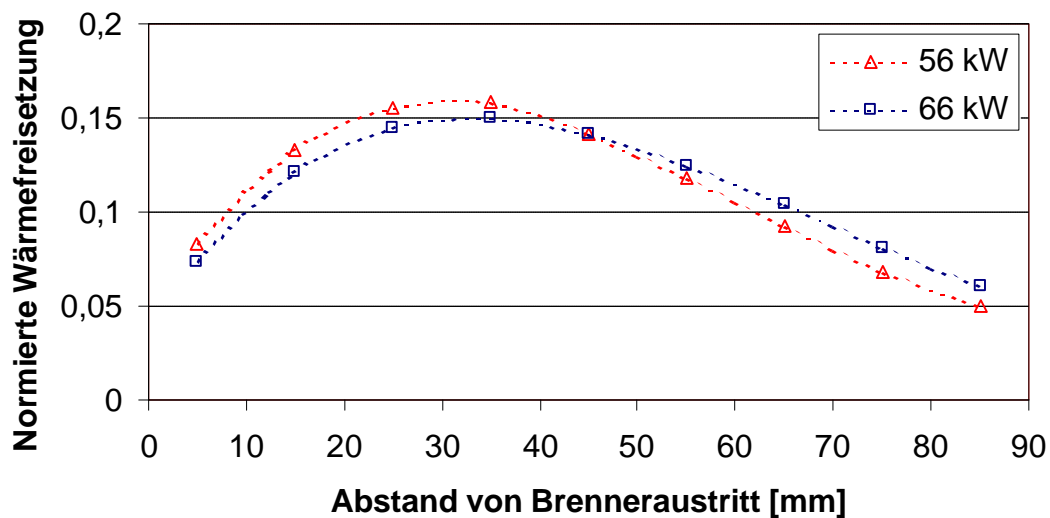


Abbildung 5.4 Longitudinale Verteilung der Wärmefreisetzung in der Flamme, Einzelbrennkammer, 401616, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

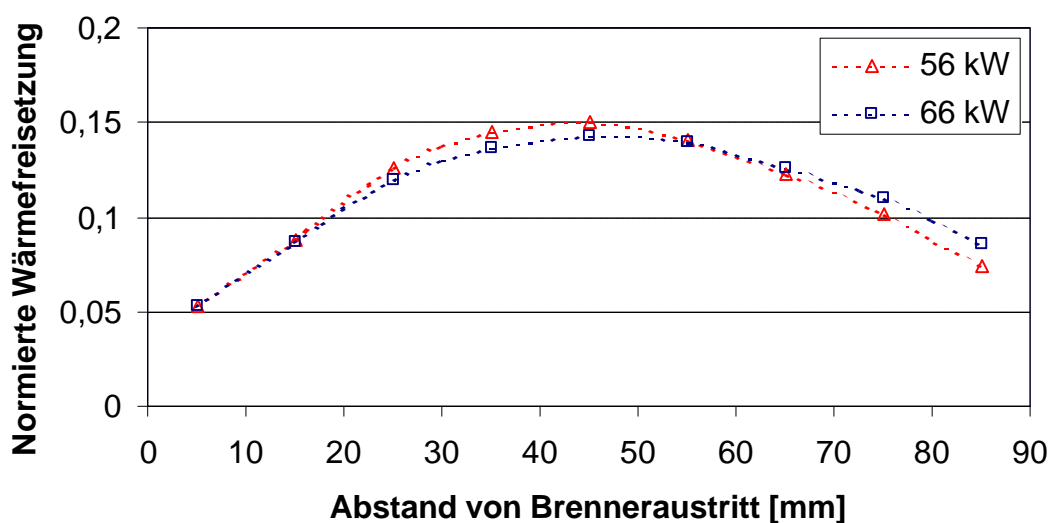


Abbildung 5.5 Longitudinale Verteilung der Wärmefreisetzung in der Flamme, Einzelbrennkammer, 403216, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

Dargestellt wird jeweils die mittlere Intensität des OH-Eigenleuchtens im betrachteten Flammenabschnitt, normiert auf die Summe aller gemessenen Abschnitte und aufgetragen über dem Abstand von Brenneraustritt. Je Abbildung werden zwei Leistungsstufen wiedergegeben. Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 zeigen die Ergebnisse für die beiden Drallstufen des Einzelbrenners.

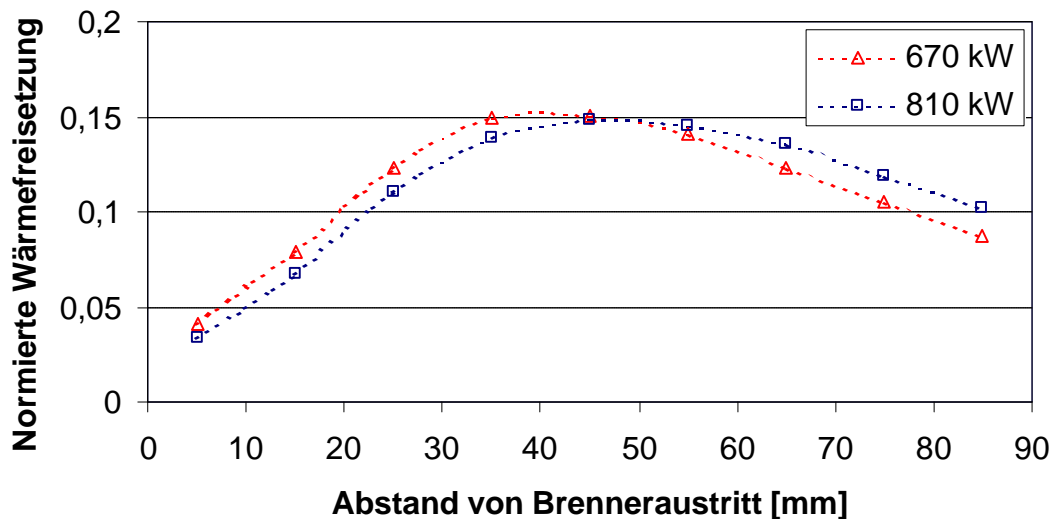


Abbildung 5.6 Longitudinale Verteilung der Wärmefreisetzung in der Flamme, Ringbrennkammer, 401616, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

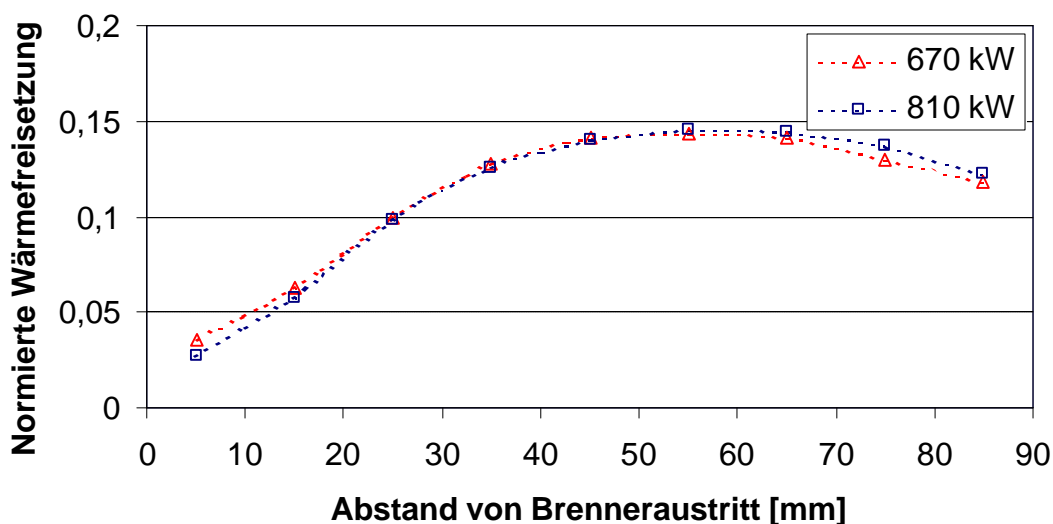


Abbildung 5.7 Longitudinale Verteilung der Wärmefreisetzung in der Flamme, Ringbrennkammer, 403216, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$

In Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7 sind die Ergebnisse für die beiden Leistungsstufen an der Ringbrennkammer zu sehen. Der Vergleich zeigt für beide Brennerkonfigurationen beim Übergang vom Einzelbrenner zur Ringbrennkammer eine Verschiebung des Flammenschwerpunkt um etwa 10 mm stromabwärts. Das Absenken des theoretischen Dralls auf die Hälfte, also der Schritt vom Brenner 401616 zum Brenner 403216, verursacht eine Verschiebung des Intensitätsmaximums in der gleichen Richtung, allerdings um etwa 15 mm.

5.2.2 *Der effektive Brennerdrall*

Die im Kapitel 2.2.2 geäußerte Vermutung, dass in der Ringbrennkammer die Brennerwechselwirkung den effektiven Drall reduziert, scheint sich also zu bestätigen. Wie aus Abbildung 4.18 und Abbildung 4.20 ersichtlich, ergibt sich eine gewisse Annäherung der Ergebnisse insbesondere in Bezug auf die Phasenlage der einzelnen Flammensektoren beim Vergleich eines Brenners 401616 in der Ringbrennkammer mit einem Brenner 403216 in der Einzelbrennkammer. Allerdings weist, wie ein Vergleich mit Abbildung 4.16 zeigt, die Form der Amplitudenverläufe darauf hin, dass die Drallreduktion an der Ringbrennkammer nicht dem vollen Abstand zwischen den Einzelbrennern 401616 und 403216 entspricht. Die theoretische Drallzahl des Brenners 403216 beträgt nach Kiesewetter [39] $S_{0,th} = 0,60$, die des Brenners 401616 beträgt $S_{0,th} = 1,20$. Eine grobe Abschätzung der effektiven theoretischen Drallzahl am Ringbrennkammerbrenner 401616 aus den in der stationären Wärmefreisetzungverteilung gemessenen Distanzen würde unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit auf $S_{0,th} \approx 0,80$ führen, womit sich der Korrekturfaktor $K_{RBK} \approx 0,67$ ergibt. Das entspräche einem effektiven theoretischen Drall von $S_{0,th} \approx 0,40$ in der Konfiguration 403216 der Ringbrennkammer, was nach Hillemanns [31] schon ein verhältnismäßig niedriger Wert in Hinsicht auf den Drallstabilisierungsmechanismus wäre. Die auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sichtbare Flammenantwort auf eine Anregung in der Zuströmung zeigt für diesen Fall dann auch eine starke Reaktion auf der Brennerachse, die auf einen sehr niedrigen effektiven Drall schließen lässt (Abbildung 4.28, insbesondere bei 150 Hz und 250 Hz).

Als zusätzlicher Effekt wirkt zudem die Verformung des Drallkegels durch die Ringbrennkammergeometrie. Während es zwischen den Brennern auf Grund des

gleichsinnigen Dralls Staupunkte der Strömung geben muss, wird die Tangentialbewegung wandseitig aufgrund der globalen Ringströmung schwächer verzögert als im Einzelbrenner. Daraus kann eine Ovalisierung des Drallkegels abgeleitet werden, der somit in einer aus wandseitiger Blickrichtung gewonnenen Aufnahme zusätzlich schlanker erscheint als ein entsprechender Drallkegel in einer Einzelbrenneranordnung.

5.2.3 *Das Flammennahfeld*

Ein weiteres bemerkenswertes Ergebnis ist, dass das Flammennahfeld in etwa den Bereich vom Brenneraustritt bis zum Maximum der longitudinalen Intensitätsverteilung überdeckt, wie die in Abbildung 5.8 gezeigte Auswertung der Ergebnisse aus Abschnitt 4.4.4 gut erkennen lässt. Für jede der acht untersuchten Konfigurationen wurde gemäß der zuvor vereinbarten Definition (Kapitel 4.4.3) aus den lokal aufgelösten Flammentransferfunktionen die Länge des Flammennahfeldes geschätzt. Dazu wurden die Phasengänge der neun gemessenen Abschnitte der Flamme betrachtet und das Ende des Flammennahfeldes in dem Abschnitt lokalisiert, in dem der Übergang von einer Verzugszeit, die deutlich über der für diesen Abschnitt charakteristischen Konvektionszeit liegt, auf eine Verzugszeit stattfindet, die in der Größenordnung der für diesen Abschnitt charakteristischen Konvektionszeit liegt. Die dadurch ermittelte Länge des Flammennahfeldes wurde dann über dem dazugehörigen Abstand des stationären Flammenintensitätsmaximums vom Brenneraustritt aufgetragen. Zur Orientierung wurde auch eine Ursprungsgerade eingezeichnet, die mit der Steigung 1 die Punkte verbindet, für die die Lage des Intensitätsmaximums und die Länge des Flammennahfeldes gleich sind.

Punkte unterhalb der Geraden bezeichnen Flammennahfelder, die nicht bis zum Intensitätsmaximum reichen, Punkte oberhalb der Geraden bedeuten, dass das Nahfeld über den Flammenschwerpunkt hinausreicht. Fast alle Punkte liegen aber leicht unterhalb der Geraden, was die eingangs aufgestellte Behauptung unterstützt, dass die Flamme bis kurz vor ihrem Intensitätsmaximum ein nahfeldtypisches Verhalten aufweist und erst ab diesem Maximum das Fernfeldverhalten dominiert.

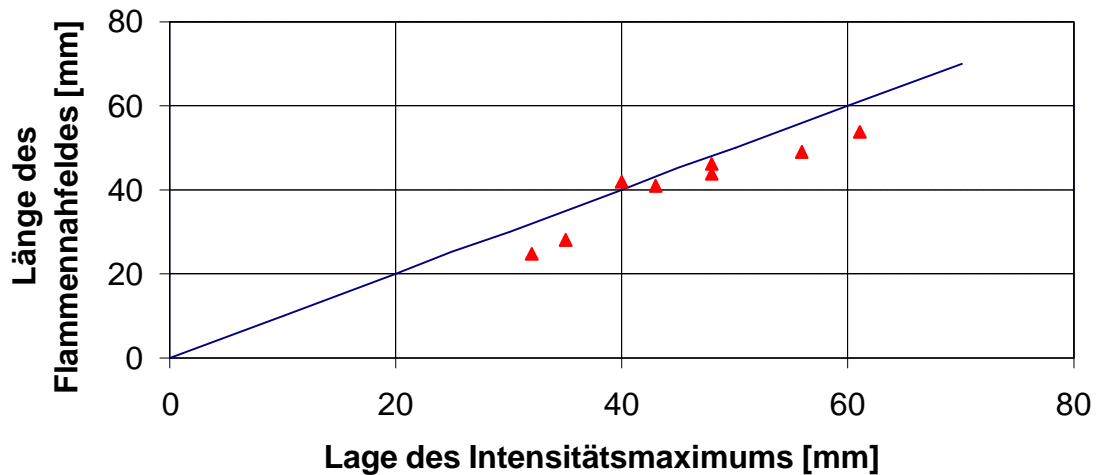


Abbildung 5.8 Lage des stationären Intensitätsmaximums und Länge des Flammnahfeldes ab Brenneraustritt, dargestellt für die acht in Abschnitt 4.4.4 gemessenen Konfigurationen (Dreiecke)

Dieser Zusammenhang zwischen der stationären Flammenform und dem instationären Antwortverhalten lässt darauf schließen, dass im Nah- und Fernfeld der Flamme unterschiedliche physikalische Vorgänge stattfinden. Die Flammenantwort im Fernfeld ist durch reine Laufzeitüberlegungen den Weg vom Brenneraustritt bis zur betrachteten Flammenzone betreffend schon recht gut zu erklären, während im Nahfeld trotz geringeren Abstands vom Brennermund größere Phasenverzögerungen auftreten. Eine Erklärung könnte darin bestehen, dass das Signal im Nahfeld in erster Linie durch die Reaktion in der äußeren Rückströmzone der Flamme zustande kommt. Das Gemisch, welches in diesen Bereichen reagiert, strömt an der Hauptreaktionszone vorbei zurück in die äußere Rückströmzone, legt also mehr als den doppelten Weg zurück, den das im Flammenschwerpunkt reagierende Gemisch zurückgelegt hat. Dadurch lassen sich größere Phasenverzögerungen gut erklären. Strömungssimulationen von Krebs an einem industriellen Drallbrenner [42] zeigen eine räumliche Verteilung des Zeitverzugs in der Brennkammer, die ähnliche Schlussfolgerungen zulässt, wobei dort allerdings nicht auf die räumliche Intensitätsverteilung der Wärmefreisetzung eingegangen wird.

Für den weiteren bemerkenswerten Effekt, dass die Flammenantwort im Nahfeld bei Anregungsfrequenzen in der Nähe der Umfangsmoden der Vorkammer einen Anstieg zeigt, ist die Erklärung allerdings grundlegend anders. Hier wirkt sich bei starken akustischen Amplituden in der Vorkammer die asymmetrische Anströ-

mung der Drallerzeuger auf die Flammenform aus und führt zu einer Schräglage oder Neigung der Flamme (siehe Kapitel 5.3). Die gesamte Flamme neigt sich ein Stück zur Seite und nähert sich einseitig dem Brenneraustritt, so dass ein bezüglich der Wärmefreisetzung stark fluktuierender Abschnitt der Hauptreaktionszone nunmehr in einen Messbereich fällt, in dem bei axialer Anregung Nahfeldverhalten beobachtet wurde. Insofern kann bei diesen Frequenzen nicht mehr unmittelbar von einem Nahfeldverhalten gesprochen werden, was sich auch an der Abflachung des Phasenverlaufs im entsprechenden Frequenzbereich erkennen lässt, der sich in der Steigung dem Fernfeld annähert (Kapitel 4.4.4). Offensichtlich reagiert die Flamme beim Auftreten der Umfangsschwingung in der Vorkammer mit einer Formänderung, die zu einem geänderten Transferverhalten gegenüber dem einer nur axialen Schwingungen ausgesetzten Flamme führt.

Beim Vergleich der Transferfunktionen zwischen Einzel- und Ringbrennkammer sind daher zwei unterschiedliche Aspekte zu beachten. Zum einen lässt sich für den Fall einer rein axialen Anregung aus der stationären Strömungsbetrachtung ein Unterschied im effektiven Brennerdrall und daraus auch in der axialen Transferfunktion erklären. Sobald aber in der Ringbrennkammer Umfangswellen auftreten, kann ein Vergleich mit der Einzelbrennkammer nur noch dann gezogen werden, wenn es gelingt, axiale Anteile und Umfangsanteile der Transferfunktion zu trennen. Diese Beobachtung, die bereits im Falle der Transfermatrizenbestimmung gemacht wurde, trifft also auch für die lokale Messung der Transferfunktion zu.

5.3 Flammenform bei Anregung in der ersten Umfangsordnung

Der Großteil der Messungen an der Ringbrennkammer wurde aus Gründen der Vergleichbarkeit mit dem Einzelbrennerexperiment mit axialer Anregung der Strömung ausgeführt. Wie schon zuvor erwähnt, traten dabei oberhalb von 200 Hz in der Ringbrennkammer zusätzlich Umfangsschwingungen auf, die einen beträchtlichen Einfluss auf die gemessenen Transferfunktionen zeigten. Um einen Eindruck des Einflusses einer nicht-axialen Anregung zu erhalten, wird hier für den Fall der Anregung in der ersten Umfangsmode bei 270 Hz gezeigt, welche Auswirkung sich auf die stationäre Wärmefreisetzungsverteilung und auf die Form der Flamme ergeben.

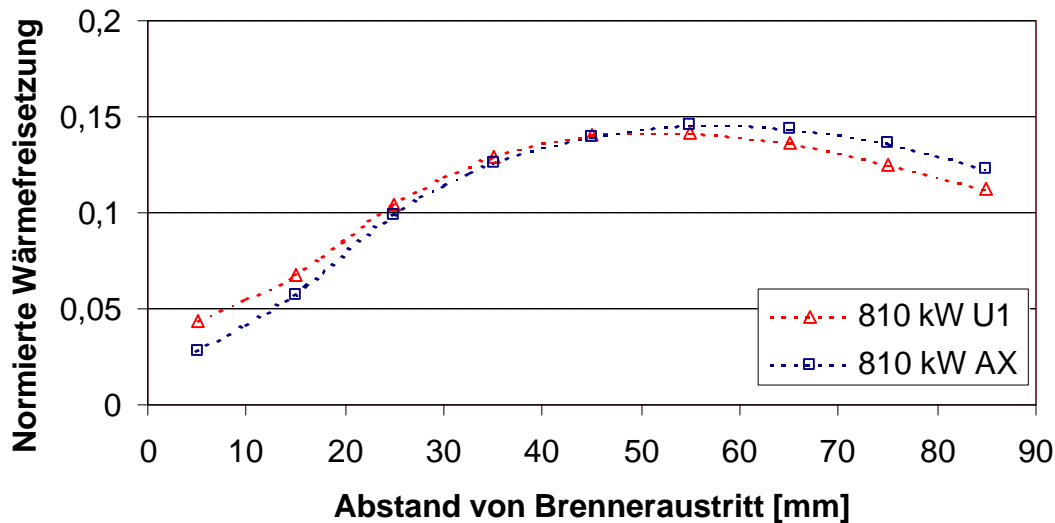


Abbildung 5.9 Longitudinale Verteilung der Wärmefreisetzung in der Flamme, Ringbrennkammer, 403216, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$, bei Anregung in Axialrichtung (AX) und in Umfangsrichtung (U1, 1. Ordnung)

Wie aus Abbildung 5.9 ersichtlich wird, ändert sich die stationäre Verteilung der Wärmefreisetzung geringfügig. Tendenziell lässt sich eine leichte Verschiebung der Intensitätsverteilung in Richtung des Brenneraustritts erkennen. Darin findet sich bereits eine Bestätigung für die Vermutung, dass sich die Flamme durch das Auftreten der ersten Vorkammerumfangsmode auf den Brenner zubewegt. Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des OH-Eigenleuchtens der Flamme (Abbildung 5.10) bestätigt, dass der Schluss von einer leicht geänderten longitudinalen Intensitätsverteilung auf eine nur leicht geänderte Flammenform in diesem Fall nicht uneingeschränkt möglich ist. Die in Umfangsrichtung angeregte Zuströmung der Brenner beeinflusst in beträchtlicher Weise die Flammenform, die deutlich asymmetrisch wird und deutliche Fluktuationen in Umfangsrichtung zeigt. Die Flamme scheint sich außerdem zur Seite zu neigen, was nur auf eine Ungleichförmigkeit der Zuströmung aus der Vorkammer zurückgeführt werden kann. Die Frequenz von 270 Hz liegt nahe an der Eigenfrequenz in der Vorkammer. Bei der höheren Frequenz von 690 Hz, einer Brennkammereigenfrequenz, wirkt sich eine Anregung der Zuströmung zu den Brennern dagegen nicht in Umfangsrichtung aus, die Flamme bleibt nahezu symmetrisch. Die Erklärung der stärkeren Flammenantwort im Nahfeld in der Nähe von Vorkammereigenmoden ist insofern durch eine Auswirkung der Schwingung auf die Anströmung der Drallerzeuger zu erklären, die zu einer Flammenneigung in den Nahfeldbereich

hinein führt. Einschränkend muss zu diesem Ergebnis gesagt werden, dass es für einen Brenner mit einer ortsfesten Lage in Bezug auf die stehende erste Umfangmode gilt. Die Neigung der Flamme besteht in Richtung des Schwingungsknotens, der Brenner befand sich etwa in der Mitte zwischen einem Knoten und einem Bauch der Umfangsschwingung. Zur Festigung der getroffenen Aussage müssten also noch weitere Brenner mit unterschiedlichen relativen Positionen zur Umfangswelle untersucht werden.

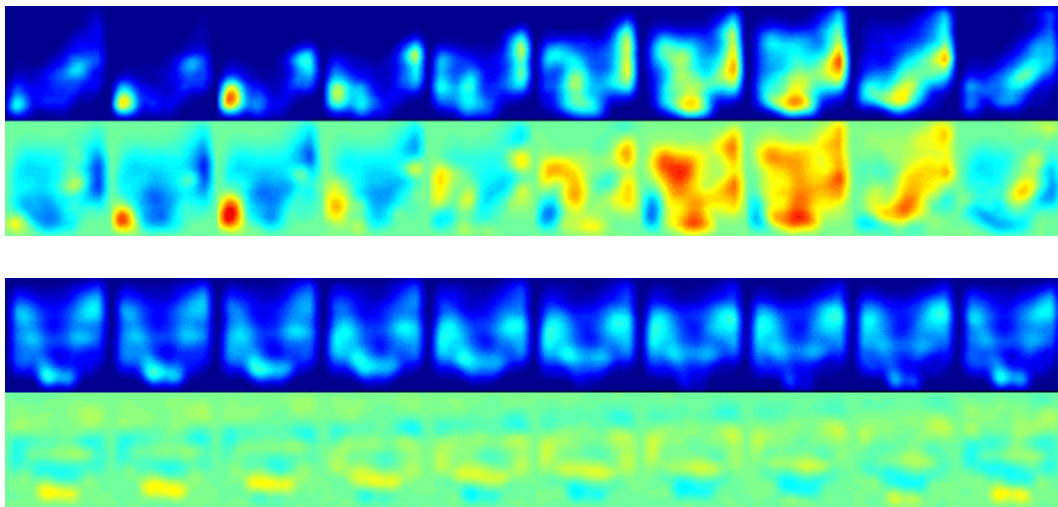


Abbildung 5.10 RBK 403216 bei 810 kW und $I = 1,4$ – Anregung mit (von oben nach unten) 270 Hz und 690 Hz in der ersten Umfangsmode

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung der Resultate

Der TD1-Drallbrenner für Erdgas, der sich durch eine variable Geometrie auszeichnet, wurde in zwei Drall- und zwei Leistungsvarianten in einem Einzelbrenner- und einem Ringbrennkammerversuchsaufbau untersucht. Dabei waren zum einen sein Stabilitätsverhalten und zum anderen sein dynamisches Flammenverhalten im jeweiligen Umfeld von Interesse. Während für die Untersuchung des Einzelbrenners auf einen existierender Prüfstand zurückgegriffen werden konnte, wurde ein Ringbrennkammerversuchsstand mit zwölf TD1-Brennern neu aufgebaut. Eine hervorhebenswerte technische Besonderheit dieses Versuchsaufbaus ist die Möglichkeit der Anregung verschiedener räumlicher Schwingungsmoden durch sechs phasenkorreliert betriebene Lochsirenen.

Zur Messung des akustischen Feldes wurden Mikrofone eingesetzt, die Schallschnelle wurde mit Hitzdrahtsonden bestimmt und zur Quantifizierung der Wärmefreisetzung in der Flamme wurde mittels eines Photomultipliers und eines UG11-Filters das OH-Eigenleuchten der Flamme im UV-Bereich gemessen.

Das Stabilitätsverhalten der Ringbrennkammer wurde über einen breiten Luftzahl- und Leistungsbereich untersucht und zwei instabile Betriebszustände wurden lokalisiert. Die Frequenzen dieser Verbrennungsschwingungen konnten mit einer FEM-Eigenwertanalyse reproduziert werden.

Im Zuge der zunächst global für die gesamte Flamme ausgeführten Flammentransferfunktionsmessungen, für die Wärmefreisetzungsschwankungen in der Flamme mit Geschwindigkeitsschwankungen am Brenneraustritt ins Verhältnis gesetzt werden, zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen dem Einzelbrenner und der Ringbrennkammer. Zum besseren Verständnis wurden daher lokal aufgelöste Messungen der Flammentransferfunktion durchgeführt, für die 10 mm breite Abschnitte der Flamme senkrecht zur Hauptströmungsrichtung untersucht wurden. Dabei ergab sich einerseits, dass die Flamme im Bereich nahe des Brenneraustritts ein sehr unterschiedliches Verhalten im Vergleich zur globalen Messung und zum weiter stromab gelegenen Flammenbereich aufweist. Die entsprechenden Bereiche

wurden das Flammennah- und -fernfeld genannt. Andererseits zeigte sich, dass das Nahfeld der Ringbrennkammerflamme messbar länger als das Nahfeld der entsprechenden Einzelbrennerflamme ist. Durch einen Vergleich der stationären Wärmefreisetzungsverteilung zwischen Einzel- und Ringbrennkammerflamme wurde deutlich, dass sich schon die nicht schwingende Flammen unterscheiden, indem die Ringbrennkammerflamme ein weiter stromab liegendes Maximum in der Wärmefreisetzungsverteilung aufweist. Die Schlussfolgerung lautet, dass der effektive Drall des Brenners bei gleicher geometrischer Konfiguration in der Ringbrennkammer herabgesetzt wird, wodurch sich die Flammenform verändert. Diese Änderung wiederum bedingt die größere Ausdehnung des Nahfelds in der Ringbrennkammerflamme.

Im Hinblick auf die eingangs gestellte Frage, inwieweit eine Übertragbarkeit der Messergebnisse vom Einzelbrenner auf die Ringbrennkammer gewährleistet ist, muss an dieser Stelle eine differenzierte Antwort gegeben werden. Das grundsätzliche Brennerverhalten scheint sich nicht zu ändern, allerdings führen bereits stationäre Strömungseffekte dazu, dass ein Drallbrenner in einer Ringbrennkammer mit einem Einzelbrenner verglichen werden sollte, dessen theoretische Drallzahl gegenüber dem Brenner im Ring geringer ist. Im Bereich höherer Anregungsfrequenzen können Flammenbewegungen aus Umfangsschwingungen zusätzlich das Bild beeinflussen. Das System Brenner-Flamme zeigt für Umfangsschwingungen ein Transferverhalten, das sich deutlich von dem bei axialen Schwingungen beobachteten Verhalten unterscheidet. Diese Umfangskomponente der Transferfunktion kann in einem klassischen Einzelbrennerversuchsaufbau nicht bestimmt werden, weshalb die im Einzelbrennerversuch ermittelte Charakteristik eines Brenners nur mit Einschränkungen zur Vorhersage des Brennerverhaltens in der Ringbrennkammer herangezogen werden kann. Es wäre allerdings vorstellbar, für einen Einzelbrenner im Versuch durch eine geeignete Anregung der Strömung senkrecht zur Hauptströmungsrichtung Ringbrennkammerbedingungen zu simulieren.

Von großer Bedeutung ist aber auch die Einbau und Betriebssituation der Brenner, die in der vorliegenden Arbeit nicht verändert werden konnte. Ein größerer Brennerabstand im Verhältnis zum Brennerdurchmesser sollte zu geringeren Brennerwechselwirkungen führen, ebenso sollte ein Betrieb unter Druck und mit

vorgewärmter Verbrennungsluft, wie er für Gasturbinen charakteristisch ist, zu kürzeren, kompakteren Flammen und daher ebenfalls zu einem vermindertem Auftreten der in dieser Arbeit beschriebenen Effekte führen. Eine quantitative Aussage kann darüber jedoch auf Basis der vorliegenden Ergebnisse nicht getroffen werden.

6.2 Ausblick auf zukünftige Forschungsarbeiten

Im Sinne einer breiteren Absicherung der beschriebenen Effekte einer Mehrbrenneranordnung einerseits und für ein besseres Verständnis der das Nah- und Fernfeld der Flamme beherrschenden physikalischen Vorgänge andererseits sind weitere umfangreiche Untersuchungen denkbar, die zum größeren Teil auch an den bereits vorhandenen Versuchsträgern durchgeführt werden können.

Ein erster Schritt wäre die Ausweitung der vorhandenen Datenbasis auf der Grundlage weitergehender Parametervariationen, die in erster Linie Variationen des Brennerdralls, der Luftzahl und der Leistung betreffen.

Für das weitere Vorgehen wäre die Kenntnis des lokalen Geschwindigkeitsfeldes in der Flamme von Bedeutung, die dank optischer Zugänge beispielsweise mit dem PIV-Verfahren (Particle Image Velocimetry) durchgeführt werden könnte. Wenn zusätzlich ein Aufnahmen der örtlichen Lage der Flammenfront vorlägen, wie sie mit der LIF-Methode (Laser Induced Fluorescence) gemessen werden können, wären durch eine entsprechende Auswertung der Ergebnisse lokale Verzugszeiten bestimmbar und somit die Messungen aus Kapitel 4.4.4 wesentlich weitgehender zu interpretieren. Auch die Unterschiede zwischen der Einzel- und der Ringbrennkammerströmung sollten gut erkennbar werden. Hier ergibt sich außerdem eine interessante Vergleichsmöglichkeit mit CFD-Simulationen.

Weitere Aufschlüsse über die Brennerwechselwirkungen untereinander kann eine Vergleichsmessung der Flammentransferfunktion in einer Gegendrallkonfiguration der Ringbrennkammer geben, im Gegensatz zum bisher betrachteten klassischen Gleichdrallaufbau. Die entfallende Ringströmung an den Brennkammerwänden sollte eine Annäherung des Brennerverhaltens an den Einzelbrenner mit sich bringen. Für den Bereich der Brennerwechselwirkung mit der Brennkammerakustik im allgemeinen und Umfangsschwingungen im besonderen

sind Experimente vorstellbar, bei denen mit Einbauten in der Vor- oder Brennkammer bestimmte Schwingungsmoden ausgeschlossen werden (Schottwände). Auch die gezielte Anregung mit Umfangsschwingungen, die zwar technisch realisiert wurde, aber im Rahmen dieser Arbeit nur am Rande untersucht werden konnte, ist in diesem Zusammenhang zu nennen.

Schlussendlich muss hier auch die Anregung stehen, die Messungen in der Ringbrennkammer unter gasturbinennäheren Bedingungen, beispielsweise mit vorgewärmter Verbrennungsluft und einfach aufgeladener Brennkammer, zu wiederholen. Dabei sollten unter anderem die Auswirkungen von Umfangswellen auf die Flammenform im Vordergrund stehen, die bei kompakteren Flammen, wie sie unter diesen Bedingungen zu erwarten sind, geringer sein sollten als in der vorliegenden Arbeit. Außerdem wäre unter den genannten Bedingungen ein der realen Gasturbine ähnlicheres thermoakustisches Verhalten zu erwarten, womit die zweifellos gegebene Relevanz der im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse für die Praxis besser quantifiziert werden könnte.

7. Annex

7.1 Pilotierter Betrieb der Ringbrennkammer

7.1.1 Betrieb der Ringbrennkammer unter Druck

Der Testbetrieb der Ringbrennkammer wurde zunächst mit Austrittsdüsen kleinen Durchmessers aufgenommen, die auf Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt bei Nennbedingungen ausgelegt waren. Damit einher ging ein schwach aufgeladener Betrieb der Brennkammer bis maximal zum kritischen Druckverhältnis von etwa 1,85 bei einem angenommenen Isentropenexponenten von $\kappa = 1,33$ für das Abgas. Unter diesen Randbedingungen war ein stabiler Betrieb der Brennkammer allerdings nicht erreichbar. Um Einfluss auf die Flammendynamik nehmen zu können und in der Absicht, dadurch die Anfachung der Verbrennungsschwingung unterdrücken zu können, wurde ein zusätzliches Brennstoffversorgungssystem nachgerüstet. Die Brennerlanze wurde hohl ausgeführt und am Ende mit einer Fase von 45° versehen, an der durch acht gleichmäßig am Umfang verteilten Bohrungen Brennstoff eingedüst werden kann (Abbildung 7.1). Der Brennstoff gelangt durch die Brennerlanze direkt in die hochturbulente Rezirkulationszone. Diese Art der Brennstoffeindüsung findet sich unter anderem auch bei den von Hillemanns [31] und Hoffmann [35] untersuchten Diffusionsbrennern, für die sogenannte „Typ II-Flammen“ charakteristisch sind.

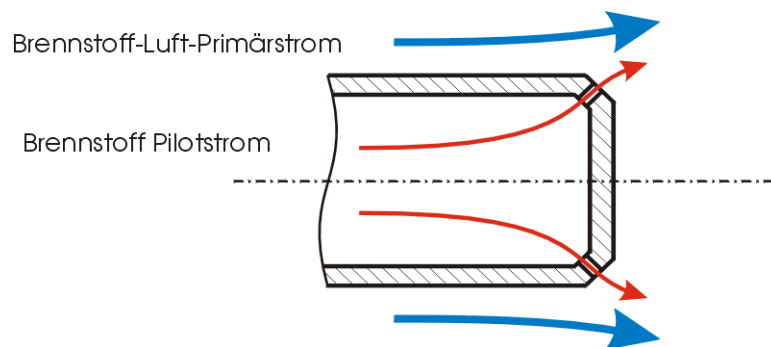


Abbildung 7.1 Lanzenkopf bei Pilotgaseindüsung unter 45° zur Hauptströmungsrichtung

Ein separater Durchflussregler erlaubte, den Pilotgasmassenstrom unabhängig vom Primärstrom zu regeln, so dass definierte Anteile des Gesamtbrennstoff-

stroms durch die Brennerlanze in die Verbrennungszone geleitet werden konnten. Der Pilotgasanteil war bei hohen thermischen Leistungen der Ringbrennkammer durch die Größe des Durchflussreglers auf etwa 10 % des gesamten Brennstoffmassenstroms begrenzt, konnte bei geringer Last aber auf bis zu 50 % gesteigert werden. Alle Brenner wurden durch eine Ringleitung gleichmäßig versorgt. Versuche haben gezeigt, dass durch die Zugabe von Pilotgas an der Brennerdüse die Flamme erheblich beeinflusst werden kann, wie auch aus Abbildung 7.2 ersichtlich wird.

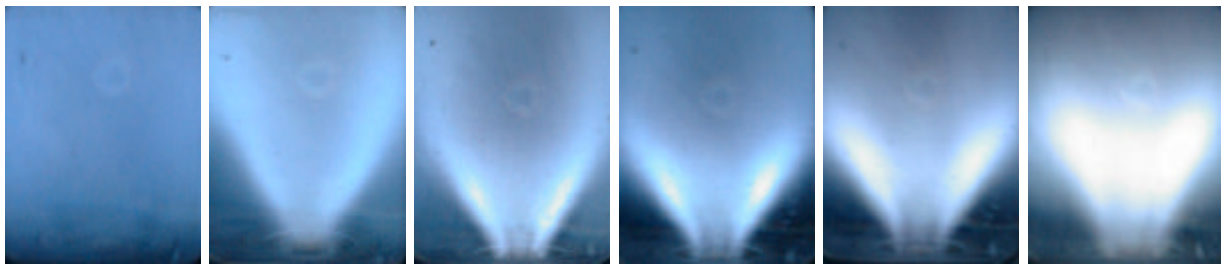


Abbildung 7.2 Flamme in der Ringbrennkammer mit Brenner 401616 bei 600 kW unter Druck, mit variablem Pilotgasanteil am Gesamtbrennstoffstrom; von links nach rechts 0 %, 5 %, 10 %, 20 %, 35 % und 50 % Pilotgasanteil

Deutlich zu erkennen ist, wie sich die Flamme mit zunehmendem Pilotgasanteil näher an den Brenner verlagert und ein helleres Leuchten zeigt, das Ausdruck der lokal niedrigeren Luftzahl in der Hauptreaktionszone ist. Die Schwingungseigenschaften der Brennkammer verbessern sich währenddessen deutlich, die Amplitude der Schwingung fällt um mehr als zwei Größenordnungen. Allerdings ist der Pilotgasanteil dann so hoch, dass nicht mehr von einer Vormischverbrennung gesprochen werden kann, sondern der Fall einer gemischten Diffusions- und Vormischflamme vorläge. Die Vergleichbarkeit mit der Einzelbrenneranordnung wäre dann nicht mehr gegeben, aber auch in der industriellen Anwendung sind Pilotgasanteile von mehr als 10 % nicht relevant. An dieser Stelle erfolgte daher die Entscheidung, die Brennkammer für die vorliegende Arbeit atmosphärisch zu betreiben.

7.1.2 *Betrieb der Ringbrennkammer unter Atmosphärendruck*

Der atmosphärische Betrieb der Ringbrennkammer führte zwar zu einer gegenüber dem aufgeladenen Betrieb wesentlich verbesserten Stabilität der Verbrennung in weiten Betriebsbereichen, trotzdem musste ein Teil der Messungen aber aus Vergleichsgründen mit der Einzelbrenneranordnung in der Nähe der von Instabilitätsbereichen durchgeführt werden. Hier erwies es sich als sehr hilfreich, einen minimalen Pilotgasanteil von 0,5 % zu wählen, um das plötzliche Aufschwingen von Verbrennungsinstabilitäten sicher verhindern zu können. Um trotzdem die Vergleichbarkeit mit dem Einzelbrenner gewährleisten zu können, durfte sich zumindest die Flammenform durch die geringe Pilotgaszugabe nicht sichtbar ändern. Zur Kontrolle wurden daher für die Brenner 401616 und 403216 mit der bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera Bildserien des OH-Eigenleuchtens der Flamme bei unterschiedlichen Pilotgasanteilen aufgenommen und zeitlich gemittelt.

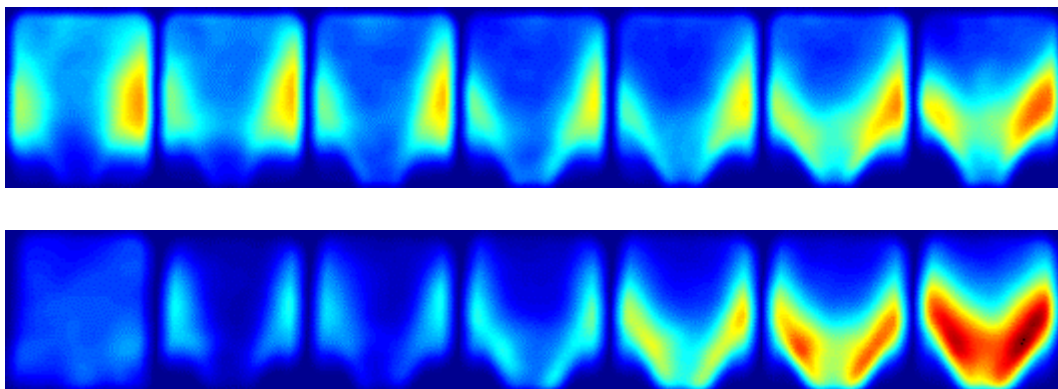


Abbildung 7.3 Zeitlich gemittelt OH-Eigenleuchten der Ringbrennkammerflamme, oben mit Brenner 401616, unten mit Brenner 403216, jeweils mit 670 kW, jeweils von links nach rechts mit einem Pilotgasanteil von 0%, 0,5%, 1%, 2%, 4%, 8% und 16%

Wie in Abbildung 7.3 zu erkennen, ändert sich für den Brenner 401616 die Form der Flamme mit 0,5 % Pilotgasanteil kaum gegenüber dem rein vorgemischtem Fall. Erst Pilotgasanteile von 2 % und mehr haben einen signifikanten Einfluss. Für den Brenner 403216 gilt dies nicht in der gleichen Form, was seinen Grund allerdings darin findet, dass für den rein vorgemischtem Fall ein schwingungsfreier Betrieb nur schwer zu erreichen ist. Das Flammenbild ist daher typisch für eine instabile Flamme. Für 0,5 % Pilotgasanteil stellt sich das Flammenbild einer Vor-

mischflamme ein, was sich auch in diesem Fall erst ab 2 % Pilotgasanteil wieder ändert. Daher wurde auch für diesen Fall angenommen, dass eine geringfügige Zugabe von Pilotgas zur Schwingungsberuhigung zulässig ist.

Der Mechanismus der Schwingungsberuhigung durch das Pilotgas ist aus den Ergebnissen aus Kapitel 4.1 erklärbar. Dort führte eine Verringerung der charakteristischen Konvektionszeit der Flamme zu einer Stabilisierung bezüglich der Instabilität I mit 150 Hz. Eine Zugabe von Pilotgas nahe des Brenneraustritts führt tendenziell auch zu einer Verkürzung der konvektiven Zeit in der Flamme. Eine Bestätigung dieses Zusammenhangs ergibt sich aus der Beobachtung, dass bei Auftreten der Instabilität II mit 300 Hz eine Pilotgaszugabe die Schwingung sogar anfacht, da in diesem Fall die Verkürzung der charakteristischen Konvektionszeit zum Übergang in den instabilen Bereich führt.

Hinsichtlich der Zulässigkeit der Pilotgaszugabe lautet die Schlussfolgerung daher, dass die geringfügige Pilotierung während der Transferfunktionsmessungen die charakteristische Konvektionszeit des Brenners und der Flamme und damit die Transferfunktion sehr wohl beeinflusst hat. Da das wesentliche Ergebnis dieser Arbeit die effektive Drallreduktion in der Ringbrennkammerflamme und die daraus folgende Vergrößerung der Flammenlänge und der zugehörigen konvektiven Zeiten ist, hat die Zugabe von Pilotgas diesem Ergebnis durch die leichte Verkürzung der konvektiven Zeiten in gewissem Maße entgegenwirken können. Ohne die leichte Pilotierung hätten demnach qualitativ die gleichen Ergebnisse ermittelt werden können, wobei die Unterschiede zwischen Einzel- und Ringbrennkammer sogar noch etwas stärker ausgeprägt gewesen wären.

7.2 Vergleich der gemessenen Flammentransferfunktionen mit Ergebnissen und Modellen aus der Literatur

In der Literatur liegen Modelle für Flammentransferfunktionen bisher nur für global betrachtete Flammen vor. Diese wurden für gewöhnlich auf Annahmen aus der Regelungstechnik aufgebaut und setzen sich in den meisten Fällen aus regelungstechnischen Standardgliedern zusammen [5][14][19][50]. Für lokal gebildete Modelle wäre unbedingt eine genauere Kenntnis der Strömungsverhältnisse in der Flamme, insbesondere im instationären Bereich, vonnöten, um die Vorgänge an

den verschiedenen Orten der Flamme physikalisch beschreiben zu können. Dieser Weg konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht besprochen werden, wird aber sicherlich Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. An dieser Stelle soll eine Beschränkung auf globale Flammenantwortmodelle erfolgen, weshalb ein Vergleich mit den Messergebnissen sich jeweils auf einzelne Sektorergebnisse aus den lokalen Messungen beschränken muss.

Das einfachste Modell für das Flammenverhalten ist das sogenannte Verzugszeitmodell, in dem lediglich die Annahme getroffen wird, dass die Schwankung in der Brennstoffzufuhr konvektiv in einer konstanten Zeit aus dem Brenneraustritt in die Reaktionszone gelangt. Diese Zeit wird durch die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit und die Lage der Reaktionszone bestimmt. Gleichung 7.1 zeigt die komplexe Formulierung des Verzugszeitmodells.

$$F(\omega) = e^{-i\omega\tau} \quad (7.1)$$

Büchner konnte an einer vorgemischten Strahlflamme gute Übereinstimmung zwischen diesem Modell und den Messergebnissen zeigen [14]. Im Frequenzbereich zeichnet sich das Verzugszeitelement durch einen konstanten Amplitudengang und einen linear fallenden Phasengang aus. Wie aus den Messergebnissen in Kapitel 4.4 leicht zu erkennen ist, lässt sich der Amplitudenverlauf nicht durch ein reines Verzugszeitglied beschreiben, der Phasenverlauf jedoch sehr wohl (Abbildung 7.4). Bei Betrachtung des hinteren Flammensektors ergibt sich eine Verzugszeit von $\tau_{IV} = 3$ ms, was recht gut der Zeit entspricht, die das unverbrannte Gemisch mit der Axialkomponente der Brenneraustrittsgeschwindigkeit vom Brenner bis in das Gebiet des Flammensektors IV benötigt. Im Sektor I der Flamme ergibt sich eine mehr als dreimal so große Verzugszeit von $\tau_I = 10$ ms bei niedrigen Frequenzen. Das Gemisch muss hier den längeren Weg bis in die äußere Rückströmzone durchlaufen, in der die für das Signal in Sektor I verantwortliche Reaktion stattfindet. Ab einer Anregungsfrequenz, deren Periodendauer kleiner als die Verzugszeit wird, im vorliegenden Fall also etwa 100 Hz, ist dieser Effekt allerdings nicht mehr klar nachweisbar, die Verzugszeiten werden scheinbar geringer und damit auch die Steigung des Phasengangs.

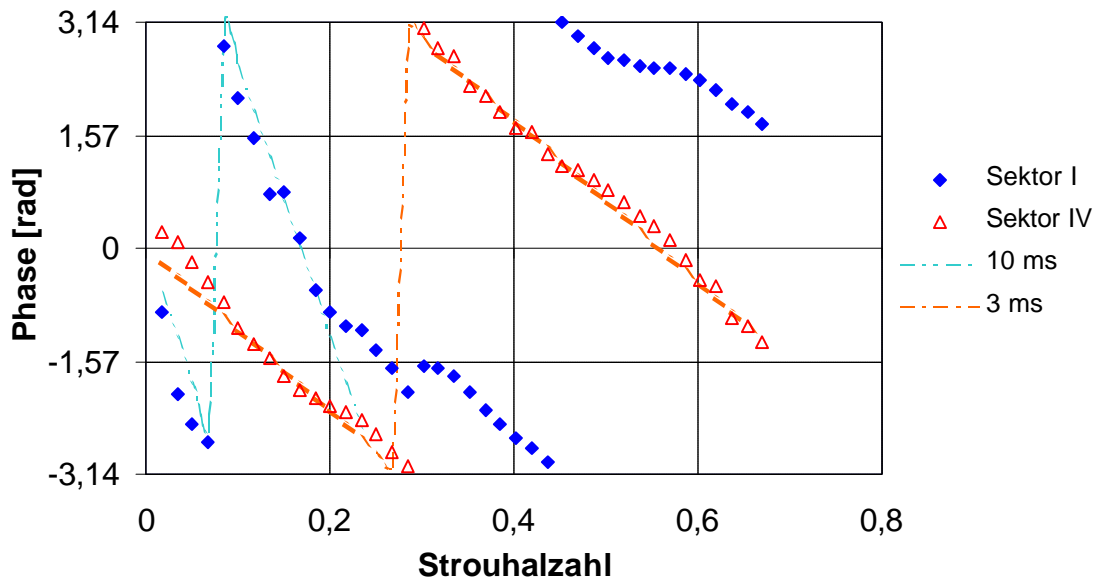


Abbildung 7.4 Phasengang der Transferfunktion $F(\omega)$ des Brenners 401616, Leistung 56 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$, $u_{ax} = 20,6$ m/s, in den Sektoren I und IV, und Vergleich mit je einem Verzugszeitglied

Ein weiteres sehr verbreitetes Modell für das Flammentransferverhalten ist das sogenannte n - τ -Modell (Gleichung 7.2), das von Crocco zum ersten Mal erwähnt wurde [17]. Es ergänzt im wesentlichen das Verzugszeitmodell um einen frequenzabhängigen Faktor n , den sogenannten Interaktionsindex. Der Amplitudengang kann auf diese Weise besser erfasst werden als beim reinen Verzugszeitmodell.

$$F(\mathbf{w}) = n(\mathbf{w}) \cdot e^{-i\mathbf{w}\tau} \quad (7.2)$$

Wird die Wärmefreisetzung in der Flamme wie im Rahmen der vorliegenden Arbeit auch lokal betrachtet, so sind Verzugszeit und Interaktionsindex zusätzlich Funktionen des Ortes. Eine Auswertung der Versuchsergebnisse hinsichtlich des n - τ -Modells würde allerdings keine neuen Erkenntnisse bringen, da der Interaktionsindex im wesentlichen den gleichen Verlauf über der Anregungsfrequenz wie die gemessenen Amplitudengänge hätte.

Lenz [50] gewinnt aus seinen Messergebnissen einen Ansatz für eine Flammentransferfunktion, der aus einem Verzögerungselement zweiter Ordnung mit einer Verzugszeit besteht.

$$F(\omega) = \frac{e^{-i\omega\tau}}{1 + \frac{i \cdot 2D\omega}{\omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad (7.3)$$

Dabei ist τ wiederum die Verzugszeit, D eine Dämpfungskonstante und ω_0 eine Referenzfrequenz, die als freie Parameter den Messergebnissen angepasst werden.

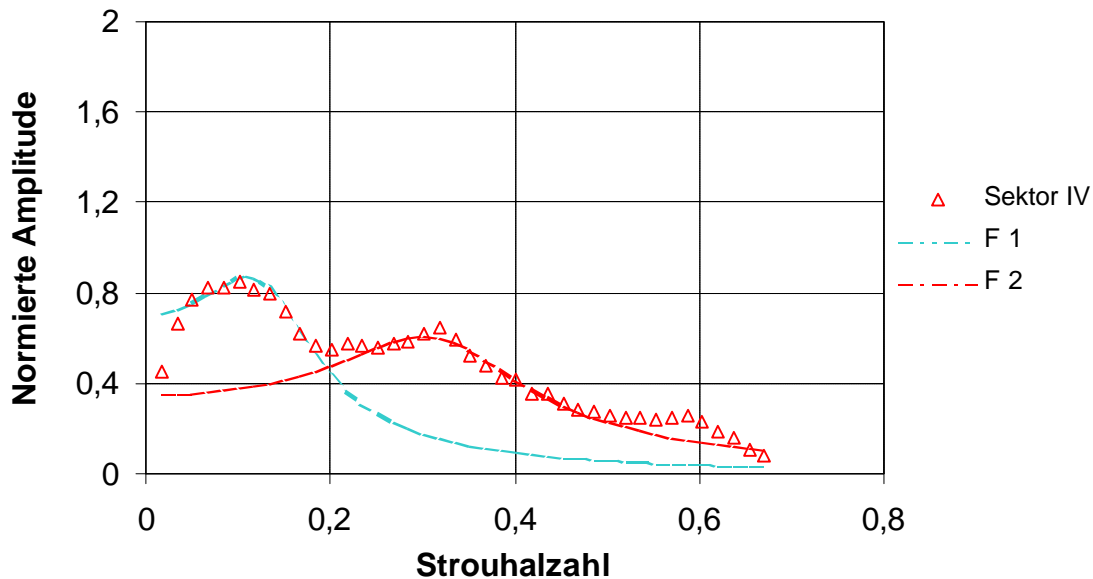


Abbildung 7.5 Amplitudengang der Transferfunktion $F(\omega)$ des Brenners 401616, Leistung 56 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$, $u_{ax} = 20,6$ m/s, im Sektor IV, und Vergleich mit dem Modell nach Gleichung 7.3 für zwei unterschiedliche Parametersätze

Wie in Abbildung 7.5 zu erkennen, lässt sich der Amplitudengang der Transferfunktion mit diesem Modell besser nachbilden als mit einem reinen Verzugszeitmodell, allerdings gilt dies jeweils nur für einen begrenzten Frequenzbereich und nur für den Amplitudengang. Eine Übereinstimmung in einem weiteren Bereich lässt sich zum Beispiel durch die Kombination mit einem weiteren Verzögerungselement zweiter Ordnung erreichen, was zugleich die Aufnahme zweier zusätzlicher freier Parameter bedeutet (Gleichung 7.4).

$$F(\omega) = \frac{e^{-i\omega\tau}}{\left(1 + \frac{i \cdot 2D_1\omega}{\omega_{01}} - \left(\frac{\omega}{\omega_{01}}\right)^2\right) \cdot \left(1 + \frac{i \cdot 2D_2\omega}{\omega_{02}} - \left(\frac{\omega}{\omega_{02}}\right)^2\right)} \quad (7.4)$$

Wie in Abbildung 7.6 ersichtlich wird, lassen sich nun die ersten beiden Maxima nachbilden, wodurch aber gleichzeitig deutlich wird, dass das Modell die Physik der Drallflamme nicht vollständig erfassen kann, da die offensichtliche Periodizität der Maxima nur durch Hinzufügen immer weiterer Verzugszeitelemente erfasst werden kann.

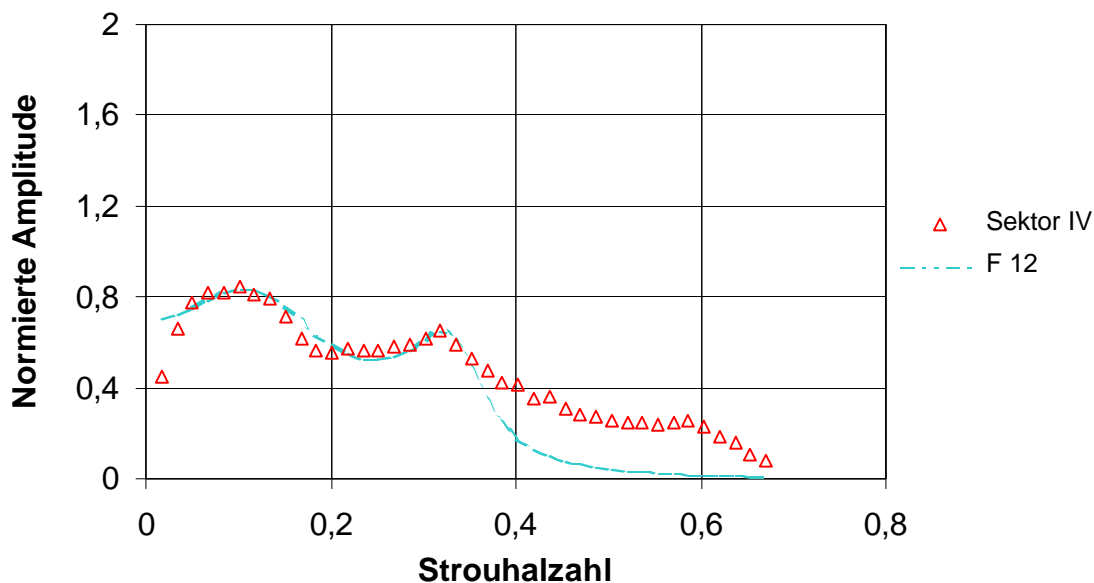


Abbildung 7.6 Amplitudengang der Transferfunktion $F(\omega)$ des Brenners 401616, Leistung 56 kW, Luftzahl $\mathbf{I} = 1,4$, $u_{ax} = 20,6$ m/s, im Sektor IV, und Vergleich mit dem Modell nach Gleichung 7.4

Hirsch [33] hat in diesem Zusammenhang ein physikalisch besser begründetes Modell vorgeschlagen, dass auf einer Wechselwirkung zwischen der durch die axiale Geschwindigkeitsschwankung am Brenneraustritt bestimmten Fluktuation des Gemischmassenstroms und der Fluktuation des Dralls aufbaut. Die zeitliche Variation des Dralls ergibt sich dabei aus der Annahme, dass eine in der Vorkammer angeregte akustische Störung sich zwar in axialer Richtung mit Schallgeschwindigkeit durch den Drallerzeuger fortbewegt, für die Fortpflanzung der Störung in Umfangsrichtung allerdings die lokale Geschwindigkeit des Fluids ausschlaggebend ist. Somit ergibt sich zwischen axialer und tangentialer Geschwindigkeitskomponente am Brenneraustritt ein Phasenverzug, der mit zunehmender Frequenz größer wird. Für bestimmte Frequenzen der Anregung schwingt daher der Drall gleichphasig mit dem Gemischmassenstrom, für andere Frequenzen wiederum gegenphasig. Im Bereich der Gegenphasigkeit wären dann die maximalen

Auswirkungen auf die Wärmefreisetzung zu erwarten, was eine Abfolge der Maxima im Amplitudengang der Transferfunktion für ω_0 , $3\omega_0$, $5\omega_0$ usw. bedeutete, wobei ω_0 die Referenzfrequenz für die Lage des ersten Maximums wäre. Tatsächlich lassen sich zum Beispiel in Abbildung 7.6 bei $\text{Str} = 0,12$, $\text{Str} = 0,34$ und $\text{Str} = 0,58$ lokale Maxima im Amplitudengang der Flamme im Sektor IV beobachten, was die geäußerte Annahme bestätigen würde.

Deutlich erkennbar wird das beschriebene Verhalten aber nur in der Einzelbrennkammer. In der Ringbrennkammer treten lokale Maxima mit kleinerem Frequenzabstand auf. Die Wechselwirkungen zwischen benachbarten Brennern führen hier offensichtlich dazu, dass auch ganzzahlige Vielfache der Referenzfrequenz ω_0 , also gleichphasiges Schwingen von Drall und Gemischmassenstrom, zu einer verstärkten Schwankung der Wärmefreisetzung führen.

7.3 Modalanalyse unter Berücksichtigung der mittleren Strömung

Im Kapitel 2.1.2 wurde unter der Annahme, dass die mittlere Strömung in der Brennkammer für die Akustik vernachlässigbar wäre, da sie klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit wäre, die Schwingungsgleichung für den Schalldruck hergeleitet. Für ein rein axiales Strömungsfeld in der Brennkammer, das außerdem abschnittsweise konstant ist, lässt sich jedoch auch eine Möglichkeit finden, es mit relativ geringem Aufwand in der Eigenwertanalyse zu berücksichtigen. Mit der konstanten axialen Geschwindigkeit v_0 und nach Eliminieren der Schallschnelle ergibt sich aus den Gleichungen 2.10 und 2.11 die folgende Beziehung:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2 \cdot \frac{v_0}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial x_1 \partial t} + \frac{v_0^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial x_1^2} - \Delta p' = 0 \quad (7.5)$$

Mit dem gleichen Separationsansatz wie im Kapitel 2.1.2 ergibt sich daraus die Gleichung:

$$\Delta \bar{p}' - \frac{v_0^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial x_1^2} - i \cdot 2 \cdot k \cdot \frac{v_0}{c_0} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_1} + k^2 \bar{p}' = 0 \quad (7.6)$$

Um nun ein klassisches Eigenwertproblem der Form $\Re\{u\} = I\{u\}$ lösen zu können, kann die Gleichung 7.6 mit der Variablensubstitution $\tilde{p}' = k\bar{p}'$ in die folgende Form gebracht werden:

$$\Delta \bar{p}' - \frac{v_0^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \bar{p}'}{\partial x_1^2} - i \cdot 2 \cdot \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{\partial \tilde{p}'}{\partial x} + k \tilde{p}' = 0 \quad (7.7)$$

Mit k als dem gesuchten Eigenwert braucht jetzt nur noch das gekoppelte Gleichungssystem aus der Gleichung 7.7 und der Substitutionsbeziehung gelöst werden. Die Abweichungen gegenüber einer Rechnung ohne mittlere Strömung waren allerdings so gering, dass im Rahmen dieser Arbeit der vereinfachte Ansatz aus Kapitel 2.1.2 ausreichend war. Die Begründung für die geringen Abweichungen liegt in den niedrigen mittleren Geschwindigkeiten v_0 , für die sich die Gleichung 7.5 praktisch nicht mehr von der Gleichung 2.15 unterscheidet.

Literatur

- [1] M. Åbom, Modal Decomposition in Ducts Based on Transfer Function Measurements between Microphone Pairs, *Journal of Sound and Vibration*, 1989
- [2] S. Akamatsu, A. Dowling, , Three Dimensional Thermoacoustic Oscillation in a Premix Combustor, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001*, New Orleans, 2001
- [3] P. Baade, Selbsterregte Schwingungen in Gasbrennern, *Klima Kälte Ingenieur*, 1974
- [4] K. Becker, D. Kley, R. Norstrom, OH-Chemiluminescence in Hydrocarbon Atom Flames, 12th International Symposium on Combustion, 1969
- [5] R. Becker, Das Übertragungsverhalten von Vormischflammen, *Dissertation Universität Karlsruhe (TH)*, 1971
- [6] R. Becker, R. Gunther, The Transfer Function of Premixed Turbulent Jet Flames, *Thirteenth International Symposium on Combustion*, 1970
- [7] P. Berenbrink, S. Hoffmann, Suppression of Dynamic Combustion Instabilities by Passive and Active Means, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2000*, München, 2000
- [8] R. B. Bird, W. E. Stewart, E. N, Lightfoot, *Transport Phenomena*, Wiley International, 1960
- [9] P. Blackshear, Driving Standing Waves by Heat Addition, *Fourth International Symposium on Combustion*, 1953
- [10] W. Bohl, *Technische Strömungslehre*, Vogel Würzburg, 1989
- [11] D. Bohn, Y. Li, G. Matouschek, Numerical Prediction of the Dynamic Behavior of Premixed Flames using Systematically Reduced Multistep Reaction Mechanism, *ASME International Gas Turbine and Aeroengine Congress*, Florida, 1997
- [12] U. Bonne, T. Grever, H. Wagner, Messungen in der Reaktionszone von Wasserstoff-Sauerstoff- und Methan-Sauerstoff-Flammen, *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 1969

- [13] I. Bronstein, K. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Teubner, Stuttgart und Nauka, Moskau, 1991
- [14] H. Büchner, Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch-Verbrennungssystemen, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1992
- [15] H. Büchner, W. Leuckel, Experimentelle Untersuchungen zum dynamischen Reaktionsverhalten pulsierter Vormischflammen, 15. Deutscher Flammentag, VDI Berichte 922, Düsseldorf, 1991
- [16] W. Cheung, G. Sims, R. Copplestone, J. Tilston, C. Wilson, S. Stow, A. Dowling, Measurement and Analysis of Flame Transfer Function in a Sector Combustor Under High Pressure Conditions, Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, Atlanta, 2003
- [17] L. Crocco, S. Cheng, Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors, AGARD Monograph 8, 1956
- [18] F. Culick, Some Recent Results for Nonlinear Acoustics in Combustion Chambers, AIAA Journal 32(1), 1994
- [19] E. Deuker, Ein Beitrag zur Vorausberechnung des akustischen Stabilitätsverhaltens von Gasturbinenbrennkammern mittels theoretischer und experimenteller Analyse von Brennkammerschwingungen, Dissertation RWTH Aachen, 1994
- [20] G. Dixon-Lewis, Structure of Laminar Flames, 23th International Symposium on Combustion, 1990
- [21] A. Dowling, Thermoacoustic Instability, 6th International Congress on Sound and Vibration, Kopenhagen, 1999
- [22] S. Evesque, W. Polifke, Low-Order Acoustic Modelling for Annular Combustors: Validation and Inclusion of Modal Coupling, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, 2002
- [23] F. Fahy, Foundations of Engineering Acoustics, Academic Press London San Diego, 2001
- [24] A. Fischer, Hybride Charakterisierung von Drallbrennern, Dissertation TU München, 2003

- [25] A. Fischer, K. Kunze, C. Hirsch, T. Sattelmayer, Projektschlussbericht zum Teilprojekt: Wechselwirkung zwischen Brennern bei Verbrennungsschwingungen in Mehrbrennersystemen am Beispiel einer Ringbrennkammer mit Umfangswellen (3.1.2.A) im Verbundprojekt: GuD-Kraftwerk, 500 MW auf einer Welle, BMBF-Forschungsvorhaben 0327061V/6 im Rahmen der AG Turbo, 2002
- [26] V. Goldschmidt, R. Leonard, J. Riley, G. Wolfbrandt, P. Baade, Transfer Function of Gas Flames: Methods of Measurements and Representative Data, ASHRAE Transactions 84, 1978
- [27] S. Hadvig, Combustion Instability System Analysis, Journal of the Institute of Fuel, 1971
- [28] M. Haibel, Thermodynamik II, Vorlesungsskript TU München, 1992
- [29] H. Hermsmeyer, B. Prade, U. Gruschka, U. Schmitz, S. Hoffmann, W. Krebs, V64.3A Gas Turbine Natural Gas Burner Development, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, 2002
- [30] B. Higgins, On the Sound Produced by a Current of Hydrogen Gas Passing Through a Tube, Journal of Nature, Philosophy, Chemistry and The Arts, 1802
- [31] R. Hillemanns, Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Rezirkulationszone, Dissertation Universität Karlsruhe, 1988
- [32] C. Hirsch, Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1995
- [33] C. Hirsch, Interne Kommunikation, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, 2002
- [34] H. Hobson, J. Fackrell, G. Hewit, Combustion Instabilities in Industrial Gas Turbines – Measurements On Operating Plant and Thermoacoustic Modeling, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition Indianapolis, Indiana, 1999
- [35] S. Hoffmann, Untersuchung des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone, Universität Karlsruhe, 1994

- [36] J. Höppner, Verfahren zur berührungslosen Handhabung mittels leistungsstarker Schallwandler, Dissertation TU München, 2002
- [37] J. Keller, Thermoacoustic Oscillations in Combustion Chambers of Gas Turbines, AIAA Journal 33(12), 1995
- [38] V. Khanna, U. Vandsburger, W. Saunders, W. Baumann, Dynamic Analysis of Swirl Stabilized Turbulent Gaseous Flames, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, 2002
- [39] F. Kiesewetter, Charakterisierung eines Drallbrenners durch numerische Strömungssimulation, Diplomarbeit TU München, Lehrstuhl für Thermodynamik, 2000
- [40] K. Klotter, Technische Schwingungslehre, Springer, 1988
- [41] P. Kopacek, Einführung in die Automatisierungstechnik, R. Oldenbourg Verlag Wien, 1993
- [42] W. Krebs, M. Lohrmann, S. Hoffmann, H. Büchner, B. Prade, Thermoacoustic Flame Response of Swirl Flames, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, 2002
- [43] W. Krebs, G. Walz, P. Flohr, S. Hoffmann, Modal Analysis of Annular Combustor: Effects of Burner Impedance, Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, 2001
- [44] H. Kremer, Schwingungen in Feuerräumen, Gas Wärme international, 1979
- [45] M. Kröner, J. Fritz, T. Sattelmayer, Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, 2002
- [46] U. Krüger, J. Hüren, S. Hoffmann, W. Krebs, D. Bohn, Prediction of Thermoacoustic Instabilities with Focus on the Dynamic Flame Behavior for the 3A_Series Gas Turbine of Siemens KWU, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition Indianapolis, Indiana, 1999
- [47] U. Krüger, J. Hüren, S. Hoffmann, W. Krebs, P. Flohr, D. Bohn, Prediction and Measurement of Thermoacoustic Improvements in Gas Turbines With Annular Combustion Systems, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2001

- [48] P. Lang, Modelluntersuchungen an feststoffbeladenen Drehströmungen und deren Übertragbarkeit auf Hochtemperaturreaktoren, Dissertation Universität Karlsruhe, 1984
- [49] D. Lee, T. Lieuwen, Acoustic Nearfield Characteristics of a Premixed Flame in a Longitudinal Acoustic Field, Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, 2001
- [50] W. Lenz, Die dynamischen Eigenschaften von Flammen und ihr Einfluss auf die Entstehung selbsterregter Brennkammerschwingungen, Dissertation Universität Karlsruhe, 1980
- [51] B. Lewis, G. von Elbe, Stability and Structure of Burner Flames, Journal of Chemical Physics 11, 1943
- [52] M. Lohrmann, H. Büchner, N. Zarzalis, W. Krebs, Flame Transfer Function Characteristics of Swirl Flames for Gas Turbine Applications, Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, Atlanta, 2003
- [53] P. Maier, Untersuchung turbulenter isothermer Drallfreistrahlen und turbulenter Drallflammen, Dissertation Universität Karlsruhe, 1967
- [54] H. Merk, An Analysis of Unstable Combustion of Premixed Gases, Sixth International Symposium on Combustion, 1956
- [55] B. Mugridge, Combustion Driven Oscillations, Journal of Sound and Vibration 70(3), 1980
- [56] M. Munjal, Acoustics of Ducts and Mufflers, John Wiley & Sons, 1987
- [57] H. Najm, C. Müller, P. Wyckoff, On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate, Combustion and Flame, 113, 1998
- [58] W. Neef, Einfluss der Flammenstabilisierung auf die turbulente Verbrennung von Erdgas, Dissertation Universität Stuttgart, 1996
- [59] A. Ni, P. Jansohn, Modeling of Thermoacoustic Oscillations in Annular Combustor, Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, Atlanta, 2003
- [60] M. Ohtsuka, S. Yoshida, S. Inage, N. Kobayashi, Combustion Oscillation Analysis of Premixed Flames at Elevated pressures, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Stockholm, 1998

- [61] C. Pankiewitz, Interne Kommunikation, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, 2002
- [62] C. Pankiewitz, T. Sattelmayer, Time Domain Simulation of Combustion Instabilities in Annular Combustors, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, 2002
- [63] C. Paschereit, W. Polifke, Investigation of the Thermoacoustic Characteristics of a Lean Premixed Gas Turbine Burner, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Stockholm, 1998
- [64] C. Paschereit, W. Polifke, B. Schuermans, O. Mattson, Measurement of Transfer Matrices and Source Terms of Premixed Flames, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition Indianapolis, Indiana, 1999
- [65] A. Peracchio, W. Proscia, Non Linear Heat Release / Acoustic model for Thermoacoustic Instability in Lean Premixed Combustors, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Stockholm, 1998
- [66] W. Polifke, A. Fischer, T. Sattelmayer, Instability of a Premix Burner with Non-Monotonic Pressure Drop Characteristic, Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, 2001
- [67] W. Polifke, C. Paschereit, T. Sattelmayer, A Universally Applicable Stability Criterion for Complex Thermo-Acoustic Systems, 18. Deutsch-Niederländischer Flammentag, 1997
- [68] U. Priesmeier, Das dynamische Verhalten von Axialstrahl-Diffusionsflammen und dessen Bedeutung für selbsterregte Brennkammerschwingungen, Dissertation Universität Karlsruhe, 1987
- [69] A. Putnam, Combustion Driven Oscillations in Industry, American Elsevier Publishers, New York, 1971
- [70] A. Putnam, R. Jensen, Application of Dimensionless Numbers to Flash-Back and Other Phenomena, Third International Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena, Baltimore, USA, 1949
- [71] R. Rawe, Über die Drallstabilisierung frei brennender turbulenter Diffusionsflammen mit zentraler radialer Gaszufuhr, Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1978

- [72] Lord Rayleigh, The Explanation of Certain Acoustical Phenomena, Royal Institute Proceedings, 1878
- [73] T. Sattelmayer, W. Polifke, A Novel Method for the Computation of the Linear Stability of Combustors, Combustion Science and Technology, 175(3), 2003
- [74] T. Sattelmayer, W. Polifke, Assessments of Methods for the Computation of the Linear Stability of Combustors, Combustion Science and Technology, 175(3), 2003
- [75] H. Schlichting, Boundary Layer Theory, McGraw Hill, 1979
- [76] C. Schmid, Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung, Dissertation Universität Karlsruhe, 1991
- [77] B. Schuermans, V. Bellucci, C. Paschereit, Thermoacoustic Modeling and Control of Multi Burner Combustion Systems, Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, Atlanta, 2003
- [78] B. Schuermans, W. Polifke, C. Paschereit, Modelling Transfer Matrices of Premixed Flames and Comparison with Experimental Results, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition Indianapolis, Indiana, 1999
- [79] B. Schuermans, W. Polifke, C. Paschereit, J. Linden, Prediction of Acoustic Pressure Spectra in Combustion Systems Using Swirl Stabilized Gas Turbine Burners, ASME International Gas Turbine and Aeroengine Congress, München, 2000
- [80] D. Spalding, B. Tall, Flame Stabilisation in High Velocity Gas Streams and the Effect of Heat Losses at Low Pressures, The Aeronautical Quarterly 5, 1954
- [81] S. Stow, A. Dowling, Thermoacoustic Oscillations in an Annular Combustor, Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, 2001
- [82] S. Stow, A. Dowling, Modelling of Circumferential Modal Coupling Due to Helmholtz Resonators, Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, Atlanta, 2003

- [83] D. Straub, G. Richards, W. Baumann, W. Saunders, Measurement of Dynamic Flame Response in a Lean Premixed Single-Can Combustor, Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, 2001
- [84] E. Truckenbrodt, Strömungsmechanik, Springer-Verlag, 1968
- [85] Verband der deutschen Steinkohleindustrie 1998
- [86] G. Walz, W. Krebs, S. Hoffmann, H. Judith, Detailed Analysis of the Acoustic Mode Shapes of an Annular Combustion Chamber, ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition Indianapolis, Indiana, 1999
- [87] J. Warnatz, U. Nowak, Dynamics of Reactive Systems, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 113, 1988
- [88] J. Zierep, Grundzüge der Strömungslehre, G. Braun Karlsruhe, 1982
- [89] E. Zukoski, F. Marble, Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blowoff from Bluff Bodies, Gas Dynamics Symposium, Evanston, Illinois, USA, 1955