

Technische Universität München
Lehrstuhl für Thermodynamik

Einfluss fluktuierender Brennstoff- und Luftmassenströme auf die Dynamik einer Drallflamme

Marco Philipp Auer

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. Wolfgang Polifke, Ph.D. (CCNY)
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Hartmut Spliethoff

Die Dissertation wurde am 27.06.2005 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch die
Fakultät für Maschinenwesen am 17.11.2005 angenommen.

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

ISBN 3-89963-296-6

© Verlag Dr. Hut, München 2006
Sternstr. 18, 80538 München
Tel.: 089/66060798
www.dr.hut-verlag.de

Die Informationen in diesem Buch wurden mit großer Sorgfalt erarbeitet. Dennoch können Fehler, insbesondere bei der Beschreibung des Gefahrenpotentials von Versuchen, nicht vollständig ausgeschlossen werden. Verlag, Autoren und ggf. Übersetzer übernehmen keine juristische Verantwortung oder irgendeine Haftung für eventuell verbliebene fehlerhafte Angaben und deren Folgen.

Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdrucks, der Vervielfältigung und Verbreitung in besonderen Verfahren wie fotomechanischer Nachdruck, Fotokopie, Mikrokopie, elektronische Datenaufzeichnung einschließlich Speicherung und Übertragung auf weitere Datenträger sowie Übersetzung in andere Sprachen, behält sich der Verlag vor.

1. Auflage 2006

Druck und Bindung: printy, München (www.printy.de)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Dem Lehrstuhlinhaber, Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer, möchte ich für das entgegen gebrachte Vertrauen danken, das sich nicht nur in der gestalterischen Freiheit meiner wissenschaftlichen Arbeit geäußert hat. Durch die verantwortungsvolle Tätigkeit als Koordinator des Themenbereichs „Strömungsinstabilitäten“ bekam ich die Möglichkeit meine Kenntnisse über rein fachliche Inhalte hinaus zu erweitern.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hartmut Spliethoff möchte ich für die Interesse an meiner Arbeit und das Zweitgutachten danken. Herrn Prof. Wolfgang Polifke, Ph.D. (CCNY) danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes im Promotionsverfahren.

Allen engagierten Kolleginnen und Kollegen möchte ich herzlich für die freundschaftliche und offene Atmosphäre und die hervorragende Infrastruktur am Lehrstuhl danken. Die vielen Diskussionen mit meinen Büro- und Laborkollegen Reinhold Maurus, Volodymyr Ilchenko, Andreas Fischer und Klaas Kunze waren sehr aufschlussreich und meist inspirierend. Tatkräftige Unterstützung und tiefe Einblicke in die numerische Strömungssimulation erhielt ich von Frank Kiewewetter und Ricardo Gaspar Paggiaro. Der Lehrstuhl kann sich glücklich schätzen Herrn Dr.-Ing. Christoph Hirsch gewonnen zu haben. Seine enorme fachliche Kompetenz und sein hoher Einsatz haben nicht nur mir geholfen neue Wege zu finden.

Den mechanischen und elektrischen Werkstätten unter Leitung der Herren Erich Sieber und Bernhard Strobl habe ich viel zugemutet. Mit Teamgeist und handwerklichem Geschick haben alle, besonders Jens Hümmer, Sebastian Wiesemann und Norbert Primas, unmögliches möglich gemacht.

Mit viel Elan und Begeisterung haben zahlreiche Studenten den wissenschaftlichen Alltag mit mir geteilt und so einen großen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet. Besonders die Herren Chriss

Bruderrek, Stefan Feldmeier, Ewald Freitag, Christian Gebauer, Wagdi Ibraheem, Klaus Mösl, Ricardo Gaspar Paggiaro, Bernhard Reindl und Stefan Suckert haben sich durch sehr hohen persönlichen Einsatz ausgezeichnet. Aus der engen Zusammenarbeit haben sich viele Freundschaften entwickelt, was mich besonders freut.

Meine Familie und Freunde gaben mir die notwendige Freiheit, um meinen eigenen Weg zu gehen. Ihnen möchte ich für ihre Geduld und ihr Verständnis ganz herzlich danken. Meinem Mentor und Freund Ulrich Zech und seiner Frau Gerlinde Kormann-Zech danke ich besonders für ihren stetigen Zuspruch und Rückhalt. Frau Elisabeth Morawe hat mich auf meinem Weg fortwährend bestärkt und unterstützt. Ich werde sie immer in dankbarer Erinnerung behalten.

Burghausen, im November 2005

Marco Philipp Auer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
1.1	Thermoakustische Instabilitäten	2
1.2	Gegenmaßnahmen	6
1.3	Ziele der Arbeit	8
2	Experimenteller Aufbau	10
2.1	Einzelbrennerversuchsstand	10
2.1.1	Versuchsanlage	11
2.1.2	Versuchsbrenner TD^2	14
2.1.3	Sekundärbrennstoffzugabe	15
2.2	Messtechnik, Datenerfassung und Anlagensteuerung .	18
3	Akustische und feuerungstechnische Größen	20
3.1	Ebene Wellenausbreitung	20
3.2	Schalldruck- und Schnellefeld	27
3.3	Effektive Sekundärbrennstoffmodulation	27
3.3.1	Automodulation	27
3.3.2	Modellierung der Sekundärbrennstoffleitung .	33
3.4	Effektiver Brennstoffmassenstrom	41
3.5	Flammendynamik	44
3.5.1	Hydroxyl-Radikal Chemilumineszenz	44
3.5.2	Leistungsfreisetzung der Flamme	47
4	Auswirkungen von Luftmassenstromschwankungen	51
4.1	Selbsterregung	52
4.2	Luftseitige Fremderregung	64
4.3	Vergleich und Diskussion	84
5	Auswirkungen modulierter Brennstoffzugabe	92
5.1	Systemverhalten	92
5.2	Diskussion der Ergebnisse	105
6	Modellierung des Systemverhaltens	107
6.1	Brennerimmanenter Verstärkungsmechanismus	107

6.2	Flammenimmanente Verstärkungsmechanismen . . .	115
6.2.1	Frequenzabhängigkeit	115
6.2.2	Phasenabhängigkeit der Brennstoffumsetzung	123
6.3	Thermoakustische Wechselwirkungen	128
7	Zusammenfassung	132
	Literatur	134

Abbildungsverzeichnis

1	Schema des Versuchsstandes	11
2	Versuchsbrenner TD^2	14
3	Modell eines Kanalsystems	23
4	Frequenzspektren in der Sekundärbrennstoffleitung mit und ohne Drossel	29
5	Phasen der resultierenden Schalldrücke in der Sekundärbrennstoffleitung über der Aktuatorphase bei Anregungsfrequenz	30
6	Amplituden der resultierenden Schalldrücke in der Sekundärbrennstoffleitung über der Aktuatorphase bei Anregungsfrequenz	31
7	Phasenverzug zwischen dem Schalldruck bzw. des Aktuatorlagesignals und der OH^* -Chemilumineszenz bei Anregungsfrequenz	32
8	Schematische Darstellung eines Netzwerkmodells . . .	34
9	Vergleich der gemessenen Schalldruckphasen mit den berechneten Phasen aus dem Netzwerkmodell	35
10	Vergleich der gemessenen Schalldruckamplituden mit den berechneten Amplituden aus dem Netzwerkmodell	36
11	Phasen der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase	37
12	Normierte Amplituden der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase	38
13	Phasen der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase bei verschiedenen Frequenzverhältnissen f/f^* ($AV = 0, 18$)	39
14	Normierte Amplituden der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase bei verschiedenen Frequenzverhältnissen f/f^* ($AV = 0, 18$)	40
15	Fluiddynamische Einflussgrößen auf den brennerinternen Stofftransport	42

16	Qualitative Darstellung der Abhängigkeit der OH^* - Strahlungsintensität von Brennstoffumsatz und magerer Gemischzusammensetzung	45
17	Auswertemethoden der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (aus [15])	48
18	Selbsterregung - prozentuale Schwankungen der Strahlungsintensität OH^{*} , der Gemischzusammensetzung λ'_E , der Schnelle u'_E und des resultierenden Brennstoffmassenstroms über dem Brenneraustritt $\dot{m}'_{B,E}$	53
19	Selbsterregung - anregende (grau) und dämpfende Bereiche nach Rayleigh's Kriterium	54
20	Selbsterregung - Zusammenhang der prozentualen Schwankungsamplituden von Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ und Strahlungsintensität OH^{*}	55
21	Selbsterregung - entabelltes Mittelwertbild der OH^* -Strahlungsintensitätsverteilung bei einer 192,3Hz Schwingung	56
22	Selbsterregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 192,3Hz Schwingung	58
23	Selbsterregung - Differenzbild 210° mit Phasenverläufen an drei Schnittebenen	60
24	Selbsterregung - Frequenzanalyse einer 192,3Hz Schwingung in Amplitude und Phase	62
25	Selbsterregung - 2D-Rayleigh-Index für die 192,3Hz Schwingung	63
26	Luftseitige Fremderregung - prozentuale Schwankungen der Strahlungsintensität OH^{*} , der Gemischzusammensetzung λ'_E , der Schnelle u'_E und des resultierenden Brennstoffmassenstroms $\dot{m}'_{B,E}$	65
27	Luftseitige Fremderregung - Verhältnisse der Strahlungsintensitätsschwankung OH^{*} zu den Schwingungsamplituden von u'_E , λ'_E und $\dot{m}'_{B,E}$	66
28	Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 63Hz Schwingung	68

29	Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 63Hz Schwingung	69
30	Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 127Hz Schwingung	71
31	Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 127Hz Schwingung	72
32	Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 160Hz Schwingung	74
33	Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 160Hz Schwingung	75
34	Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 236Hz Schwingung	77
35	Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 236Hz Schwingung	78
36	Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 266Hz Schwingung	80
37	Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 266Hz Schwingung	81
38	Phasendifferenz zwischen der Gemischzusammensetzung- bzw. der Brennstoffmassenstromfluktuation und der Schnelle am Brenneraustritt bei Selbsterregung (\diamond) und luftseitiger Fremderregung (\circ)	85
39	Vergleich der Verhältnisse bei Selbsterregung (\diamond) und luftseitiger Fremderregung	86
40	Gemischbildung im Brennerschlitz in Abhängigkeit des Phasenwinkels zwischen modulierter Sekundärbrennstoffzugabe und Schnelleschwankung	93
41	Brennstoffmassenstromschwankung in Abhängigkeit der modulierten Sekundärbrennstoffzugabe	94
42	Flammenantwort in Abhängigkeit vom Phasenwinkel $\angle(\dot{m}'_{SB,M}, u'_M)$ bzw. von der Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$	95
43	Schalldruck in der Brennkammer	96

44	Phasenaufgelöste Differenzbilder der maximalen Strahlungsintensitätsschwankung bei luft- und brennstoffseitiger Anregung	98
45	Frequenzanalyse bei Anregungsfrequenz im Falle maximaler Flammenantwort	100
46	Phasenaufgelöste Differenzbilder der minimalen Strahlungsintensitätsschwankung bei luft- und brennstoffseitiger Anregung	102
47	Frequenzanalyse bei Anregungsfrequenz im Falle minimaler Flammenantwort	104
48	Modell eines vereinfachten Brennersystems	108
49	Einfluss der Schnelleamplituden u'_M und der relativen Verzugszeit τ_{rel} auf die effektive Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$: $u'_E = 5\%$, $\dot{m}'_{B,M} = 0$. . .	110
50	Einfluss der Schnelleamplituden u'_M und der relativen Verzugszeit τ_{rel} auf die Phasen der effektiven Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$: $u'_E = 5\%$, $\dot{m}'_{B,M} = 0$	112
51	Einfluss der Brennstoffmassenstrommodulation in der Mischungszone $\dot{m}'_{B,M}$ und der relativen Verzugszeit τ_{rel} auf die Amplituden der effektiven Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$: $u'_M = u'_E = 5\%$, $\angle(\dot{m}'_{B,M}, u'_M) = 0$ (leere Symbole) und $\angle(\dot{m}'_{B,M}, u'_M) = \pi$ (gefüllte Symbole)	113
52	Axiale Strahlungsverteilung bei verschiedenen Phasenwinkeln für den selbsterregten Fall bei $192,3Hz$. .	116
53	Axiale Verteilung der Strahlungsschwankungen für eine selbsterregte Schwingung bei $192,3Hz$	117
54	Axiale Positionen der lokalen Maxima über den Phasenwinkeln für den selbsterregten Fall bei $192,3Hz$. .	118
55	Modellvorstellung: Mit konstanter Geschwindigkeit stromab wandernde Leistungsschwankungen und deren Integral über die konstante Länge L_F	120

56	Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilungen und ihre Hüllkurven der luftseitig fremderregten Schwingungen bei $63Hz$ und $160Hz$ sowie der selbsterregten Schwingung bei $192,3Hz$	122
57	Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall der minimalen Strahlungsintensitätsschwankungen (Vgl. Abbildung 46): $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = -3,0rad$	124
58	Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall der maximalen Strahlungsintensitätsschwankungen (Vgl. Abbildung 44): $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = 0,1rad$	125
59	Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = 1,6rad$	126
60	Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = -1,5rad$	127
61	Schema der Wechselwirkungen	129

Nomenklatur

Lateinische Symbole

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
A	$[-]$	Amplitude
AV	$[-]$	Amplitudenverhältnis
C	$[-]$	Konstante
c	$[m/s]$	Schallgeschwindigkeit
d	$[m]$	Durchmesser
f	$[Hz]$	Frequenz
f^*	$[Hz]$	Resonanzfrequenz
k	$[1/m]$	Wellenzahl
i	$[-]$	imaginäre Einheit
L	$[m]$	Länge
M	$[-]$	Mach-Zahl
\dot{m}	$[\frac{kg}{s}]$	Massenstrom
p	$[Pa]$	Druck
q	$[W]$	Wärmestrom
R	$[-]$	Rayleigh-Index
R	$[J/kgK]$	spezifische Gaskonstante
R	$[m]$	Brenneraustrittsradius
r	$[-]$	Reflexionsfaktor
r	$[m]$	Radius
S	$[-]$	Drallzahl
s	$[-]$	Stöchiometriefaktor
T	$[K]$	Temperatur
T_f	$[s]$	Periodendauer
t	$[s]$	Zeit
u, v	$[m/s]$	Geschwindigkeit
V	$[m^3]$	Volumen
x, y, z	$[m]$	Raumkoordinaten

Griechische Symbole

Zeichen	Einheit	Bedeutung
κ	$[-]$	Isentropenexponent
λ	$[-]$	Luftzahl
ρ	$[kg/m^3]$	Dichte
τ	$[s]$	Verzugszeit
ϕ	$[-]$	Equivalence Ratio
ϕ_{\pm}	$[rad]$	Nullphasenwinkel
ω	$[1/s]$	Kreisfrequenz

Zeichen

Zeichen	Bedeutung
$\vec{}$	Vektorielle Größe
$\overline{}$	Mittelwert (Überstrich)
\prime	Fluktuierende Größe
$\underline{}$	Komplexe Größe (Unterstrich)
$\hat{}$	Komplexer Scheitelwert

Indizes

Zeichen	Bedeutung
B	Gesamtbrennstoff
Bk	Brennkammer
E	Brenneraustritt
F	Flamme
f	Frequenz
G	Grenzzustand
HB	Hauptbrennstoff
L	Luft
M	Mischungszone
SB	Sekundärbrennstoff

1 Einleitung und Zielsetzung

In vielen feuerungstechnischen Anlagen, wie z.B. in Kesselfeuerungen, Prozessgaserhitzern und Gasturbinenbrennkammern, treten unter definierten Betriebszuständen thermoakustische Phänomene auf, welche sich durch periodische Leistungsschwankungen der Flamme und heftige Druckschwingungen äußern. Diese führen zu erhöhten mechanischen und thermischen Belastungen des Verbrennungssystems sowie zu erhöhten Emissionen.

Die Entwicklung hin zur schadstoffarmen Verbrennung hat zum verstärkten Einsatz von Vormischbrennern geführt. Die erhöhten Reaktionsdichten, die stärkere Stöchiometrieabhängigkeit der Zündvorgänge und die verringerten konvektiven Verzugszeiten innerhalb der Vormischflammen resultieren jedoch in erhöhten Schwingungsneigungen dieser Anlagen.

Diese thermoakustischen Phänomene sind multidisziplinär und derzeit einer analytischen Beschreibung, mit Ausnahme generischer Einzelfälle, noch nicht zugänglich. Grundsätzlich gibt es mehrere physikalische Mechanismen, die unter geeigneten Bedingungen zu thermoakustischen Schwingungen führen. Zum Aufklingen der Schwingungen führt eine Rückkopplung zwischen der thermischen Leistungsfreisetzung der Flamme und den Druckpulsationen, die meist über die Akustik im System erfolgt. Die Schwankung der Wärmefreisetzung der Flamme muss dabei phasenkorreliert in die Schalldruckschwingung einkoppeln und so diese verstärken, worauf wiederum eine Verstärkung der Wärmefreisetzungsschwankung erfolgt.

In realen Systemen bildet sich ein geschlossener Wechselwirkungskreis bestehend aus den Medienzuführungen, den Mischerelementen, dem Drallerzeuger, dem Brenner, der Flamme und der Brennkammer. Bei geeigneter Systemcharakteristik ist die Ausbildung selbsterregter thermoakustischer Schwingungen möglich.

1.1 Thermoakustische Instabilitäten

Thermoakustische Instabilitäten werden in den letzten Jahrzehnten intensiv untersucht. Sie werden durch Schwankungen des Schalldruckes p' und der Wärmefreisetzung q' charakterisiert.

Die wohl erste Beobachtung einer thermoakustischen Instabilität wurde 1777 von B. Higgins dokumentiert. Er stülpte ein Glasrohr über eine Wasserstoffflamme woraufhin ein klarer Ton zu hören war. Doch erst ein Jahrhundert später konnte Lord Rayleigh das Phänomen der „singenden Flamme“ richtig beschreiben. Er entwickelte ein Kriterium, das bis heute seine Gültigkeit besitzt und seinen Namen trägt. Das Rayleigh-Kriterium besagt, dass Druckschwingungen angefacht werden, wenn Wärme zum Zeitpunkt des größten Druckes zu- oder zum Zeitpunkt des geringsten Druckes abgeführt wird. Erfolgt dagegen die Wärmefreisetzung zum Zeitpunkt geringsten Druckes oder der Wärmeentzug am Druckmaximum, so wird die Druckschwingung gedämpft. Heute wird meist die von Putnam et al. [47] entwickelte integrale Form des Rayleigh-Kriteriums verwendet:

$$R = \int_{T_f} q'(t)p'(t)dt \quad (1)$$

Ist der Rayleigh-Index R positiv, so wird Energie über eine Periode T_f der akustischen Schwingung zugeführt. Für $R < 0$ wirkt die Wärmefreisetzung dämpfend auf die akustische Schwingung. Diese Schreibweise setzt eine periodische Schwingung voraus. Erfolgt die Wärmefreisetzung in einem räumlich ausgedehnten Bereich V , so wird das Rayleigh-Kriterium um eine räumliche Integration erweitert:

$$R(x, y, z) = \int_V \int_{T_f} q'(t, x, y, z)p'(t, x, y, z)dt dV \quad (2)$$

In den meisten Fällen werden „akustisch kompakte“ Wärmequellen untersucht, d.h. die Wellenlängen der relevanten akustischen Schwin-

gungen sind wesentlich größer als die Länge der Wärmequelle. Deshalb wird der in Gleichung 2 beschriebene orts aufgelöste Rayleigh-Index $R(x, y, z)$ häufig auf folgende Form reduziert:

$$R(x, y, z) = \int_V \int_{T_f} q'(t, x, y, z) p'(t) dt dV \quad (3)$$

Das Rayleigh-Kriterium beschreibt damit den Zusammenhang zwischen der Wärmefreisetzung und der Akustik im Bereich der Wärmefreisetzung. Es stellt eine notwendige aber nicht hinreichende Bedingung für die Entstehung und Aufrechterhaltung thermoakustischer Schwingungen dar.

Wird die periodische Wärmezufuhr durch die Schwingung im System selbst hervorgerufen, so spricht man von einer „selbsterregten Schwingung“. Im Falle von Verbrennungsschwingungen erfolgt die Wärmezufuhr über die Flamme. Trotz einer großen Anzahl an Veröffentlichungen über die Thematik der Verbrennungsschwingungen gibt es noch keine allumfassende Beschreibung der Wechselwirkungen. Dies liegt zum einen an den vielfältigen Systemkonfigurationen und zum anderen an den vielen Einflussfaktoren aus der Fluid-dynamik und der Reaktionskinetik.

Instationäre Strömungen ermöglichen über viele Mechanismen eine Kopplung zwischen der Akustik und der Wärmefreisetzung der Flamme. Candel [7] diskutiert eine Reihe von Selbsterregungsmechanismen, von periodischem Verlöschen und Rückzünden über hydrodynamische Instabilitäten mit periodischen Wirbelablösungen bis zu parametrischen Leistungsschwankungen der Flamme.

Aus der Vielzahl der Veröffentlichungen lassen sich zwei grundlegende Anschauungen über die Ursache und Kopplung von fluktuierender Wärmefreisetzung und Systemakustik unterscheiden: Die Schwingungen werden entweder durch die chemische Umsatzschwankung der Flamme, resultierend aus Brennstoff-Luft-Gemischschwankungen oder Massenstromschwankungen, oder aufgrund von Strömungsinstabilitäten verursacht, wie z.B. durch periodische Wirbelablösun-

gen. Die Komplexität der einzelnen Anregungsmechanismen macht es verständlich, dass in der Literatur meist nur ein Mechanismus untersucht und diskutiert wird. Sicherlich ist auch die Systemkonfiguration dafür entscheidend, welcher Mechanismus dominierend wirkt.

Die Modellierung der Anregungsmechanismen über die chemische Umsatzrate erfolgt häufig mit dem Ansatz der Gemischzusammensetzungsschwankungen, welche aus akustisch getriebenen Massenstromschwankungen in der Mischungszone resultieren. Dabei wurde oft ein konstanter Brennstoffmassenstrom angenommen, wodurch die Mischungsschwankungen allein auf Luftmassenstromschwankungen basieren. Später wurden auch die Brennstoffmassenstromschwankungen in die Modelle integriert. Diese Schwankungen sind entweder bewusst herbeigeführt, z.B. für die aktive Kontrolle von Verbrennungsschwingungen (*AIC, Active Instability Control*) oder beruhen auf der Automodulation, d.h. der Beeinflussung des eintretenden Massenstromes durch die Akustik in der Eindüsungsumgebung (siehe Kapitel 3). In den Fällen mit Brennstoffmassenstromschwankungen spielt neben der Akustik im Verbrennungssystem auch die Akustik in den Zuleitungen eine wichtige Rolle (*feed line dynamics*).

Verbrennungsschwingungen in extern vorgemischten Systemen werden meist durch Gemischmassenstromschwankungen am Brenneraustritt modelliert. Dabei beeinflussen Druckschwankungen am Brenneraustritt den Gemischmassenstrom, was ebenfalls zu einer fluktuierenden Wärmefreisetzung der Flamme führt. Dieser Mechanismus kann auch in perfekt vorgemischten Systemen Verbrennungsschwingungen anregen.

Weitere wichtige Einflussfaktoren für die Modellierung der Anregungsmechanismen sind Zeitverzögerungen. Entsprechend der Systemkonfiguration ergeben sich unterschiedliche Zeitverzögerungen für den konvektiven Transport des Gemisches von der Mischungszone bis zum Brenneraustritt und vom Brenneraustritt bis zur Wärmefreisetzung in der Flamme. Letztgenannter Zeitverzug setzt sich zusammen aus der konvektiven Verzögerungszeit, der Aufheizzeit des Gemisches bis zur

Aktivierungstemperatur und der chemischen Verzugszeit. Diese Verzugszeiten bestimmen unter Berücksichtigung der Periodendauer der Schwingungsfrequenz den Phasenwinkel zwischen der Wärmefreisetzung und dem Schalldruck und damit den dämpfenden oder anregenden Einfluss gemäß dem Rayleigh-Kriterium.

Einen guten Überblick über die Literatur zu diesen Modellen liefern Hathout et al. [18] und Richards et al. [49]. In Fällen mit Gemischzusammensetzungsschwankungen wurden instabile Betriebsbereiche detektiert, welche bei bestimmten Verhältnissen von konvektiver Verzugszeit zur Periodendauer T_f auftreten [9, 18, 36, 49]. Mongia et al. [39] beobachteten den Einfluss der konvektiven Verzugszeit und zeigen zudem eine Abhängigkeit der Instabilität von der Schwingungsamplitude der Gemischzusammensetzung. Dies wird durch CFD-Analysen bestätigt [14, 30, 56, 57]. In einigen Veröffentlichungen wird auch gezeigt, dass Verzugszeitverteilungen dämpfend auf Instabilitäten wirken können [49, 50, 51].

Die häufigste Form der Modellierung stellt folgende Beziehung dar [1, 13, 37, 38]:

$$\frac{q'}{\bar{q}}(t) = C_1 \frac{u'_F}{\bar{u}_F}(t - \tau_1) + C_2 \frac{\phi'_M}{\bar{\phi}_M}(t - \tau_2 - \tau_3) \quad (4)$$

mit

$$\frac{\phi'_M}{\bar{\phi}_M} = \frac{\frac{\dot{m}'_{B,M}}{\bar{m}_{B,M}} - \frac{\dot{m}'_{L,M}}{\bar{m}_{L,M}}}{1 + \frac{\dot{m}'_{L,M}}{\bar{m}_{L,M}}} \quad (5)$$

Die Wärmefreisetzung setzt sich nach Gleichung 4 aus der Addition der Massenstromfluktuation an der Flamme (Index „F“), beschrieben durch die Schnelleschwankung u'_F , und der Fluktuation der Gemischzusammensetzung ϕ'_M in der Mischungszone (Index „M“) zusammen. Beide Einflussgrößen werden mit meist experimentell bestimmten Faktoren C gewichtet und mit abgeschätzten Zeitverzügen τ versehen. Die Gemischbildung in der Mischungszone wird mit Gleichung 5 beschrieben.

Neben dem Einfluss der Akustik auf die Gemischzusammensetzung und damit auf die chemische Umsatzrate können akustische Schwankungen auch Einfluss über die Fluidodynamik auf die Wärmefreisetzung der Flamme nehmen. Dieser Anregungsmechanismus wurde in einigen Systemkonfigurationen beobachtet und untersucht [3, 26]. Die Störung bewegt sich mit Strömungsgeschwindigkeit stromab und beeinflusst die Wärmefreisetzung. Das dabei entstehende akustische Feld kann wiederum eine neue Störung hervorrufen.

In vielen Modellierungsansätzen wird die Wärmefreisetzung der Flamme über eine flache Flammenebene beschrieben. Dabei wird die Flammendynamik, d.h. die örtliche und zeitliche Wärmefreisetzung, nicht berücksichtigt. Lieuwen et al. [35] gibt einen guten Überblick über diverse Flammenmodelle. Einige Modelle beschränken sich auf laminare Flammen. Fleifil et al. [13], Lee et al. [32] und Schuermans et al. [55] beschreiben die Wärmefreisetzung anhand der Größenänderung der Flammenoberfläche. Basierend auf einer Veröffentlichung von Lieuwen et al. [36] entwickeln Straub et al. [58] ein Modell zur Beschreibung der Flammenantwort auf Störungen der Gemischzusammensetzung. Mit Hilfe dieses Modells separieren sie aus Messdaten die Verzugszeiten des konvektiven Gemischtransportes und der Flammenantwort. Huang et al. [21, 22] zeigen eindrucksvoll mit LES-Rechnungen den Zusammenhang zwischen der Fluidodynamik und der Lage und Form der Flammenoberfläche unter Einfluss von Verbrennungsschwingungen.

1.2 Gegenmaßnahmen

Passive Maßnahmen zur Dämpfung thermoakustischer Schwingungen zielen darauf ab, die Systemcharakteristik derart zu verändern, dass eine Selbsterregung vermieden wird. Dies wird z.B. erreicht durch eine Entkopplung von Brennraum und den Zuleitungen mittels Drosselstellen oder durch Dämpfung der entstehenden Schwingungen mittels Helmholtz-Resonatoren oder anderen Schalldämpfereinheiten. Da selbsterregte Schwingungen in komplexer Weise von den

Betriebsbedingungen der Feuerungsanlage abhängen und erst bei der Inbetriebsetzung der Anlage auftreten, sind passive Methoden häufig nur bedingt geeignet und aufgrund von Baugröße und Funktionalität wirtschaftlich oft nicht relevant.

Aktive Maßnahmen hingegen versuchen den Rückkopplungsmechanismus zu schwächen. Methoden hierfür sind u.a. die Modulation des Luft- bzw. Brennstoffmassenstromes mit Sirenen, Lautsprechern oder schnell schaltenden Brennstoffventilen. Einen guten Überblick über Eingriffsmöglichkeiten liefert der AGARD Report [52]. Aktuelle Erfolge und Schwierigkeiten der AIC werden von Hathout et al. [18] und Cohen et al. [8] diskutiert.

Der Vorteil der aktiven Maßnahmen liegt in ihrer Regelbarkeit. Über Sensoren wird der aktuelle Schwingungszustand gemessen und unter Anwendung einer Regelstrategie die Gegenmaßnahme entsprechend angepaßt. So kann die selbsterregte Schwingung gedämpft werden, wobei mit abklingender Schwingungsamplitude auch der Energieaufwand für die aktive Kontrolle minimiert wird. Insbesondere aber sind aktive Maßnahmen bei geeigneter Kontrollstrategie fähig, sich auf veränderte Betriebsbedingungen einzustellen. Damit können sie Inbetriebsetzungs- und Anpassungszeiten z.B. bei Brennstoffwechsel erheblich reduzieren und so einen wesentlichen Beitrag zur Wirtschaftlichkeit der Anlage leisten.

Die Herausforderung liegt allerdings im Design von Verbrennungssystemen, die nicht zu Verbrennungsschwingungen neigen. Besonders wichtig ist dabei die Gestaltung des Brenners und der damit verbundenen Flammencharakteristik, da die Gemischbildung, der Gemischtransport und die davon abhängige Wärmefreisetzung die wesentlichen Kopplungsglieder im thermoakustischen Wechselwirkungskreis sind.

1.3 Ziele der Arbeit

In der thermoakustischen Auslegung von Verbrennungssystemen ist es notwendig, den Einfluss der Akustik auf die Gemischbildung und den Gemischtransport sowie deren Auswirkungen auf die Flammendynamik abzuschätzen, um die Schwingungsneigung des Systems schon in der Entwicklungsphase bewerten zu können.

Die oben genannten Untersuchungen zur Bestimmung der Anregungsmechanismen zeigen deutlich den Einfluss modulierter Massenströme auf die Flammendynamik und damit auf das Systemverhalten. Die üblichen Modellansätze versuchen, die einzelnen Parameter zu gewichten und additiv zu verknüpfen. Die Gewichtungsfaktoren und Verzugszeiten werden dabei häufig an Messergebnisse angepasst oder daraus abgeleitet. Durch die additive Verknüpfung werden die Einflussparameter voneinander unabhängig betrachtet. Die einzelnen Effekte zur Erzeugung von Mischungs- und Massenstromschwankungen sind aber akustisch getrieben und stehen deshalb über die Akustik im System in Beziehung zueinander. Ein Ziel dieser Arbeit ist deshalb die umfassende und physikalische Modellierung der akustischen Modulation von Brennstoff- und Luftmassenströmen und deren Gemischbildung.

Technische Flammen sind aufgrund ihrer Längenausdehnung im Verhältnis zu den relevanten akustischen Wellenlängen oft als „akustisch kompakt“ zu bezeichnen. Die Ausbreitung von Störungen, wie Gemischzusammensetzungs- oder Massenstromschwankungen, erfolgt aber mit Strömungsgeschwindigkeit in der Flamme. Damit liegen die Zeitskalen des Gemischabbrandes innerhalb weniger Perioden der Schwingungen und können gemäß dem Rayleigh-Kriterium einen Einfluss auf die thermoakustische Rückkopplung haben. Die örtliche Wärmefreisetzung ist deshalb in einer akustisch kompakten Flamme vermutlich nicht ausschlaggebend, wohl aber die zeitliche. Die Beschreibung der örtlichen und zeitlichen Wärmefreisetzung der Flamme als Folge der akustischen Modulation der Brennstoff- und Luftmassenströme und deren Einfluss auf den thermoakustischen

Wechselwirkungskreis sind weitere Ziele dieser Arbeit.

In Systemen mit selbsterregten Verbrennungsschwingungen ist eine breite Variation der Einflussfaktoren nicht möglich, da nur bestimmte Parameterkombinationen die Schwingungen aufrechterhalten. Zudem befindet sich das selbsterregte System in einem Grenzyklus, in dem nichtlineare Effekte die Untersuchungen stören. Eine größtmögliche Freiheit bei der Parameterwahl wurde mit einem neuen experimentellen Ansatz erreicht: Die Experimente wurden nicht in einem selbsterregten Zustand durchgeführt sondern in einem stabilen Betriebsbereich mit gezielter Anregung des Luftmassenstromes mittels einer Sirene. Damit kann die Phasenlage und Amplitude der luftseitigen Fremderregung nahezu konstant gehalten werden, obwohl der Brennstoffmassenstrom über weite Bereiche variiert wird.

Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf technische Verbrennungssysteme zu gewährleisten, wird eine drallstabilisierte Flamme in einem Versuchsstand mit einem technisch vorgemischten Brenner untersucht. Der Einzelbrennerversuchsstand wird in Kapitel 2 beschrieben. Die physikalischen Grundlagen und verwendeten Auswertemethoden werden in Kapitel 3 erläutert. In Kapitel 4 werden selbsterregte und luftseitig fremderregte Schwingungen verglichen. In Kapitel 5 wird der Einfluss modulierter Brennstoffzugabe auf eine luftseitig fremderregte Schwingung untersucht. Die Erkenntnisse aus diesen Kapiteln werden in Kapitel 6 verallgemeinert und hinsichtlich thermoakustischer Wechselwirkungen diskutiert.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Einzelbrennerversuchsstand

In dieser Arbeit wird der Einfluss verschiedener, modulierter Massenströme auf die Dynamik einer Drallflamme untersucht. Grundlage der systematischen Untersuchung ist die Charakterisierung selbsterregter Verbrennungsschwingungen. Zu diesem Zweck wurde ein Versuchsstand konzipiert, in dem sowohl selbsterregte Verbrennungsschwingungen als auch stabile Betriebsbereiche möglich sind. In der verwendeten Konfiguration kann durch einen größeren Brennstoffmassenstrom eine selbsterregte Verbrennungsschwingung ausgelöst werden (siehe Kapitel 4).

Um die Übertragung der Ergebnisse auf technische Verbrennungssysteme zu ermöglichen, entspricht der prinzipielle Aufbau der Versuchsanlage der Komponentenanzordnung in einer Gasturbine mit den Elementen Zufuhrrohr (Plenum), Brenner und Brennkammer. Die komplexen Geometrien von Gasturbinen wurden auf einfache Elemente abstrahiert, welche eine analytische Berechnung der akustischen- und strömungstechnischen Verhältnisse erlauben. Damit wurde auch eine gute messtechnische und optische Zugänglichkeit gewährleistet.

Zur Untersuchung der Flammendynamik können zwei Massenströme unabhängig voneinander harmonisch moduliert werden. Der Luftmassenstrom wird mit Hilfe einer Lochsirene und ein Teilmassenstrom des Brennstoffes wird mit einem Regelventil angeregt.

In Abbildung 1 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Seine Bestandteile werden im Folgenden detailliert beschrieben.

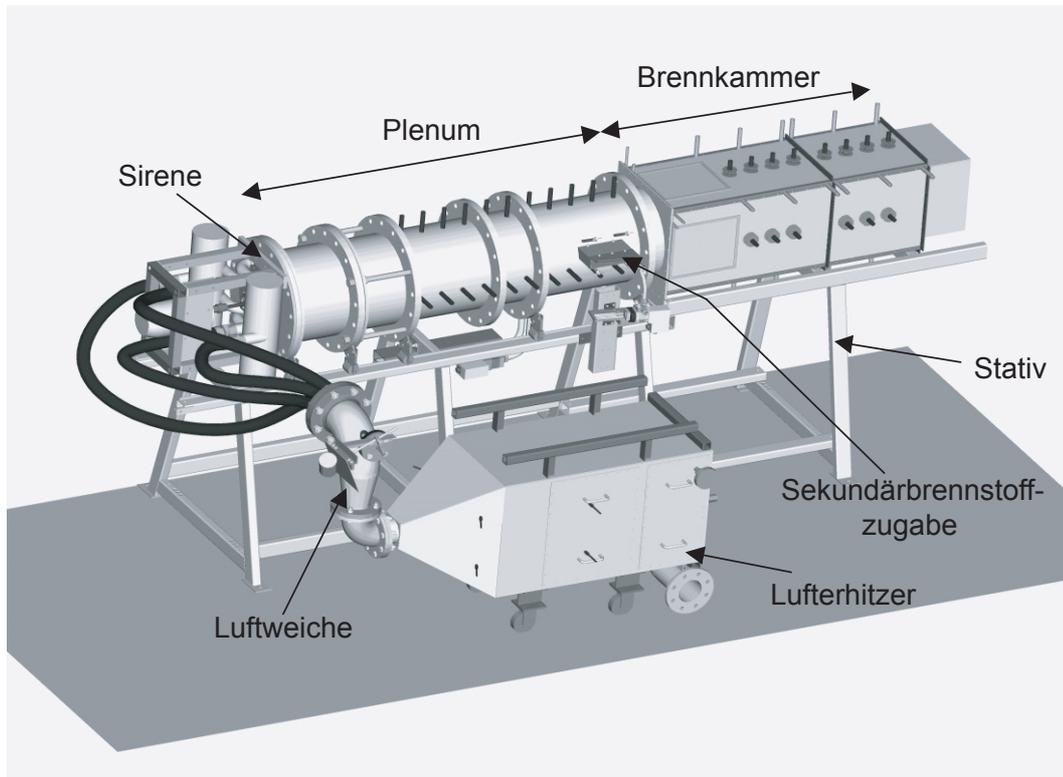


Abbildung 1: Schema des Versuchsstandes

2.1.1 Versuchsanlage

Die Verbrennungsluft wird der Laborversorgung entnommen. Nach Filterung der Druckluft wird die Luftmenge mit einem thermischen Massendurchflussmesser gemessen und mit Hilfe eines PID-Regelalgorithmus und einem motorgesteuerten Regelventil geregelt. Der Luftmassenstrom von 250g/s wird anschließend in einem elektrischen Lufterhitzer auf eine Temperatur von 523K vorgeheizt.

Über ein Bypass-Ventil wird der Luftstrom in zwei Teilströme aufgeteilt. Der erste Teil wird über Metallschläuche direkt in das Plenum der Versuchsanlage eingeblasen. Der zweite Teilmassenstrom dient der akustischen Anregung der Luft in der Versuchsanlage. Er passiert über vier Kanäle eine Lochsirene, d.h. eine schnell rotierende Lochscheibe. Die Geometrien der Kanäle und der Aussparungen in der Lochscheibe sind derart gestaltet, dass sich eine harmonische An-

regung der Luft in der Anlage ergibt. Um den Vordruck annähernd konstant zu halten und damit die Signalqualität wesentlich zu verbessern, wurden zwei große Volumina in die Luftzuführungsleitungen integriert [12, 31]. Über eine Lichtschranke wird die aktuelle Lage der Sirenscheibe detektiert. Dieses Signal dient als Referenz für Steuer- und Messsignale. Die Anregungsfrequenz wird über einen drehzahl-gesteuerten Elektromotor vorgegeben. Die Amplitude der Anregung wird durch das Verhältnis zwischen Bypass- und Sirenenluftmassenstrom eingestellt.

Der Versuchsstand ist modular aufgebaut und besteht aus den folgenden Komponenten:

Das *Zufuhrrohr (Plenum)* mit einem Durchmesser von $d_h = 400\text{mm}$ und variabler Länge ermöglicht die Abstimmung der longitudinalen Eigenfrequenzen der Anlage. Mit diesem Durchmesser und einer Schallgeschwindigkeit von $c \approx 460\text{m/s}$ in Luft bei 523K treten Quermoden gemäß Gleichung 9 erst ab einer Frequenz von $f_{\text{cut-off}} = 672\text{Hz}$ auf. Mit der Abstimmung der Plenumlänge ($L = 1235\text{mm}$) auf die thermoakustisch relevante Eigenfrequenz von ca. 190Hz liegt man deutlich unter diesem Bereich. Durch Messungen über den Umfang des Plenums wurde bestätigt, dass im untersuchten Frequenzbereich nur rein longitudinale Moden auftreten. Zur Homogenisierung der Eintrittsströmung ist 210mm stromab von der Luftzuführung ein Lochblech angebracht. Den Abschluss des Plenums bildet die Brennkammerstirnwand, in die der Brenner montiert wird.

Im *Brenner* (siehe Abschnitt 2.1.2) wird der Verbrennungsluft Brennstoff beigemischt und das Gemisch verdrallt. Als Brennstoff wird Erdgas mit einem Methananteil von ca. 98% eingesetzt. Der Erdgasmassenstrom kann in zwei Teilströme aufgeteilt werden, die jeweils von Massenstromreglern geregelt werden. Der Hauptbrennstoffstrom dient der Grundversorgung des Verbrennungssystems und wird über alle Brennerschlitze der Verbrennungsluft zugemischt. Der Sekundärbrennstoffstrom wird über ein separates Zufuhrrohr in einem Brennerschlitz zugegeben (siehe Abschnitt 2.1.2). Bei Se-

kundärbrennstoffzugabe beträgt dieser Massenstrom 5% des Gesamtbrennstoffstromes. Der Hauptbrennstoffstrom wird dementsprechend auf 95% reduziert, womit die gesamte thermische Leistung konstant bleibt.

Das vom Brenner austretende Gemisch wird in der *luftgekühlten Brennkammer* mit quadratischem Querschnitt ($350 \times 350\text{mm}$, $L = 735\text{mm}$) und offenem Ende verbrannt. Die Luftkühlung ist in verschiedene Zonen eingeteilt, in denen die Kühlluftmengen individuell eingestellt werden können. Somit wurde eine relativ gleichmäßige Wandtemperatur über die gesamte Brennkammerlänge erreicht. Anhand der Glühfarben der Brennkammerwände wurde im stationären Betrieb eine Wandtemperatur zwischen 1000K und 1100K abgeschätzt.

Die Zündung erfolgt mit einer handelsüblichen Zündkerze, die in eine Brennkammerseitenwand eingeschraubt wird. Nach dem Zündvorgang wird diese abgeschaltet. Für die Flammenbeobachtung ist in die Brennkammer ein Quarzglasfenster ($250 \times 200\text{mm}$) integriert, durch das die Flamme über ihre gesamte Länge beobachtet werden kann. Zur Orientierung und zur späteren Maßstabsbestimmung wurde ein Fadenkreuz aus Draht über der Quarzglasscheibe montiert.

Die entstehenden Verbrennungsprodukte werden im *Abgastrakt* über einen Schalldämpfer abgeführt. Der Querschnitt des Abgastraktes ist deutlich größer als der Brennkammerquerschnitt. Zudem besteht ein räumlicher Abstand von ca. 200mm zwischen dem Brennkammerende und der Eintrittsöffnung in den Abgastrakt, der für eine akustische Entkopplung zwischen den beiden Komponenten sorgt.

Sowohl am Zufuhrrohr als auch an den Brennkammerwänden sind zahlreiche verschließbare Messstutzen für die Aufnahme von wassergekühlten Kondensatormikrophonen angebracht, um das Schallfeld im Versuchsstand zu vermessen. Zusätzlich befinden sich auch in den Brennstoffleitungen verschließbare Messstutzen für Kondensatormikrophone, um die Modulation der Brennstoffströme erfassen zu können.

Das Verbrennungslabor besitzt ein eigenes Fundament und doppelte Schallschutztüren. Alle Zu- und Ableitungen sind schwingungsentkoppelt in das Labor geführt. Sowohl die großflächige Luftzuführung als auch der Abgaskamin besitzen Schalldämpferelemente.

2.1.2 Versuchsbrenner TD^2

Die Brennkammerstirnwand ist für die Aufnahme verschiedener Brenner konzipiert. Gegenstand dieser Arbeit ist der generische Drallbrenner TD (siehe Abbildung 2), welcher am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelt wurde. Es handelt sich dabei um einen modular aufgebauten Brenner, der eine breite Parametervariation hinsichtlich Drallzahl und Druckverlust erlaubt. In der ersten Generation wurde dieser Brenner bei kleiner Leistung extern vorgemischt betrieben [12, 28, 31]. Die hochskalierte Version TD^2 wurde um die Brennstoffeindüsung erweitert und kann somit technisch vorgemischt bei einer thermischen Leistung um 400kW betrieben werden.

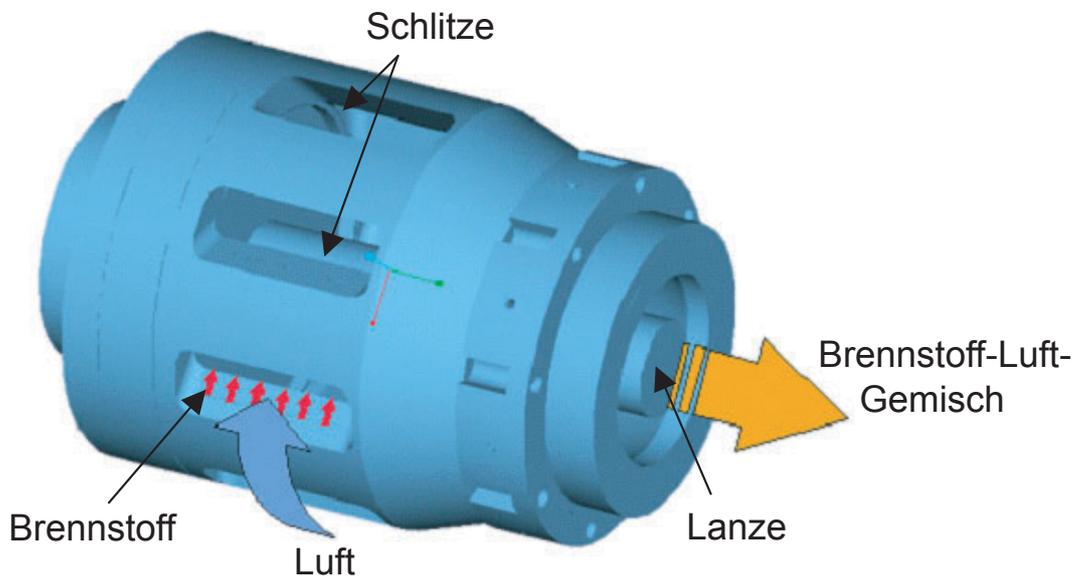


Abbildung 2: Versuchsbrenner TD^2

Die vorgewärmte Verbrennungsluft wird über acht tangentielle Schlitze in das Drallregister geführt und dabei verdrallt. In den Schlitzen wird über Düsenreihen der Brennstoff zugemischt. Der Druckverlust über die Brennstoffdüsen sorgt für einen konstanten Hauptbrennstoffmassenstrom, was akustische Messungen in der Zufuhrleitung bestätigen. Das zündfähige Gemisch wird nach dem Drallregister in der Brennerdüse kontinuierlich beschleunigt und erreicht über einen Querschnittssprung schließlich die Brennkammer. Die Drallströmung erzeugt auf der Mittelachse der Brennkammer eine innere und im Außenbereich eine äußere Rezirkulationszone. Eine zentrale Lanze im Brenner unterstützt die Drallstabilisierung.

Die charakteristischen Brennerkennzahlen Drallzahl und Druckverlust können über die Schlitzlänge, den Lanzen- und den Brennerdüsendurchmesser eingestellt werden. Eine CFD-Analyse der hier untersuchten Variante mit einer offenen Schlitzlänge von 32mm , einem Lanzendurchmesser von 48mm und einem Brennerdüsendurchmesser von 100mm ermittelte eine Drallzahl von $0,75$ [48]. Experimentell wurde ein Druckverlust von ca. 2% am Auslegungspunkt bestimmt. Die konvektive Verzugszeit vom Schlitz zum Brenneraustritt beträgt ca. 9ms , wie theoretische und experimentelle Abschätzungen zeigen [15].

2.1.3 Sekundärbrennstoffzugabe

Zur Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten wird am Brenner ein zweiter Brennstoffmassenstrom pulsiert eingedüst, um die Gemischzusammensetzungsfuktuation und damit den Kopplungsmechanismus zwischen dem Schalldruck im System und der Fluktuation der Wärmefreisetzung zu untersuchen. Vorüberlegungen führten zu folgenden Anforderungen an die Eindüsungsposition des Sekundärbrennstoffes:

- Der pulsierte Sekundärbrennstoffmassenstrom soll die Flamme möglichst flächig erreichen, um einen Einfluss auf die gesamte

thermische Leistungsfreisetzung zu erreichen. Ein punktuell auftretendes Auftreffen des Sekundärmassenstromes auf die Flammefront hat vermutlich bei longitudinalen Wellen geringere Auswirkungen.

- Der Sekundärbrennstoffmassenstrom soll ausreichend mit der Verbrennungsluft vermischt werden, um keine brennstoffreichen Zonen zu erzeugen. Diese würden zu lokal sehr heißen Flammenzonen und damit zu erhöhten Emissionen führen.
- Die Modulation des Sekundärbrennstoffmassenstromes muss bis zum Kontakt mit der Flamme erhalten bleiben. Durch lange Strömungsführung oder starke axiale Vermischung infolge hoher Turbulenz wird die Modulation des Sekundärbrennstoffmassenstromes abgeschwächt, womit ein deutlicher Einfluss auf die Leistungsschwankung der Flamme nicht mehr zu erwarten ist.

In einer CFD-Analyse von Paggiaro [44] wurden verschiedene Eindüsungspositionen untersucht und bewertet. Als optimale Eindüsungsposition hinsichtlich der Sekundärbrennstoffverteilung auf der Flammenoberfläche wurde die Schlitzdüse gefunden. In weiteren CFD-Analysen von Suckert [59] und Reindl [48] wurde die Dämpfung der Sekundärbrennstoffmodulation vom Eindüsungsort bis zum Brenneraustritt in einem invarianten Strömungsfeld untersucht. Sie stellen fest, dass bei Schlitzdüse mit einer deutlich geringeren Amplitude der Sekundärbrennstoffmassenstromschwankung am Brenneraustritt zu rechnen ist.

Wird der Sekundärbrennstoff am Lanzenkopf radial eingedüst ist aufgrund des kurzen Weges von 35mm zum Brenneraustritt eine sehr geringe Dämpfung zu erwarten [48, 59]. Hier zeigt allerdings die Arbeit von Paggiaro [44] eine sehr begrenzte Sekundärbrennstoffverteilung über die Flammenfront. Dies wird von Gebauer [15] experimentell bestätigt. Offensichtlich kann der Sekundärbrennstoff nicht ausreichend in die Strömung eingemischt werden und dadurch die Gemischzusammensetzungsschwankung über den Brennerquerschnitt nicht beeinflussen. Es bilden sich lanzennah Bereiche in der

Flamme mit deutlichen Leistungsschwankungen aus, die eindeutig der Sekundärbrennstoffmodulation zugeordnet werden können.

In Kapitel 3.3 wurde der Sekundärbrennstoff am Lanzenkopf radial eingedüst, um die Effekte der Sekundärbrennstoffmodulation zu untersuchen. Die geringe Dämpfung der Modulation und die deutliche Flammenantwort auf die Sekundärbrennstoffzugabe bei Lanzen-eindüsung waren hier von Vorteil. In allen weiteren Untersuchungen wurde der Sekundärbrennstoff in einem Brennerschlitz zugegeben, um die oben aufgeführten Kriterien zu erfüllen.

Die Modulation des Sekundärbrennstoffmassenstromes erfolgt über ein direktbetätigtes Servoventil (MOOG DDV D633). Dieser Aktuator bildet den stromaufseitigen Abschluss der Sekundärbrennstoffleitung und ermöglicht eine sinusförmige Modulation des Brennstoffstromes bis 470Hz , wobei der Modulationsgrad stufenlos eingestellt werden kann. Die aktuelle Position des Ventilstößels wird mit einem Lagesensor im Ventil detektiert und steht zur Signalverarbeitung zur Verfügung. Die Ansteuerung erfolgt über einen Frequenzgenerator. Bei der Kopplung der Sekundärbrennstoffmodulation mit der luftseitigen Anregung durch die Sirene wird der Frequenzgenerator mit dem Sirensignal getriggert, welches mit einem Phasenschieber stufenlos verzögert werden kann.

Die Sekundärbrennstoffleitung besitzt einen inneren Durchmesser von 12mm , um Dämpfungseffekte auf die Modulation möglichst gering zu halten. Am Ende der Leitung, d.h. am Eindüsungsort, befindet sich keine Düse, damit eine Beschleunigung der Strömung vermieden wird und die Modulation des Sekundärbrennstoffes erhalten bleibt.

2.2 Messtechnik, Datenerfassung und Anlagensteuerung

Die experimentelle Untersuchung der akustischen und flammendynamischen Vorgänge basiert auf zeitgleichen und ortsabhängigen Messungen verschiedener Größen. Die Akustik im System liefert neben dem Schalldruck- und Schnellefeld auch die Basis für die Berechnung weiterer messtechnisch nicht direkt zugänglicher Größen. Die zeit- und teilweise auch orts aufgelöste Vermessung des Flammenverhaltens ermöglicht die Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen der Akustik, der Fluid- und der Flammendynamik.

Die Schalldruckmessung erfolgt mit Kondensatormikrofonen, welche sich durch einen konstanten Frequenzgang über einen weiten Frequenzbereich auszeichnen. Die eingesetzte Mikrofon-Vorverstärker-Kombination (G.R.A.S. GRA-40BP und GRA-26AL) wird mit Kühladaptern eingesetzt, um eine thermische Zerstörung aufgrund der hohen Temperaturen an der Versuchsanlage zu vermeiden [19]. Mit einem einfachen Kalibrationsaufbau (siehe [12]) werden die Mikrophone mit den Kühladaptern relativ zu einem Referenzmikrofon im relevanten Frequenzbereich kalibriert. Das Referenzmikrofon wird mit einem Pistonphon (G.R.A.S. GRA-42AA) bei 250Hz und 113dB absolut kalibriert. Die Mikrophonsignale werden in Vierkanal-Hauptverstärkern (NEXUS 2690) gefiltert und entsprechend der Empfindlichkeit des Messwertfassungssystems verstärkt.

Die zeitlich aufgelöste, integrale Lichtemission der Flamme wird mit einem Photomultiplier (HAMAMATSU H5784-03) erfasst. Ein optischer Filter (Schott UG11) beschränkt die Messung auf den relevanten Wellenlängenbereich um 308nm (siehe Kapitel 3.5.1). Experimentell wurde in einem Bereich von $\pm 50^\circ$ eine geringe Abhängigkeit des Messsignals vom Einfallswinkel der Strahlung festgestellt [24]. Der Photomultiplier wurde so positioniert, dass die gesamte Flamme in diesem Messbereich liegt.

Die zeit- und orts aufgelöste Erfassung der Flammendynamik erfolgt mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera (Kodak EK-TAPRO HA 4540, Bildverstärker Proxytronic) mit einer Auflösung von 256×256 Bildpunkten und einer Empfindlichkeit von 256 Graustufen. Wiederum reduziert ein optischer Filter (Schott UG11) den erfassten Wellenlängenbereich. Die Kamera zeichnet die gesamte vom Brennkammerfenster freigegebene Flamme auf. Die Aufnahmefrequenz betrug 4500Hz . Um die langwierige Speicherung der Bildsequenzen auf dem zugehörigen PC-System zu umgehen, wurden die Hochgeschwindigkeitsfilme mittels Videorekorder auf Super-VHS-Kassetten in Zeitlupe aufgezeichnet und anschließend digitalisiert. Auf diese Weise konnten lange Versuchsreihen innerhalb kurzer Zeit vermessen werden, ohne dass sich das Anlagenverhalten während dieser Zeit wesentlich änderte.

Die Messsignale der Mikrophone, des Photomultipliers, der Sirene und des Aktuatorlagesignales wurden von einer Sample-and-Hold-Karte im Messrechner simultan mit einer Aufzeichnungsrate von 10kHz gemessen und in Zeitreihen für die weitere Auswertung gespeichert. Die Anlagensteuerung erfolgte davon getrennt mit einem Steuerrechner, ausgerüstet mit einer Mehrkanal-I/O-Karte. Die gesamte Anlagenbedienung wurde in einer Messwarte durchgeführt, die vom Labor baulich getrennt ist.

3 Bestimmung von frequenzabhängigen akustischen und feuerungstechnischen Größen

Die detaillierte Untersuchung der Flammendynamik basiert auf akustischen und feuerungstechnischen Größen, welche sowohl zeit- und frequenzabhängig als auch ortsabhängig miteinander in Bezug gesetzt werden müssen. Diese Größen sind teilweise einer einfachen messtechnischen Erfassung nicht zugänglich, können aber aus anderen Messdaten und geeigneten Modellen abgeleitet werden.

3.1 Akustische Modellierung ebener Wellenausbreitung in Kanalsystemen

Periodische Störungen mit kleinen Amplituden um den Ruhezustand eines Kontinuums können sich als Schallwellen ausbreiten. Sie lassen sich als periodische Schwankungen um den Gleichgewichtszustand interpretieren und sind damit durch eine zyklische Umwandlung der kinetischen und inneren Energie der Teilchen charakterisiert. Die Ausbreitung der Schallwelle erfolgt durch den räumlichen und zeitlichen Ausgleich dieser Energien mit benachbarten Teilchen. Da in Fluiden keine nennenswerten Schubspannungen vorhanden sind, treten hier nur Längs- bzw. Longitudinalwellen auf, bei denen die Schwingungsrichtung der Teilchen parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle ist.

Die akustischen Wechselgrößen von Druck und Geschwindigkeit werden als Schalldruck und Schallschnelle bezeichnet. Die Schallschnelle beschreibt die Schwankungsgeschwindigkeit der Teilchen und ist von der Schallgeschwindigkeit zu unterscheiden, welche die Geschwindigkeit der Wellenausbreitung darstellt.

Dem vorherrschenden Strömungsfeld werden bei der Schallausbreitung diese Wechselgrößen überlagert. Demnach setzen sich die resul-

tierenden Strömungsgrößen aus einem stationären (Index „0“) und einem instationären Anteil (gestrichene Größe) zusammen, welche die Schallausbreitung beschreiben:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}' \quad (6)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad (7)$$

$$p = p_0 + p' \quad (8)$$

In der Strömungsakustik kann die Schallfortpflanzung als eindimensionale ebene Wellenausbreitung angenähert werden, wenn die Querabmessungen des Strömungskanals klein gegenüber der Wellenlänge sind. Nach Munjal [42] wird die entsprechende Frequenz $f_{cut-off}$ mit folgender Beziehung bestimmt:

$$f_{cut-off} = \frac{3,68 \cdot c_0}{2 \cdot \pi \cdot d_h} \quad (9)$$

Für das Plenum des verwendeten Versuchsstandes ergibt sich daraus der erste Quermode in Form eines Azimutal- bzw. Tangentialmodes bei einer Frequenz von $f_{cut-off} = 672\text{Hz}$ bei 523K Luftvorwärmung und einem hydraulischen Durchmesser von $d_h = 0,400\text{m}$. Der für die vorliegende Arbeit relevante Frequenzbereich liegt mit bis zu 300Hz deutlich darunter, so dass sich die relevanten Wellen nur längs der Versuchsanlage fortpflanzen können. Durch Mikrophonmessungen über den Umfang des Plenums wurde dies bestätigt.

Ausgehend von den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie kann unter folgenden Annahmen die Wellengleichung für den Schalldruck p' hergeleitet werden:

- Die Schallausbreitung erfolgt in einem idealen und homogenen Fluid.
- Die Amplituden der akustischen Größen sind sehr viel kleiner als die stationären Größen.

- Die gesamte Zustandsänderung der Teilchen während einer Schwingungsperiode werden isentrop (adiabat und reibungsfrei) betrachtet.

Mit diesen Annahmen lässt sich die Wellengleichung für den Schalldruck p' herleiten, wie in einschlägiger Literatur ausführlich beschrieben wird ([11, 41]):

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \quad (10)$$

Da die untersuchten Vorgänge periodischer Natur sind und sich diese nach Fourier in harmonische Anteile zerlegen lassen, wird hier die harmonische und eindimensionale Lösung der Wellengleichung betrachtet:

$$\underline{p}'_{\pm}(x, t) = \underline{\hat{p}}_{\pm} \cdot e^{\mp ikx} \cdot e^{i\omega t} \quad (11)$$

Der Schalldruck entspricht dem Realteil dieses komplexen Ausdruckes, wobei die Bezeichnung Re für den Realteil zur Vereinfachung der Schreibweise in der Regel weggelassen wird:

$$p'_{\pm}(x, t) = Re(\underline{\hat{p}}_{\pm} \cdot e^{\mp ikx} \cdot e^{i\omega t}) \quad (12)$$

Die Schallausbreitung setzt sich demnach aus dem Produkt des komplexen Scheitelwertes $\underline{\hat{p}}_{\pm} = \hat{p}_{\pm} \cdot e^{i\phi_{\pm}}$, einer komplexen Ortsfunktion $e^{\mp ikx}$ und einer komplexen Zeitfunktion $e^{i\omega t}$ zusammen. Der Nullphasenwinkel ϕ_{\pm} beschreibt hier die Startbedingung der Welle am Ort $x = 0$ zum Zeitpunkt $t = 0$. Die allgemeine Wellenzahl $k = \omega/c$ wird aus der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ und der Schallgeschwindigkeit $c = \sqrt{\kappa RT}$ berechnet.

Für die Schallschnelle ergibt sich folgende Beziehung:

$$u'_{\pm}(x, t) = \pm Re\left(\frac{\underline{\hat{p}}_{\pm}}{\rho_0 c_0} \cdot e^{\mp ikx} \cdot e^{i\omega t}\right) \quad (13)$$

Wird der Schallausbreitung eine Strömung überlagert, wird die allgemeine Wellenzahl durch folgende gerichtete Wellenzahlen ersetzt:

$$k_+ = \frac{k}{1 + M} \quad \text{bzw.} \quad k_- = \frac{k}{1 - M} \quad (14)$$

Der Index „+“ steht dabei für eine Wellenausbreitung in positiver x -Richtung und damit mit der Strömung, wohingegen der Index „-“ für eine Wellenausbreitung in negativer x -Richtung (stromauf) steht. Die Strömung selbst besitzt die Geschwindigkeit u , welche über die Mach-Zahl $M = u/c$ in die Wellenzahl eingeht.

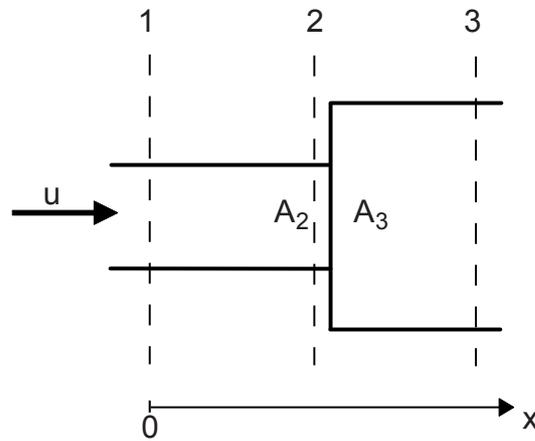


Abbildung 3: Modell eines Kanalsystems

Das Schallfeld an jedem beliebigen Ort eines Kanals (siehe Abbildung 3) lässt sich damit allgemein durch die Überlagerung einer in positiver und einer in negativer Richtung laufenden Welle beschreiben:

$$\begin{aligned} p'(x, t) &= p'_+(x, t) + p'_-(x, t) \\ &= [\hat{p}_+ \cdot e^{-ik_+x} + \hat{p}_- \cdot e^{+ik_-x}] \cdot e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (15)$$

bzw.

$$\begin{aligned} u'(x, t) &= u'_+(x, t) + u'_-(x, t) \\ &= \frac{1}{\rho_0 c_0} \cdot [\hat{p}_+ \cdot e^{-ik_+x} - \hat{p}_- \cdot e^{+ik_-x}] \cdot e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (16)$$

Aus diesen Gleichungen lässt sich das akustische Übertragungsverhalten schlanker Geometrien analytisch ermitteln. Die ebene Wellenausbreitung in einem homogenen Kanalstück, charakterisiert durch eine konstante Querschnittsfläche A , der Länge L und den über die Länge konstanten Größen Dichte und Temperatur, lässt sich aus den obigen Gleichungen analytisch bestimmen. Sind Schalldruck und Schallschnelle am Kanalbeginn (Index „1“, $x = 0$, siehe Abbildung 3) bekannt, ergibt sich mit

$$p(x=0) = \hat{p}_+ + \hat{p}_- = p_1 \quad (17)$$

$$u(x=0) = \frac{1}{\rho_0 c_0} (\hat{p}_+ - \hat{p}_-) = u_1 \quad (18)$$

für die Amplituden

$$\hat{p}_+ = +(\rho_0 c_0 u_1 + p_1)/2 \quad (19)$$

$$\hat{p}_- = -(\rho_0 c_0 u_1 - p_1)/2. \quad (20)$$

Am Rohrende (Index „2“, $x = L$) folgt daraus für Schalldruck und -schnelle:

$$p_2 = p_1 \frac{e^{-ik_+L} + e^{ik_-L}}{2} + \rho_0 c_0 u_1 \frac{e^{-ik_+L} - e^{ik_-L}}{2} \quad (21)$$

$$u_2 = \frac{p_1}{\rho_0 c_0} \frac{e^{-ik_+L} - e^{ik_-L}}{2} + u_1 \frac{e^{-ik_+L} + e^{ik_-L}}{2} \quad (22)$$

Gemäß dem Huygensschen Prinzip breitet sich die Schallwelle am Querschnittssprung zunächst kugelförmig aus. Nach einer Einlaufstrecke kann die Schallwelle wieder als ebene Wellenfront angenähert werden. Die Wellenausbreitung über einen Querschnittssprung (siehe Abbildung 3) kann deshalb aus der Kontinuitätsbedingung abgeleitet werden, falls ausreichend kleine Machzahlen und geringe hydraulische

Durchmesser im Verhältnis zur Wellenlängen vorliegen. Es gilt nach Munjal [42]:

$$p_3 = p_2 \quad (23)$$

$$u_3 = u_2 \frac{\rho_{0,2} A_2}{\rho_{0,3} A_3} \quad (24)$$

Diese Kopplungsbedingung gilt für $A_2/A_3 \geq 1$ als auch für $A_2/A_3 < 1$ und solange die betrachteten Frequenzen unterhalb der cut-off-Frequenz $f_{cut-off}$ des größeren Querschnitts liegen. Sie wird auch verwendet, um Änderungen in der Dichte des Fluids aufgrund geänderter Temperatur oder Stoffzusammensetzung zu erfassen.

In den untersuchten Geometrien treffen die Wellen auf verschiedene Randbedingungen. An diesen Begrenzungen wird die senkrecht zulaufende Schallwelle je nach Beschaffenheit der Randbedingung mehr oder weniger stark reflektiert. Das Schallfeld vor der Randbedingung ist die Superposition der hinlaufenden und der reflektierten Welle und ist damit ausschließlich durch die Reflexionsbedingung bestimmt. Diese Reflexionsbedingung wird durch den komplexen Reflexionsfaktor $\underline{r} = \hat{r}e^{i\psi}$ charakterisiert und ist der Quotient aus reflektierter und einfallender Welle:

$$\underline{r} = \frac{\underline{p}'_{reflektiert}(x, t)}{\underline{p}'_{einfallend}(x, t)} \quad (25)$$

Der komplexe Reflexionsfaktor \underline{r} ist zeitinvariant, da die komplexen Zeitfunktionen in einfallender und reflektierter Welle identisch sind. Am Ort $x = 0$ gibt Gleichung 25 die Amplituden- und Phasenbeziehung der beiden komplexen Scheitelwerte wieder. Es gilt $|\underline{r}| \leq 1$, da der reflektierte Schalldruck für eine beliebige Randbedingung nicht größer als der einfallende sein kann.

An einer schallharten Wand muss die Schallschnelle ausgelöscht werden und die einfallende Druckwelle wird vollständig reflektiert. Bei

dieser idealen Reflexion liegt der Reflexionsfaktor $r = +1$ vor. Bei einem reflexionsfreiem Abschluss $r = 0$ existiert keine reflektierte Welle. Dagegen wird am offenen Ende die Auslöschung der örtlichen Druckschwingung beobachtet. Die reflektierte Welle überlagert sich mit entgegengesetztem Vorzeichen der einfallenden Welle. Man spricht vom schallweichen Abschluss mit dem Reflexionsfaktor $r = -1$.

Mit den beschriebenen einfachen Geometrien, den Kopplungs- und Reflexionsbedingungen lassen sich komplexe Kanalsysteme abbilden. Dabei wird das Kanalsystem in homogene Elemente zerlegt und mit den entsprechenden Kopplungsbedingungen verknüpft. Damit entsteht ein akustisches Netzwerk, an deren Enden die entsprechenden Reflexionsbedingungen gesetzt werden. Durch harmonische Quellterme kann ein solches Netzwerk an beliebigen Positionen angeregt und das resultierende Wellenfeld bestimmt werden. Diese harmonische Anregung wird den berechneten Größen an der Position der Anregung additiv überlagert.

Schönbach [54] nutzte akustische Netzwerke zur Validation der Messergebnisse in Untersuchungen zum Dämpfungsverhalten von Reflexionsdämmern. Hermann [19] berechnete unter Anwendung eines akustischen Netzwerkes mögliche Eigenfrequenzen seiner Versuchsanlage. Die thermoakustisch relevanten Eigenfrequenzen wurden dabei sehr gut getroffen. Broda et al. [6] und McManus et al. [38] nutzen ebenfalls akustische Netzwerke, um das Wellenfeld in ihren Versuchsständen zu bestimmen. Die berechneten Amplituden- und Phasenverläufe stimmen sehr gut mit punktuell gemessenen Daten überein. In dieser Arbeit werden Netzwerkmodelle zur Bestimmung von Schalldruck und -schnelle an diskreten, messtechnisch nicht zugänglichen Orten (Kapitel 3.2) und zur Ermittlung der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation (Kapitel 3.3) verwendet.

3.2 Schalldruck- und Schnellefeld in der Versuchsanlage

Die experimentelle Bestimmung des Schalldruck- und Schnellefeldes erfolgt unter Anwendung der so genannten Zwei- bzw. Multimikrofonmethode. In einem homogenen Kanalstück ist das Schalldruckfeld durch bekannte Schalldrücke von mindestens zwei Ebenen innerhalb des Kanals eindeutig bestimmt, wie Fischer [12] ausführlich erläutert und diskutiert. Ausgehend von diesem Kanalstück kann unter Anwendung der oben beschriebenen akustischen Netzwerkmodellierung (Kapitel 3.1) der Schalldruck und auch die Schallschnelle an jeder beliebigen Ebene im Kanalsystem aus Druckmessungen berechnet werden.

Mit Hilfe der Zweimikrofonmethode werden die akustischen Größen im Brennerschlitz und in der Brennerdüse aus den Schalldruckmessungen im Plenum bestimmt. Der Brenner wird hierzu in einzelne homogene Kanalelemente diskretisiert, deren mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit gemäß den Querschnittsflächen skaliert.

3.3 Effektive Sekundärbrennstoffmodulation

3.3.1 Automodulation

In dieser Arbeit wird auch der Einfluss modulierter Sekundärbrennstoffzugabe auf die Flammendynamik untersucht. Erste Experimente zeigten weder bei Schlitz- noch bei Lanzeneindüsung einen klaren Zusammenhang zwischen Aktuatorbewegung und der Flammenantwort. Durch Schalldruckmessungen in der Sekundärbrennstoffleitung wurde die Ursache hierfür gefunden. Offensichtlich wird der Sekundärbrennstoff nicht nur durch den Aktuator stromauf der Leitung moduliert sondern auch von den akustischen Verhältnissen in der Umgebung der Eindüsungposition stromab der Sekundärbrennstoffleitung. Die resultierende Brennstoffmodulation weicht aufgrund

der Überlagerung der beiden Anregungen in vielen Fällen deutlich von der gewünschten Modulation durch den Aktuator ab. Auch ohne Aktuatoreinsatz wird demnach unter bestimmten Voraussetzungen der Brennstoffstrom angeregt. Dieser Effekt wird als „Automodulation“ bezeichnet, da dem Sekundärbrennstoff vom System selbst eine Fluktuation aufgeprägt wird [2].

Das Phänomen der Automodulation wird durch zwei Experimente demonstriert: Über eine lange Rohrleitung wurden 5% Sekundärbrennstoff am Lanzenkopf radial eingedüst. Im ersten Experiment war nahe dem Ende der Rohrleitung eine Drossel installiert, welche aufgrund der hohen Durchströmungsgeschwindigkeit zur akustischen Entkopplung führte. Das zweite Experiment wurde ohne diese Drossel durchgeführt. Die Drossel beeinflusst aufgrund ihrer Lage das Strömungsprofil an der Eindüsungsposition nicht.

Die beiden Experimente wurden mit den gleichen Einstellungen durchgeführt. Die luftseitige Anregung bei 120Hz durch die Sirene erzeugte in beiden Experimenten ein identisches Wellenfeld, wie durch Messungen im Plenum und in der Brennkammer bestätigt wurde. Die Akustik in der Sekundärbrennstoffleitung wurde mit einem Mikrophon zwischen dem Aktuator und der Drosselstelle vermessen. Der Aktuator zur Sekundärbrennstoffmodulation ist in beiden Experimenten nicht aktiv. In Abbildung 4 sind die Frequenzspektren in der Sekundärbrennstoffleitung dargestellt.

Die gedrosselte Leitung zeigt keinerlei Modulation durch die Druckschwingungen in der Versuchsanlage, d.h. die Sekundärbrennstoffzugabe erfolgte hier konstant. Im Falle der ungedrosselten Sekundärbrennstoffleitung hebt sich dagegen sehr deutlich die Druckamplitude bei 120Hz vom restlichen Spektrum ab, d.h. der Brennstoffmassenstrom wurde deutlich von den Druckschwingungen in der Versuchsanlage automoduliert.

Für die modulierte Brennstoffzugabe, zum Beispiel für die AIC, ist eine ungedrosselte Brennstoffzuführung zwingend notwendig. Eine Drossel würde durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten das

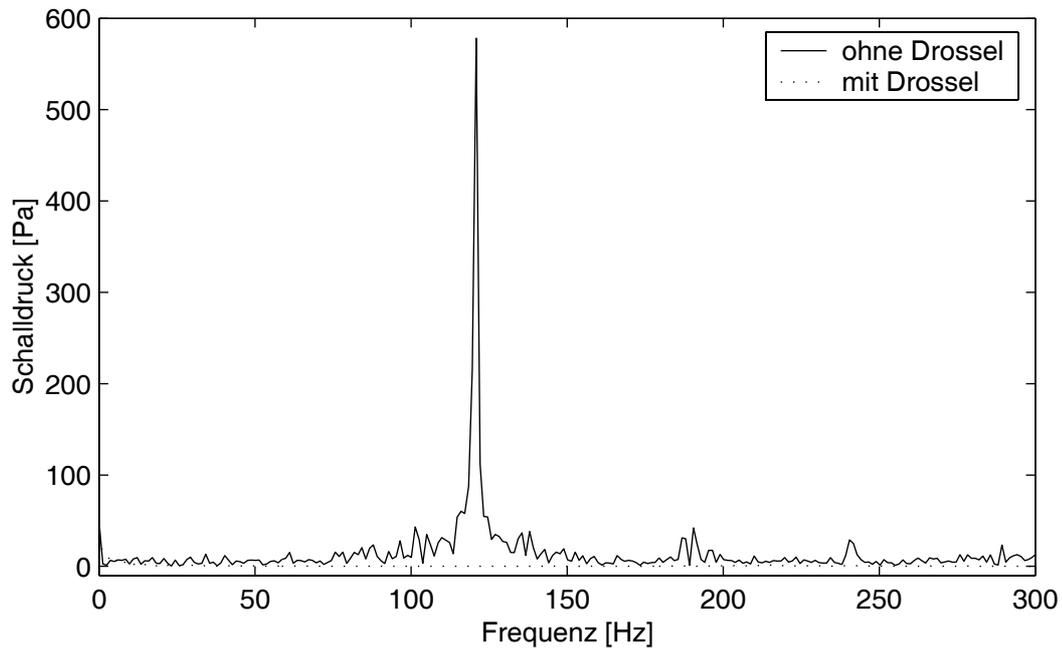


Abbildung 4: Frequenzspektrn in der Sekundärbrennstoffleitung mit und ohne Drossel

Verbrennungssystem von der Sekundärbrennstoffleitung akustisch entkoppeln. Ein nahezu konstanter Sekundärbrennstoffmassenstrom stromab der Drossel wäre die Folge, trotz hoher Druckschwankungen stromauf der Drossel.

Der Einfluss der Automodulation auf die Sekundärbrennstoffmodulation bei Anregung durch den Aktuator wurde in weiteren Experimenten untersucht. Hierfür wird die Aktuatorbewegung mit dem Schalldruck in der Sekundärbrennstoffleitung ohne Drossel verglichen. Je größer die Abweichungen sind, desto größer ist der Einfluss der Automodulation auf die effektive Sekundärbrennstoffmodulation an der Eindüsungsposition.

In zwei Versuchsreihen mit unterschiedlichen Sekundärbrennstoffmodulationen und sonst gleichen Betriebsbedingungen wurden 5% Sekundärbrennstoff über die Lanze ungedrosselt eingedüst. Die luftseitige Anregung erfolgte in beiden Versuchsreihen bei 120 Hz mit konstanten Amplituden. Der Sekundärbrennstoff wurde mit der ex-

akt gleichen Frequenz durch den Aktuator moduliert. Die Phase der Anregung wurde schrittweise in Bezug zur Akustik im Verbrennungssystem verändert. Die Phasen sind jeweils auf die Schalldruckphase in der unmittelbaren Umgebung der Eindüsungsposition bezogen, die mit einem Netzwerkmodell aus den gemessenen Schalldrücken im Plenum berechnet wurden. Die Amplituden der brennstoffseitigen Anregung waren innerhalb der Versuchsreihen konstant und lagen in der zweiten Versuchsreihe 9-fach höher als in der ersten.

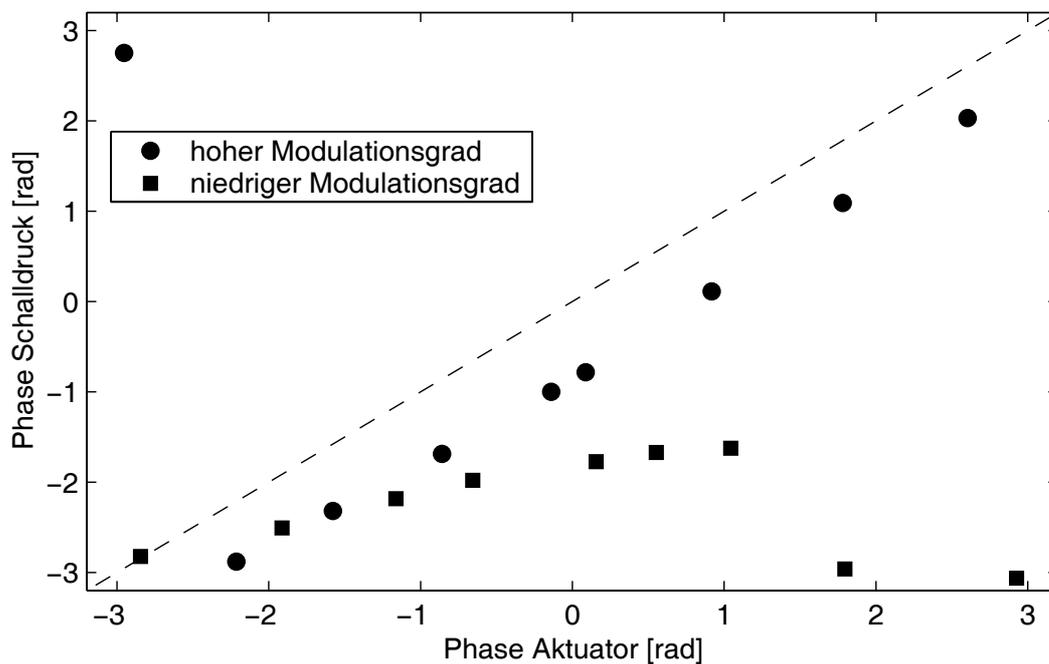


Abbildung 5: Phasen der resultierenden Schalldrücke in der Sekundärbrennstoffleitung über der Aktuatorphase bei Anregungsfrequenz

In Abbildung 5 sind die Phasen des Schalldruckes in der Sekundärbrennstoffleitung über der Phase des Aktuators bei Anregungsfrequenz dargestellt. Ohne Automodulationseffekte liegen die Phasenwerte parallel zur Diagonalen, da die Schalldruckphasen stromab des Aktuators gemessen werden und sich damit ein frequenzabhängiger Verzug einstellt. Dies ist annähernd für den Fall mit hohem Modulationsgrad zu sehen, hier dominiert die Anregung durch den Aktuator. Im Falle geringeren Modulationsgrades weichen

die resultierenden Schalldruckphasen stark davon ab. Es kann trotz Variation der Aktuatorphase über 2π nur noch ein Phasenbereich von ca. $-\pi/2$ bis $-\pi$ erreicht werden. Hier hat der Aktuator seine Vorherrschaft verloren und das effektive Schalldruckfeld wird stark von der Akustik im Verbrennungssystem beeinflusst.

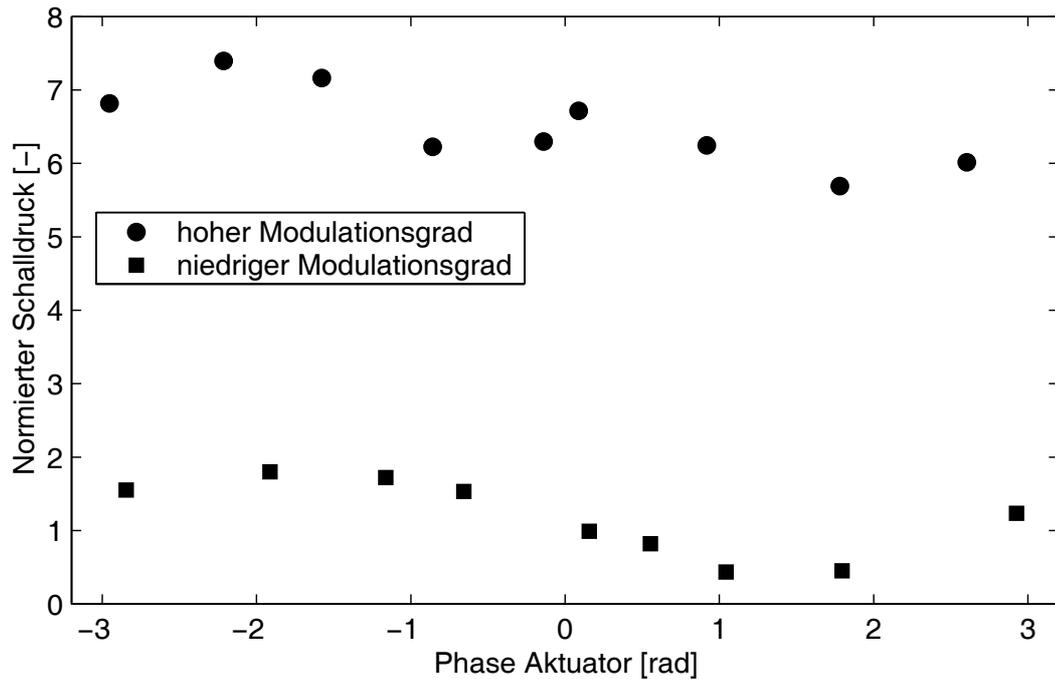


Abbildung 6: Amplituden der resultierenden Schalldrücke in der Sekundärbrennstoffleitung über der Aktuatorphase bei Anregungsfrequenz

Auch die Amplituden des Schalldruckfeldes in der Sekundärbrennstoffleitung werden stark von der stromabseitigen Anregung beeinflusst, wie Abbildung 6 zeigt. Die dort über den Aktuatorphasen aufgetragenen normierten Amplituden wurden mit den Amplituden resultierend aus der reinen Automodulation normiert. Im Falle des geringeren Modulationsgrades liegen die erreichten Schalldrücke aufgrund der Überlagerung der stromauf- und stromabseitigen Anregung für Phasenlagen zwischen 0rad und ca. $2,5\text{rad}$ unter den Amplituden der Automodulation. Für hohe Modulationsgrade durch den Aktuator sind die resultierenden Schalldrücke in der Sekundärbrenn-

stoffleitung 6 bis 7, 5-fach höher als die Amplituden, welche durch Automodulation erreicht werden.

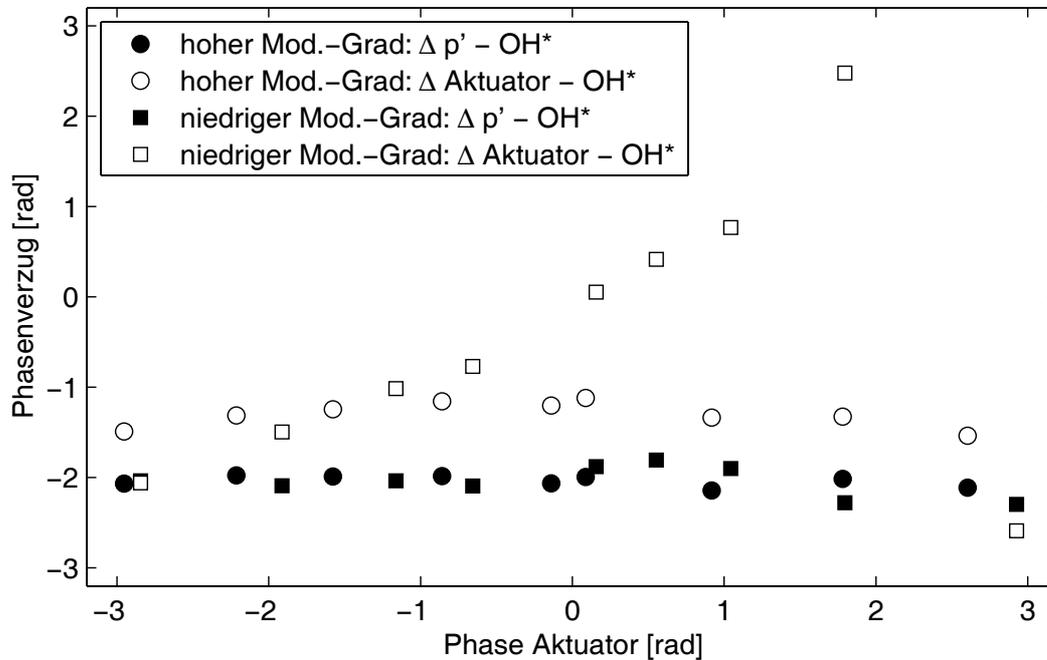


Abbildung 7: Phasenverzug zwischen dem Schalldruck bzw. des Aktuatorlagesignals und der OH^* -Chemilumineszenz bei Anregungsfrequenz

Besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Schalldruck in der Sekundärbrennstoffleitung und der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation, so ist zu erwarten, dass auch die Flammenantwort dem Schalldruck in der Sekundärbrennstoffleitung folgt. Die Bewertung erfolgt unter der Annahme, dass die effektive Sekundärbrennstoffmodulation am Eindüsungsort einen nahezu konstanten Phasenverzug zur Flammenantwort hat, zusammengesetzt aus der konvektiven Verzugszeit für den Transport vom Eindüsungsort zur Flammenfront, der thermodynamischen Verzugszeit zum Aufheizen des Brennstoffes auf Reaktionstemperatur und der chemischen Verzugszeit zur Umsetzung des Sekundärbrennstoffes. In Abbildung 7 wird deshalb der Phasenverzug zwischen dem Schalldrucksignal bzw. dem Lagesignal des Aktuators und der OH^* -Chemilumineszenz als Maß

des Brennstoffumsatzes (siehe Kapitel 3.5) über der Phase des Aktuators aufgetragen.

Wie in Abbildung 7 ersichtlich, besteht bei hohem Modulationsgrad, d.h. im Falle der Aktuatordominanz, sowohl für den Schalldruck in der Sekundärbrennstoffleitung als auch für das Aktuatorlagesignal ein nahezu konstanter Phasenverzug zur Flammenantwort. Beide Messgrößen charakterisieren also die effektive Sekundärbrennstoffmodulation. Das Aktuatorlagesignal bei geringen Modulationsamplituden dagegen zeigt diesen konstanten Phasenverzug nicht und repräsentiert dementsprechend nicht die effektive Brennstoffmodulation. Der Phasenverzug zwischen Schalldruck und Flammenantwort ist dagegen nahezu unabhängig vom Modulationsgrad und ist damit die geeignete Messgröße zur Bestimmung der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation.

Durch diese Ergebnisse wird der Einfluss der Automodulation und die damit verbundene Abweichung zwischen der brennstoffseitigen Anregung durch den Aktuator und der resultierenden Sekundärbrennstoffmodulation deutlich demonstriert. Im folgenden Abschnitt wird nun eine Methode zur Bestimmung der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation am Eindüsungsort entwickelt.

3.3.2 Modellierung der Sekundärbrennstoffleitung

Die Bestimmung der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation stellt nach Kapitel 3.3.1 eine zentrale Voraussetzung für die Untersuchung der Einflussnahme auf die Flammendynamik durch Brennstoffmodulation dar. Unter Anwendung der akustischen Netzwerkmodellierung (siehe Kapitel 3.1) kann aus den zur Verfügung stehenden Messdaten die effektive Sekundärbrennstoffmodulation am Eindüsungsort abgeleitet werden. Die Auswertung beschränkt sich auf die Anregungsfrequenz.

Das Sekundärbrennstoffleitungssystem besteht aus dem Aktuator, einem Leitungssystem mit unterschiedlichen Querschnittsflächen und Temperaturprofilen und der Eindüsungsgeometrie, in Abbildung 8 schematisch veranschaulicht. Das Temperaturprofil wurde abschnittsweise abgeschätzt und linearisiert [40].

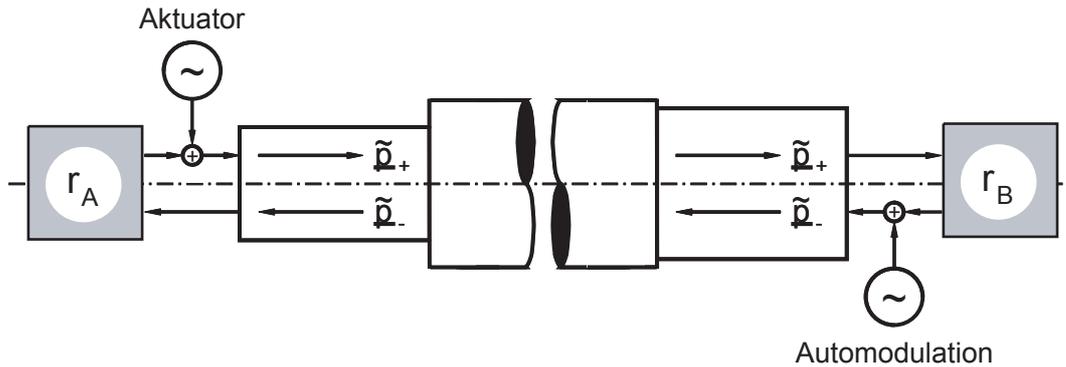


Abbildung 8: Schematische Darstellung eines Netzwerkmodells

Sowohl die Anregung stromauf durch den Aktuator als auch stromab durch die Akustik in der Versuchsanlage wurden durch Sinusgeneratoren simuliert, die in Phasenlage und Amplitudenverhältnis in definiertem Zusammenhang stehen. Das Amplitudenverhältnis AV (Gleichung 26) ist auf die normierte und für die Simulation konstante Aktuatoramplitude $A_{Aktuator} = 1$ bezogen; so entspricht ein $AV = 0,02$ einer stromabseitigen Anregungsamplitude von 2% der stromaufseitigen.

$$AV = \frac{A_{stromab}}{A_{Aktuator}} \quad (26)$$

Aus dem Aktuatorlagesignal und der Akustik an der Eindüsungsposition konnten die akustischen Verhältnisse im Sekundärbrennstoffrohr rekonstruiert werden. Die Simulationsergebnisse mit $AV = 0,02$ und $AV = 0,18$ decken sich dabei sehr gut mit den Messdaten, wie die Abbildungen 9 und 10 zeigen.

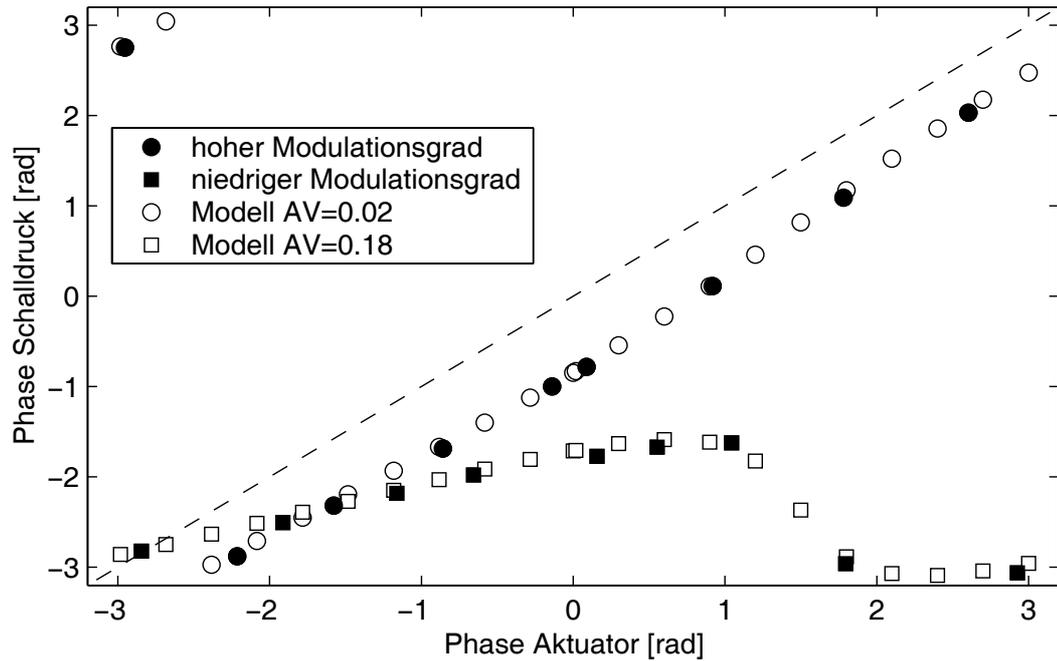


Abbildung 9: Vergleich der gemessenen Schalldruckphasen mit den berechneten Phasen aus dem Netzwerkmodell

An Hand des validierten Netzwerkmodells kann die effektive Sekundärbrennstoffmodulation am Eindüsungsort bestimmt werden. Der fluktuierende Anteil des Brennstoffes entspricht dabei der Schallschnelle am Austritt. In den Abbildungen 11 und 12 sind die Phasen bzw. die normierten fluktuierenden Brennstoffmassenströme SBM (Gleichung 27) über der Aktuatorphase dargestellt. Die Normierung setzt die Amplitude der Brennstoffmassenstromfluktuation \hat{m}_{SB} mit der Schalldruckamplitude des Aktuators $\hat{p}_{Aktuator}$ und dem mittleren Brennstoffmassenstrom \bar{m}_{SB} in Beziehung:

$$SBM = \frac{\hat{m}_{SB}}{\bar{m}_{SB} \cdot \hat{p}_{Aktuator}} \quad (27)$$

Eine Multiplikation des normierten Wertes SBM mit der vom Aktuator erzeugten Schalldruckamplitude ergibt die relative Amplitude der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation an der Eindüsungspostion.

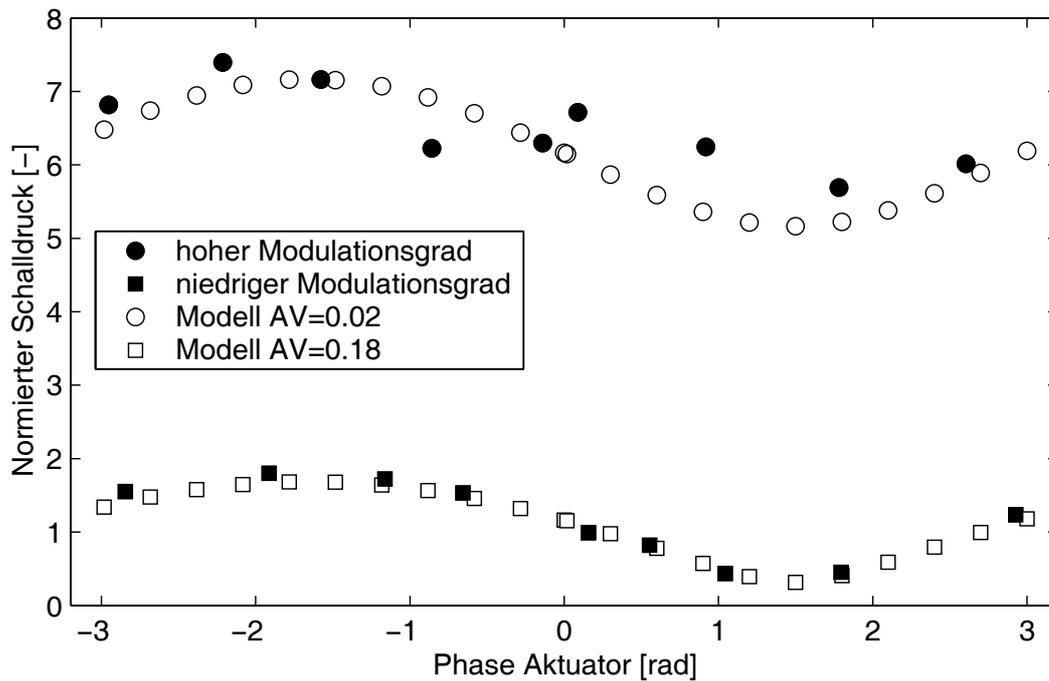


Abbildung 10: Vergleich der gemessenen Schalldruckamplituden mit den berechneten Amplituden aus dem Netzwerkmodell

Die Phasen der Sekundärbrennstoffmodulation an der Eindüsungposition zeigen die gleichen Verläufe wie die Akustik in der Sekundärbrennstoffleitung, sind aber um ca. $-1,6\text{rad}$ phasenverschoben (Vergleich der Phasenverläufe für $AV = 0,02$ und $AV = 0,18$ in Abbildung 11 mit Abbildung 9). Generell beschreibt das Modell eine Abnahme der möglichen Modulationsphasen des Sekundärbrennstoffs für steigende Schwingungsamplituden im Verbrennungssystem. Im dargestellten System wird schon bei einem Amplitudenverhältnis von $AV = 0,18$ der realisierbare Phasenbereich durch die Automodulation extrem eingeschränkt. Bei größeren Amplitudenverhältnissen wird die Phasenkontrolle durch den Aktuator fast vollständig verloren.

In Abbildung 12 werden die zugehörigen Amplituden der Sekundärbrennstoffmodulation dargestellt. Im Falle der Aktuatoreminanz ($AV \rightarrow 0$) werden geringe Amplituden am Eindüsungsort

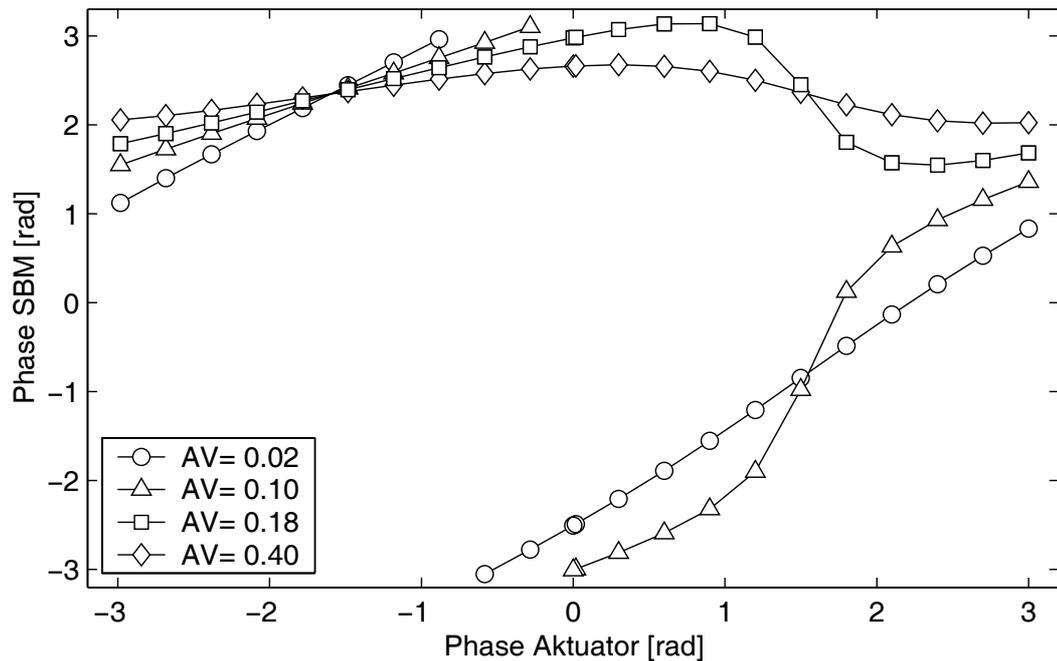


Abbildung 11: Phasen der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase

berechnet. Für größere Amplitudenverhältnisse nehmen die Modulationsamplituden am Eindüsungsort deutlich zu, allerdings auf Kosten der erreichbaren Phasen. Ein Vergleich mit Abbildung 10 zeigt ein umgekehrtes Verhalten für den Schalldruck in der Sekundärbrennstoffleitung. Das geänderte Amplitudenverhältnis AV der Anregungen an beiden Seiten der Brennstoffleitung führt zu einem veränderten akustischen Feld in der Leitung.

In einer Sensitivitätsanalyse wurden verschiedene Einflussfaktoren auf die Sekundärbrennstoffmodulation untersucht. Moderate Änderungen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in der Brennstoffleitung zeigten keine nennenswerten Effekte für Machzahlen unter $M < 0,10$. Variationen in den Temperaturprofilen, der Rohrgeometrie und der Reflexionsfaktoren sowie Änderungen in der Anregungsfrequenz wurden ebenfalls untersucht. Da diese Einflussfaktoren die Resonanzfrequenz f^* der Sekundärbrennstoffleitung ändern, werden die Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse anhand der Variation

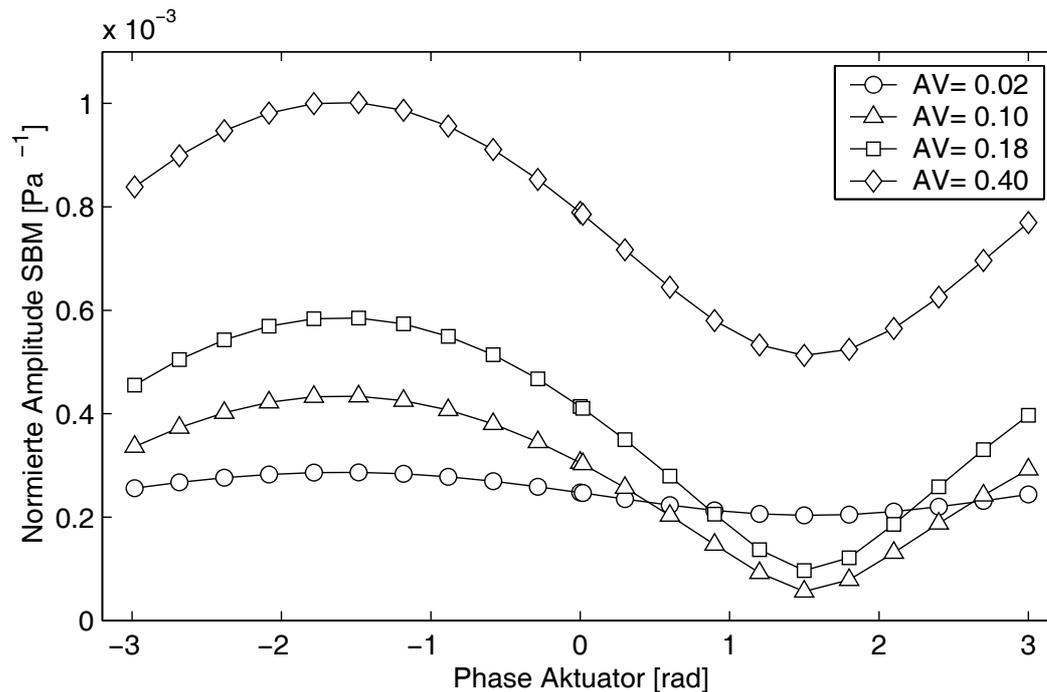


Abbildung 12: Normierte Amplituden der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase

des Verhältnisses aus Anregungsfrequenz f und Resonanzfrequenz f^* diskutiert.

In den Abbildungen 13 und 14 sind die Phasen und normierten Amplituden der effektiven Sekundärbrennstoffmodulation über der Aktuatorphase bei einem Amplitudenverhältnis von $AV = 0,18$ dargestellt. Als Parameter wird das Frequenzverhältnis f/f^* variiert. Die Phasen sind wieder auf die Schalldruckphase in der unmittelbaren Umgebung der Eindüsungposition bezogen.

Beide Frequenzen nahe der Resonanzfrequenz ($f/f^* = 0,85$ und $f/f^* = 1,13$) zeigen ähnliche Verläufe in Phase und Amplitude. Die Phasen der Sekundärbrennstoffmodulation unterscheiden sich nur in den absoluten Werten, nicht aber in den erreichbaren Bandbreiten. Die Amplituden variieren in Abhängigkeit von der Aktuatorphase in einem weiten Bereich.

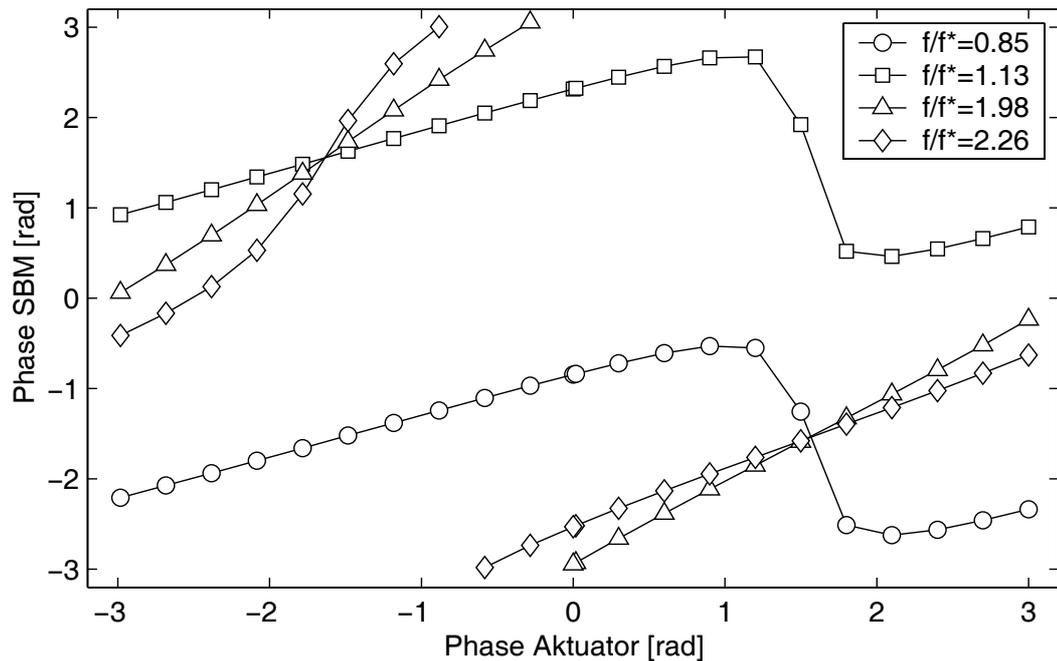


Abbildung 13: Phasen der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase bei verschiedenen Frequenzverhältnissen f/f^* ($AV = 0, 18$)

Nahe der ersten Oberfrequenz $f/f^* = 2$ kann die Phase der Sekundärbrennstoffmodulation über die gesamte Periode eingestellt werden. Die resultierenden Amplituden am Eindüsungsort sind allerdings sehr gering und zeigen eine geringe Abhängigkeit von der Aktuatorphase.

Mit der beschriebenen Methode kann die effektive Sekundärbrennstoffmodulation am Eindüsungsort in Phase und Amplitude aus den vorhandenen Messwerten abgeleitet werden. Die effektive Sekundärbrennstoffmodulation zeigt eine hohe Abhängigkeit vom Amplitudenverhältnis AV und dem Phasenwinkel des Aktuators relativ zur Akustik in der Umgebung der Eindüungsposition. Besonders im Bereich der Resonanzfrequenz f^* der Brennstoffleitung reagiert das System sehr sensibel auf Änderungen der Anregungsfrequenz und Aktuatoranregung.

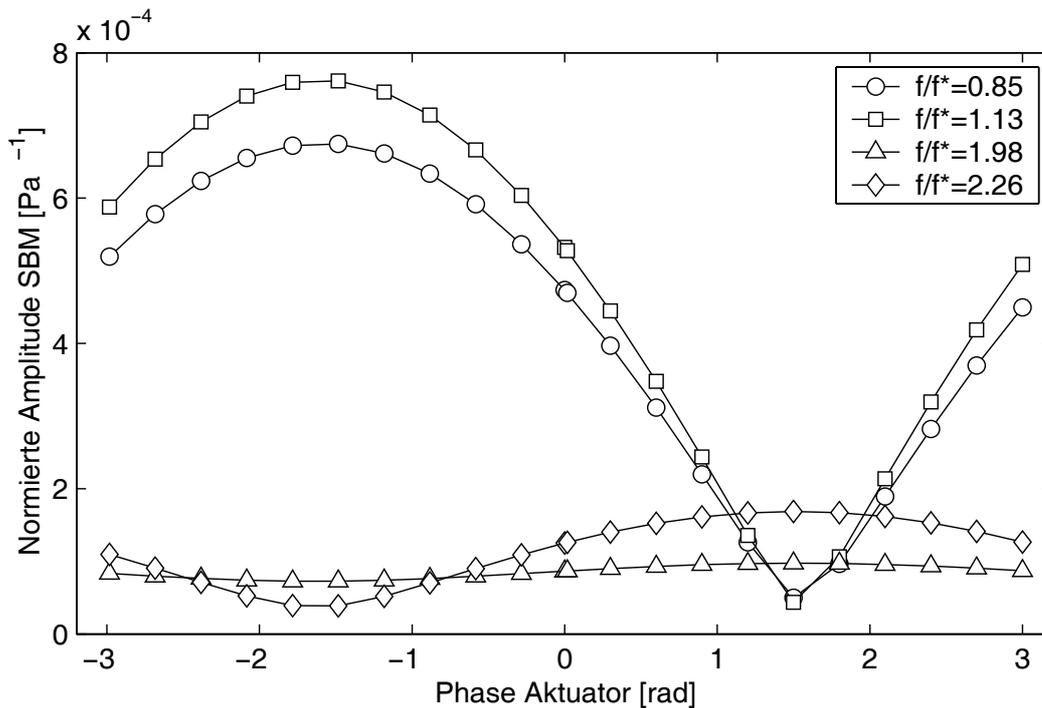


Abbildung 14: Normierte Amplituden der Sekundärbrennstoffmodulation (SBM) am Eindüsungsort über der Aktuatorphase bei verschiedenen Frequenzverhältnissen f/f^* ($AV = 0,18$)

Die Komplexität des Systemverhaltens macht deutlich, dass eine Schalldruckmessung allein keine belastbare Aussage über die effektive Sekundärbrennstoffmodulation an der Eindüsungposition liefert. Es sei noch darauf hingewiesen, dass die Automodulation des Sekundärbrennstoffes über den gesamten Frequenzbereich erfolgt und nicht auf die Anregungsfrequenz des Aktuators beschränkt ist.

In den folgenden Kapiteln wird nur noch auf die effektive Sekundärbrennstoffmodulation am Eindüsungsort bei der jeweiligen Anregungsfrequenz Bezug genommen.

3.4 Effektiver Brennstoffmassenstrom

Die Versuchsanlage wird technisch vorgemischt betrieben, d.h. das zündfähige Gemisch wird vor der Brennkammer im Brenner erzeugt. Im verwendeten Brenner erfolgt die Mischung von Luft und Hauptbrennstoff in den Schlitzen des Drallerzeugers. Über Düsenreihen in den Schlitzen wird Erdgas senkrecht zum Luftmassenstrom eingedüst. Das Impulsverhältnis von Brennstoff- und Luftmassenstrom wurde nach Holdemann [20] auf eine günstige Eindringtiefe eingestellt, um eine gute Durchmischung zu erzielen. Als Hauptbrennstoff wird derjenige Erdgasanteil bezeichnet, der dem Luftmassenstrom im Schlitz zugeführt wird. Die Eindüsung erfolgt gedrosselt, damit ein konstanter Massenstrom garantiert ist (siehe Kapitel 3.3.1), was durch Schalldruckmessungen in der Hauptbrennstoffleitung validiert wurde. Der Sekundärbrennstoff wird moduliert in einem Schlitz zugegeben. Er beträgt 5% der gesamten Brennstoffmenge und wird dem Hauptbrennstoffstrom entnommen, um den Gesamtbrennstoffmassenstrom und damit die thermische Leistung konstant zu halten.

Die Bestimmung der Gemischzusammensetzung in der Mischungszone erfolgt unter der Annahme idealer Mischung. Aufgrund der verteilten Hauptbrennstoffzugabe über eine Düsenreihe pro Schlitz und der angepassten Impulsverhältnisse von Brennstoff- und Luftmassenströme ist diese Annahme sinnvoll. Im Falle der Sekundärbrennstoffzugabe in einem Schlitz wird rechnerisch angenommen, dass diese Zugabe auf alle Schlitze anteilmäßig gleich erfolgt, um die weiteren Berechnungen eindimensional durchführen zu können. Auch diese Näherung erscheint physikalisch vertretbar, da durch die Schichtung der acht einzelnen Schlitzströmungen und durch den langen konvektiven Transportweg im Brenner eine ausreichende Verteilung des Sekundärbrennstoffes bis zum Brenneraustritt sehr wahrscheinlich ist. CFD-Simulationen der Brennerströmung zeigen, dass für die hier gewählte Eindüsungsposition des Sekundärbrennstoffes bis zum Brenneraustritt eine gleichförmige Verteilung über den Umfang zu erwarten ist [44]. In Abbildung 15 sind alle fluiddynamischen Ein-

flussgrößen auf den Stofftransport im Brenner zusammengefasst.

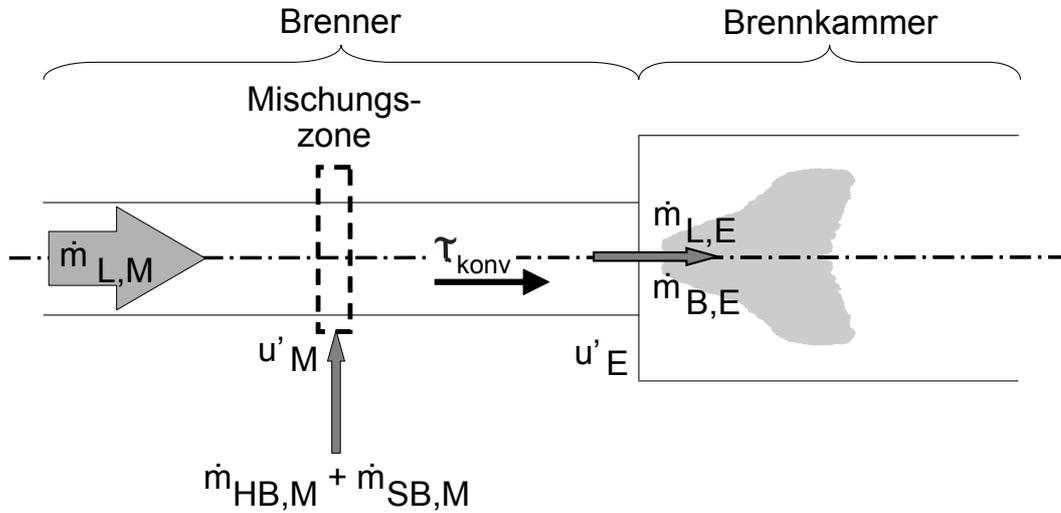


Abbildung 15: Fluiddynamische Einflussgrößen auf den brennerinternen Stofftransport

Die Gemischzusammensetzung λ_M nach dem Schlitzdurchtritt (Index „M“) lässt sich unter diesen Annahmen berechnen durch

$$\lambda_M = \frac{\dot{m}_{L,M}}{(\dot{m}_{HB,M} + \dot{m}_{SB,M}) \cdot s} \quad (28)$$

mit

$$\dot{m}_{L,M} = \bar{m}_{L,M} + \dot{m}'_{L,M}, \quad (29)$$

$$\lambda_M = \bar{\lambda}_M + \lambda'_M \quad (30)$$

und

$$\dot{m}_{SB,M} = \bar{m}_{SB,M} + \dot{m}'_{SB,M} \quad (31)$$

mit dem Luftmassenstrom $\dot{m}_{L,M}$ durch die Schlitze, dem konstanten Hauptbrennstoffmassenstrom $\dot{m}_{HB,M}$, dem modulierten Sekundärbrennstoffmassenstrom $\dot{m}_{SB,M}$ und dem Stöchiometrieffaktor s für Erdgas-Luft-Gemische. Der Wechselanteil der Luftströmung über die Schlitze resultiert aus der Schallschnelleschwankung im Schlitz (vgl. Kapitel 3.2):

$$\dot{m}'_{L,M} = A_M \cdot \rho_L \cdot u'_M \quad (32)$$

Im Falle der Sekundärbrennstoffzugabe $\dot{m}_{SB,M}$ im Schlitz wird der Wechselanteil $\dot{m}'_{SB,M}$ mit der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Methode bestimmt. In Abhängigkeit der Phasenlage zwischen den Wechselanteilen von Luft- und Sekundärbrennstoffstrom sowie deren Amplitudenverhältnis stellt sich eine definierte Luftzahlfluktuation ein.

Das Gemisch und damit die Gemischzusammensetzung λ_M wird von der Mischungszone konvektiv zum Brenneraustritt (Index „E“) transportiert. Die dafür benötigte Zeit τ_{konv} beträgt für den untersuchten TD^2 -Brenner und die genannten Betriebsbedingungen ca. $9ms$. Unter Berücksichtigung dieser konvektiven Transportzeit ergibt sich für die Luftzahl am Brenneraustritt:

$$\bar{\lambda}_E + \lambda'_E = \bar{\lambda}_M + \lambda'_M \cdot e^{i\omega\tau_{konv}} \quad (33)$$

Am Brenneraustritt wird der mittleren Strömung die Schallschnellschwankung aufgeprägt, womit sich für den Massenstrom über den Brenneraustritt

$$\begin{aligned} \dot{m}_{L,E} &= \bar{\dot{m}}_{L,E} + \dot{m}'_{L,E} \\ &= \bar{\dot{m}}_{L,E} + A_E \cdot \rho_L \cdot u'_E \end{aligned} \quad (34)$$

ergibt. Der resultierende Brennstoffstrom am Brenneraustritt ist damit

$$\bar{\dot{m}}_{B,E} + \dot{m}'_{B,E} = \frac{\bar{\dot{m}}_{L,E} + \dot{m}'_{L,E}}{(\bar{\lambda}_E + \lambda'_E) \cdot s} \quad (35)$$

Die Wechselanteile des Luftmassenstromes und der Gemischzusammensetzung am Brenneraustritt können je nach Frequenz, konvektiver Verzugszeit und Sekundärbrennstoffmodulation unterschiedliche Phasen besitzen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Gemischzusammensetzungsschwankung an den Schlitzten gebildet wird und anschließend konvektiv zum Brenneraustritt strömt, während die akustische Störung diesen Weg mit Schallgeschwindigkeit zurücklegt.

Der resultierende Brennstoffmassenstrom über den Brenneraustritt $\dot{m}_{B,E}$ wird konvektiv zur Flamme transportiert und dort umgesetzt. Die Auswirkungen von Brennstofffluktuationen auf die Flammendynamik werden in den folgenden Kapiteln ausführlich diskutiert.

3.5 Flammendynamik

Die Flammendynamik wird durch die örtliche und zeitliche thermische Leistungsfreisetzung charakterisiert. Im Falle thermoakustischer Schwingungen ist sie das entscheidende Kopplungsglied zwischen der Fluidodynamik und der Akustik im System, da nur durch die Verbrennung und der damit verbundenen Volumenproduktion die Gemischzusammensetzungs- und Massenstromschwankungen aus dem Brenner mit dem Schalldruck wechselwirken können. Die orts- und zeitaufgelöste Wärmefreisetzung der Flamme ist allerdings keiner direkten Messmethode zugänglich, weshalb hier, wie üblich, auf die so genannte OH^* -Chemilumineszenz ausgewichen wird.

3.5.1 Hydroxyl-Radikal Chemilumineszenz

Als Chemilumineszenz wird die Strahlung bezeichnet, welche elektronisch angeregte Moleküle aussenden, wenn sie in tiefere Energiezustände zurückfallen. Die Moleküle befinden sich nach ihrer Bildung im elektronisch angeregten Zustand. Daher liegen diese Radikale näherungsweise nur in der Reaktionszone im angeregten Zustand vor, im Gegensatz zur laserinduzierten Fluoreszenz (LIF), bei der die Moleküle im Bereich eines gesamten Laserlichtschnittes angeregt werden. Die Chemilumineszenz kann deshalb als Indikator für die Reaktionszone verwendet werden.

In Kohlenwasserstoffflammen sorgen besonders die Radikale CH^* , OH^* und CO_2^* für intensive Strahlungsemissionen. Die Emission von CO_2^* erfolgt über einen breiten Wellenlängenbereich von 350 – 600nm, in dem auch das CH -Radikal (ca. 431nm) emittiert. Dagegen wird die OH^* -Emission bei ca. 309nm kaum von der CO_2^* -Strahlung gestört [32].

Diverse chemische Einzelreaktionen in der Flammenfront sorgen für die Bildung dieser Radikale. Entscheidend für die Aussagekraft der Chemilumineszenz als Maß für die Wärmefreisetzung der Flamme

ist ein klarer Zusammenhang zwischen der Strahlungsintensität und der chemischen Reaktionsrate. Zahlreiche experimentelle und numerische Untersuchungen an verschiedenen Flammentypen kommen zu dem Ergebnis, dass die OH^* -Chemilumineszenz am besten mit der chemischen Reaktionsrate und damit mit der Wärmefreisetzung der Flamme korreliert [4, 10, 16, 17, 34, 43]. Sie zeigen aber auch starke Abhängigkeiten der OH^* -Strahlungsintensität von der Gemischzusammensetzung, der Flammentemperatur, der thermischen Leistung und damit auch vom Brennstoffstrom.

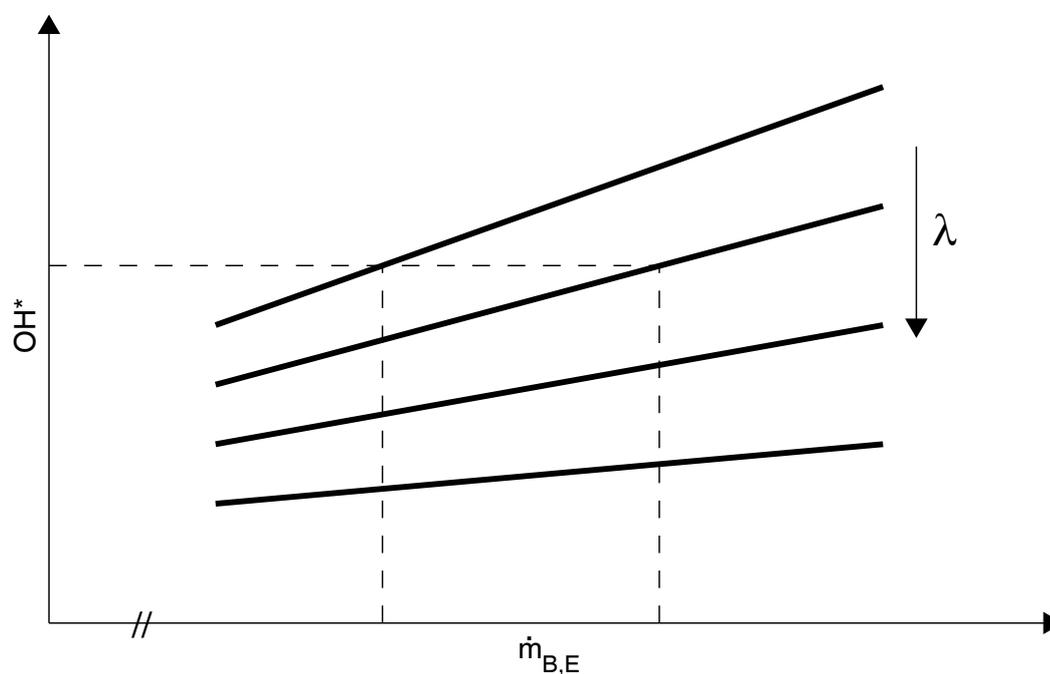


Abbildung 16: Qualitative Darstellung der Abhängigkeit der OH^* -Strahlungsintensität von Brennstoffumsatz und magerer Gemischzusammensetzung

Basierend auf diesen Untersuchungen zeigt Abbildung 16 qualitativ den Einfluss von Brennstoffumsatz und Gemischzusammensetzung auf die OH^* -Chemilumineszenz für magere Mischungen. Im Bereich magerer Gemische ($\lambda > 1$) kann der Zusammenhang zwischen Brennstoffumsatz und Strahlungsintensität für feste Gemischzusammensetzungen λ linear angenähert werden, wobei mit stei-

gendem Luftüberschuss sowohl die Steigung als auch das absolute Strahlungsniveau abnehmen. In adiabaten, ideal vorgemischten Systemen mit konstanter Gemischzusammensetzung kann demnach eine thermische Leistungsschwankung der Flamme eindeutig durch die gemessene OH^* -Strahlungsintensität nachgewiesen werden. Wie später gezeigt wird, können sich in technisch vorgemischten Systemen der effektive Brennstoffmassenstrom und die Gemischzusammensetzung unabhängig voneinander ändern, wodurch eine eindeutige Zuordnung der thermischen Leistungsschwankung nur auf Basis der Strahlungsintensität nicht möglich ist (siehe gestrichelte Linien in Abbildung 16). Auch führt eine geringe Mischungsgüte zu örtlichen Gemischzusammensetzungsschwankungen (z.B. Strähnenbildung, radiale Brennstoffverteilung), die eine weitere Unsicherheit bei der Interpretation der OH^* -Strahlungsintensität bedingt. Mangels sinnvoller Alternativen wird trotz dieser Unzulänglichkeiten die OH^* -Chemilumineszenz allgemein als Repräsentant für die Wärme-freisetzung der Flamme genutzt.

Auch das hier untersuchte System ist technisch vorgemischt und durch die modulierte Sekundärbrennstoffzugabe wird zudem die Gemischzusammensetzung deutlich beeinflusst. Eine quantitative Interpretation der OH^* -Strahlungsintensität ist damit mit einer großen Unsicherheit verbunden, weshalb in dieser Arbeit darauf verzichtet wird. Dies stellt keine große Einschränkung dar, weil nur die transienten Vorgänge untersucht wurden und damit die örtliche und zeitliche Leistungsfluktuationen relevant sind, die qualitativ aus der OH^* -Strahlung entnommen werden können, wie in Kapitel 4.1 gezeigt werden wird. Es wird angenommen, dass eine Schwankung der OH^* -Strahlungsintensität proportional zur Leistungsschwankung der Flamme ist. Die sehr kurze Lebensdauer des OH -Radikals von unter $600ns$ [5] ermöglicht eine sehr hohe zeitliche Auflösung der Flammendynamik.

3.5.2 Orts- und zeitaufgelöste Leistungsfreisetzung der Flamme

Die Leistungsfreisetzung der Flamme wird, wie bereits in Kapitel 2.2 angesprochen, mit zwei Messtechniken erfasst: Ein Photomultiplier (PMT) detektiert räumlich integriert die gesamte Leistungsfreisetzung der Flamme und eine bildverstärkte Hochgeschwindigkeitskamera zeichnet die zweidimensionale Leistungsverteilung auf. Beide Messtechniken werden mit einem schmalbandigen optischen Filter (UG11) betrieben, um nur die OH^* -Strahlung zu detektieren.

Die Zeitreihe des PMT-Signales wird parallel zu den Mikrophonsignalen aufgezeichnet (siehe Kapitel 2.2), wodurch ein zeitlicher Bezug zwischen der Systemakustik und der integralen Leistungsfreisetzung der Flamme ableitbar ist. Durch die Transformation dieser Zeitreihen in den Frequenzbereich unter Anwendung der Fast-Fourier-Transformation (FFT) sind auch die Phasenbezüge dieser Messsignale eindeutig bestimmt.

Die zeitliche Bildfolge der Hochgeschwindigkeitskamera wurde mit einem zweiten Rechnersystem aufgezeichnet und hat deshalb keinen eindeutigen zeitlichen Bezug zu den übrigen Messsignalen. Es wurde allerdings sichergestellt, dass die Kameraaufzeichnung während der etwas längeren Aufzeichnungphase der Mikrophon- und PMT-Signale durchgeführt wurde. Die Grauwerte der einzelnen Bilder wurden summiert und die entstehende Zeitreihe wurde mit den PMT-Messwerten korreliert. Dadurch konnte ein eindeutiger zeitlicher Bezug zwischen den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und den PMT-Signalen und damit auch mit der Akustik im System hergestellt werden [15].

Ein Überblick über die angewendeten Auswertemethoden der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigt Abbildung 17. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Methoden ist in [15] zu finden. Bei rotationssymmetrischen Flammen wird bei allen gemittelten Bildern nur noch die obere Flammenhälfte dargestellt. Die Graustufenskala wur-

de durch eine Farbskala ersetzt, um die Effekte besser visualisieren zu können.

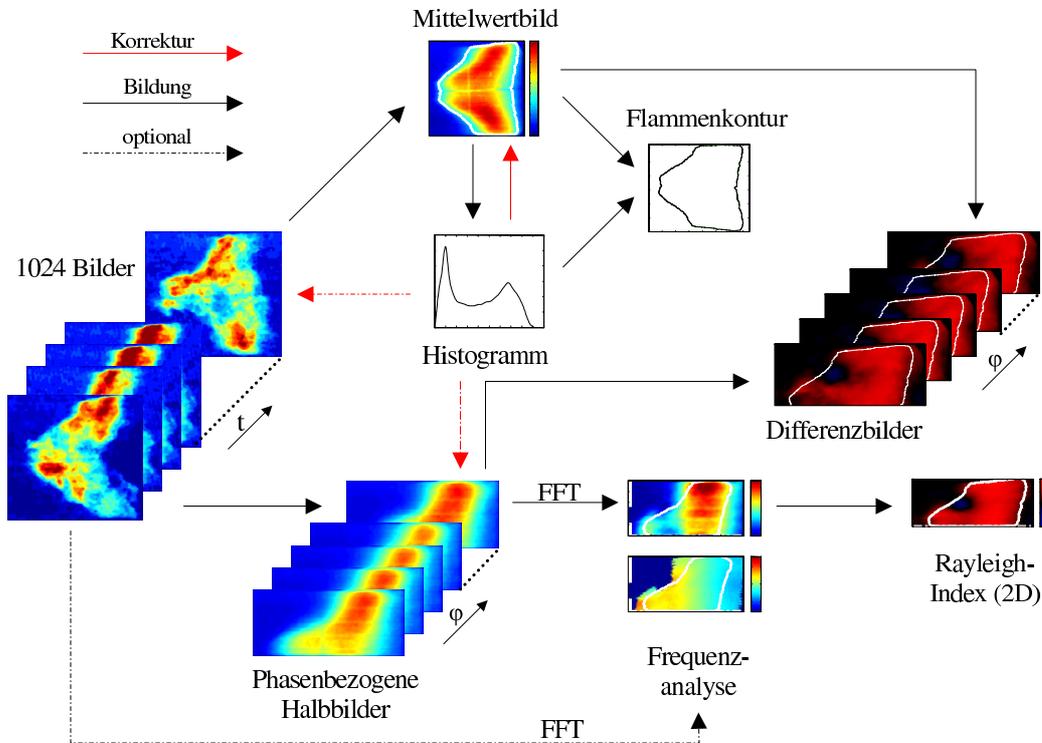


Abbildung 17: Auswertemethoden der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (aus [15])

Aus den Bilderserien wurde durch zeitliche Mittelung über jeden Bildpunkt ein Mittelwertbild erzeugt. Das Histogramm dieses Mittelwertbildes zeigt eine bimodale Verteilung, d.h. die Häufigkeitsverteilung der aufgezeichneten Grauwerte weist zwei klar getrennte lokale Maxima auf [25]. Das erste lokale Maximum entspricht den dunkleren Grauwerten des Bildhintergrundes, wie z.B. die Randbereiche um das Brennkammerfenster und die sichtbare Brennkammerwand. Unterschiedliche Empfindlichkeiten der Kamera durch geänderte Einstellungen oder Erwärmung der Kamera führen zu einer Verschiebung dieser Grauwertverteilung, weshalb dieses erste lokale Maximum für die Intensitätskorrektur herangezogen wurde. Das zweite lokale Maximum im Histogramm stellt die hellen Grauwerte der Flamme dar. Als Schwellwert für die Flammenkontur wurde das

Minimum zwischen beiden Maxima gewählt und wird meist zur Orientierung als geschlossener, weißer Kurvenzug in die Darstellungen aufgenommen [15].

Zur phänomenologischen Beschreibung der Flammendynamik über eine Periode wurden so genannte Phasenbilder erzeugt. Dabei werden Einzelbilder, die bei diskreten Phasenwinkeln aufgezeichnet wurden, zu einem Phasenbild gemittelt. In einer Serie von Phasenbildern werden dann periodische Vorgänge der Flammendynamik deutlich. Typischerweise wurden diese Phasenbilder mit ICCD-Kameras (*Intensified Charge Coupled Device*) aufgezeichnet, indem über ein Messsignal zu einem definierten Phasenwinkel jeweils ein Einzelbild aufgezeichnet wurde [6, 12, 27, 29, 31, 32, 33, 34, 45, 46]. Aufgrund der längeren Speicherzeit der Kameras wird das nächste Einzelbild erst einige Perioden später aufgezeichnet. Unter Berücksichtigung der Mittelung von meist 40 – 100 Einzelbildern für einen Phasenwinkel und einer Auflösung von meist 8 bis 12 Phasenwinkel ergibt sich eine sehr lange Gesamtaufnahmezeit, in der das Systemverhalten konstant gehalten werden muss.

Um diese Aufnahmezeiten zu reduzieren, wurde eine Methode zur Bildung von Phasenbildern aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entwickelt. In einer Folge von 1024 Bildern gibt es eine frequenzabhängige Anzahl von Bildern, die im gleichen Phasenwinkel aufgezeichnet wurden. Diese Bilder wurden zu einem Phasenbild gemittelt. Aufgrund der festen Bildaufnahmezeit nimmt die mögliche Phasenwinkelauflösung mit sinkender Frequenz zu, die Anzahl der gemittelten Bilder dagegen ab. Die Vorteile dieser Methode liegen in der kurzen Gesamtaufnahmezeit, dem damit verbundenen quasi-stationären Zustand des Systems während der Aufnahmezeit und der direkten Zuordnung zur parallel aufgezeichneten Akustik im System.

Die Flammendynamik, d.h. der fluktuierende Anteil der Flamme, wird deutlicher darstellbar, wenn man die Differenz zwischen den Phasenbildern und dem Mittelwertbild bildet. Diese Differenzbilder zeigen damit Bereiche höherer und geringerer Leistungsfreisetzung in

Bezug zum Mittelwertbild.

Um die axiale Strahlungsverteilung zu bestimmen, werden die Grauwerte der einzelnen Phasenbilder radial, d.h. über die Bildhöhe gemittelt. Für jeden Phasenwinkel ergibt sich dadurch eine Linie der axialen Strahlungsverteilung (siehe Abbildungen 52). Die radiale Mittelung der Grauwerte der Differenzbilder ergibt eine axiale Verteilung der Strahlungsschwankung um den Mittelwert (siehe Abbildung 53). Deren Hüllkurve stellt die minimalen und maximalen Strahlungsschwankungen an der jeweiligen axialen Position dar (siehe Abbildung 56).

Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermöglichen eine weitere Auswertemethode, die Fast-Fourier-Transformation über die Zeitreihen der einzelnen Bildpunkte. Die Transformation der Bildfolgen in den Frequenzraum gibt einen tiefen Einblick in die Flammendynamik, da die Schwingungsamplituden und die zugehörigen Phasen lokal aufgelöst bestimmt werden. Um die zeitaufwendige orts aufgelöste Bestimmung der FFT aus den Bildfolgen zu umgehen, wurde die FFT meist aus den Phasenbildern berechnet. Dies ist möglich, wenn die Schwingung bei einer Frequenz deutlich dominiert. In [15] wurde gezeigt, dass dies in den Experimenten der Fall war.

Der zweidimensionale Rayleigh-Index, als Maß für die dämpfende oder anregende Wirkung der fluktuierenden Leistungsfreisetzung im akustischen Feld (siehe Kapitel 1.1), lässt sich effizient aus dem Realteil des Produktes aus der komplex konjugierten Schwingungsamplitude der Leistungsschwankung und dem komplexen Schalldruck in der Brennkammer bilden [15].

4 Auswirkungen von Luftmassenstromschwankungen bei konstanter Brennstoffzugabe

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen von Luftmassenstromschwankungen auf die Flammendynamik bei konstanter Brennstoffzugabe untersucht. Zuerst wird das Systemverhalten und die Flammendynamik im selbsterregten Zustand betrachtet. Zur Erweiterung des Systemverständnisses werden die Untersuchungen auf luftseitige Anregungen in einem breiteren Frequenzbereich ausgedehnt. Hierbei ist die zentrale Fragestellung, ob der selbsterregte Zustand phänomenologisch durch luftseitige Fremderregung bei verschiedenen Frequenzen reproduziert werden kann.

Eine Wellenfeldanalyse mit einem Netzwerkmodell des gesamten Versuchsstandes ergibt longitudinale Eigenfrequenzen von 47Hz , 187Hz und 239Hz [23]. Das stationäre Temperaturprofil über die Flamme wurde dabei über die axiale Intensitätsverteilung des Mittelwertbildes der OH^* -Chemilumineszenz abgeschätzt. Die Wellenfeldanalyse zeigt, dass sowohl die 187Hz als auch die 239Hz -Schwingung jeweils ein Druckmaximum im Bereich der Flamme haben und damit thermoakustisch anregbar sind. Die Messwerte bestätigen dies, wobei Druckamplituden von bis zu $168\text{dB}(A)$ bei Frequenzen um 194Hz in der Brennkammer erreicht werden. Im Frequenzbereich um 235Hz können ebenfalls selbsterregte Schwingungen erzeugt werden, wenn sich die Flamme durch konstante Sekundärbrennstoffzugabe über die Lanze kompakter am Brenneraustritt stabilisiert. Im Weiteren wird auf die selbsterregte Schwingung um 235Hz nicht mehr Bezug genommen, da aufgrund der Pilotierung eine geänderte Flammenstabilisierung vorliegt.

Die Untersuchungen erfolgten bei selbsterregten Verbrennungsschwingungen (Kapitel 4.1) und bei stabilen Betriebszuständen mit luftseitiger Fremderregung (Kapitel 4.2). In allen Experimenten betrug der Luftmassenstrom $\dot{m}_{L,M} = 250\text{g/s}$ mit einer Lufttempera-

tur von $523K$. Selbsterregte Verbrennungsschwingungen um $194Hz$ erreichten sehr hohe Schwingungsamplituden für Brennstoffmassenströme von $\dot{m}_{B,M} > 8,5g/s$. Im Bereich von $\dot{m}_{B,M} \leq 8,5g/s$ sind keine ausgeprägten thermoakustischen Schwingungen vorhanden.

4.1 Selbsterregung

In den diskutierten Fällen wurde der Versuchsstand mit $250g/s$ vorgewärmter Verbrennungsluft und einem konstantem Brennstoffmassenstrom von ca. $8,6g/s$ betrieben. Die Vermessung der selbsterregten Zustände wurde ausnahmslos im jeweiligen Grenzyklus (*limit cycle*) durchgeführt, in dem sich dämpfende und anregende Mechanismen im Gleichgewicht halten und damit ein weiteres Anwachsen der Schwingungsamplituden nicht möglich ist.

Aus den Messdaten der Mikrophone im Plenum und in der Brennkammer kann das Wellenfeld in der Versuchsanlage rekonstruiert werden (siehe Kapitel 3.2). In den selbsterregten Fällen um $194Hz$ ändern sich die Phasen im Plenum kontinuierlich, was darauf hinweist, dass die stromauf laufende Welle p'_- stärker als die am Plenumsbeginn reflektierte stromab laufende Welle p'_+ ist (siehe Kapitel 3.1). Die von der Flamme erzeugte und gegen die Strömung transportierte akustische Energie wird damit im System stromauf der Flamme teilweise absorbiert. In der Brennkammer stromab der Flamme zeigen sich nahezu konstante Phasenverläufe, was auf stehende Wellen schließen lässt. Das offene Ende der Brennkammer führt damit nicht zu einem Verlust akustischer Energie.

Unter der Voraussetzung einer steifen Hauptbrennstoffeindüsung im Schlitz kann die Gemischbildung berechnet werden (siehe Kapitel 3.4). Die Gemischzusammensetzungsschwankung ergibt sich hier aus dem fluktuierenden Luftmassenstrom basierend auf der Schnellschwankung im Schlitz, da der Brennstoffmassenstrom konstant ist.

Die prozentualen Schwankungen um ihre Mittelwerte werden für die Strahlungsintensität OH^{*} , die Gemischzusammensetzung λ'_E ,

die Schnelle u'_E und die resultierende Brennstoffmassenstromschwankung über den Brenneraustritt $\dot{m}'_{B,E}$ bei verschiedenen selbsterregten Frequenzen in Abbildung 18 dargestellt. Die gezeigten Datenpunkte entsprechen den maximalen Amplituden der Frequenzanalysen (FFT) aus den Zeitreihen von vier Experimenten mit ausgeprägten selbsterregten Verbrennungsschwingungen, dividiert durch die jeweiligen Mittelwerte.

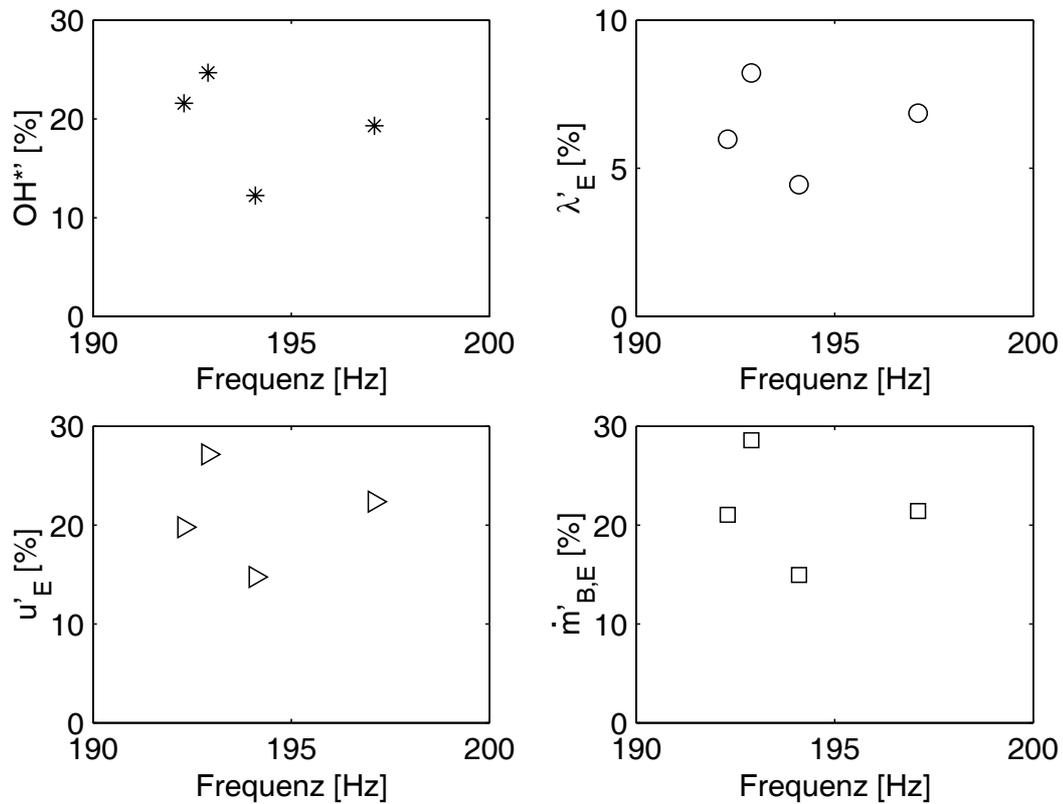


Abbildung 18: Selbsterregung - prozentuale Schwankungen der Strahlungsintensität OH^* , der Gemischzusammensetzung λ'_E , der Schnelle u'_E und des resultierenden Brennstoffmassenstroms über dem Brenneraustritt $\dot{m}'_{B,E}$

Alle Schwankungsgrößen zeigen den gleichen Trend, da es sich um ein rückgekoppeltes System handelt. Bei Frequenzen mit einer hohen Schwankung der Gemischzusammensetzung λ'_E und einer ho-

hen Schnelleschwankung am Brenneraustritt u'_E ist auch eine hohe Brennstoffmassenstromschwankung $\dot{m}'_{B,E}$ sowie eine hohe Fluktuation der Strahlungsintensität zu erkennen. Die Schwankungsamplituden der Strahlungsintensität OH^* erreichen Werte bis zu 25%, die der Schnelle und des Brennstoffmassenstromes bis zu 30%. Die Gemischzusammensetzung am Brenneraustritt λ'_E schwingt mit bis zu 8% um ihren Mittelwert.

In Abbildung 19 sind die Phasendifferenzen zwischen dem Brennkammerdruck p'_{Bk} und der Strahlungsfluktuation OH^* der Flamme über die Frequenzen aufgetragen. Wird die Intensität der OH^* -Chemilumineszenz als Maß für die thermische Leistungsfreisetzung gewertet, so stellt diese Phasendifferenz den eindimensionalen Rayleigh-Index für harmonische Schwingungen dar (siehe Kapitel 1.1 und 3.5). Für Phasendifferenzen im Bereich von $0 \pm \pi/2$ (grauer Bereich in Abbildung 19) existiert eine verstärkende thermoakustische Rückkopplung.

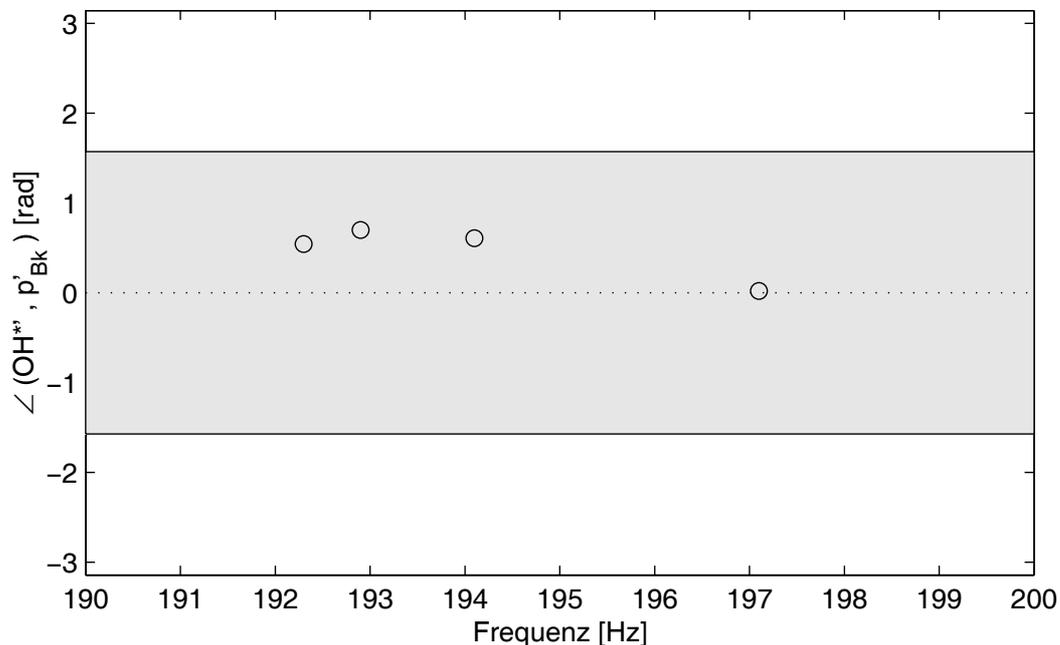


Abbildung 19: Selbsterregung - anregende (grau) und dämpfende Bereiche nach Rayleigh's Kriterium

Für alle untersuchten selbsterregten Fälle ist eine positive Rückkopplung über das Rayleigh-Kriterium und damit die Voraussetzung zur Anregung von Verbrennungsschwingungen erwartungsgemäß gegeben. Das Rayleigh-Kriterium beschreibt als notwendiges Kriterium die thermoakustische Rückkopplung, liefert aber keine Informationen über die Schwingungsamplituden im Grenzzyklus.

Der Zusammenhang zwischen den prozentualen Schwankungsamplituden von Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ und Strahlungsintensität OH^{*} ist in Abbildung 20 dargestellt. Es wurden weitere Messwerte im Frequenzbereich von 186Hz bis 192Hz mit sehr geringen selbsterregten Schwingungsamplituden aufgenommen, um den linearen Zusammenhang zu demonstrieren.

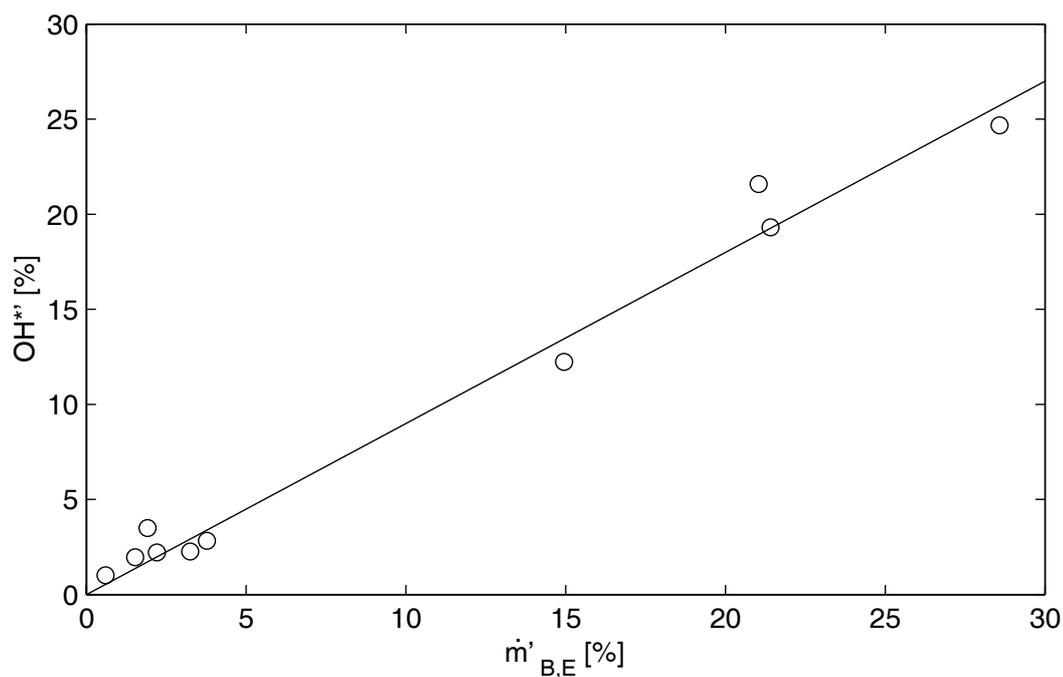


Abbildung 20: Selbsterregung - Zusammenhang der prozentualen Schwankungsamplituden von Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ und Strahlungsintensität OH^{*}

Die Fluktuationen des Brennstoffmassenstromes $\dot{m}'_{B,E}$ und der Strahlungsintensität OH^{*} sind im Grenzzyklus linear abhängig. Dies

bestätigt für die selbsterregten Verbrennungsschwingungen die in Kapitel 3.5.1 getroffene Annahme der proportionalen Abhängigkeit dieser beiden Größen.

Die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gibt einen detaillierten Einblick in die Flammendynamik der eingeschlossenen Drallflamme bei Selbsterregung. In Abbildung 21 ist das entabelte Mittelwertbild der OH^* -Strahlungsintensitätsverteilung der selbsterregten Flamme bei $192,3\text{Hz}$ dargestellt. Die Entabelung führt ein Bild einer rotationssymmetrischen Flamme auf die Darstellung der Flamme in einer Schnittebene durch die Rotationsachse zurück. In der Abbildung ist, wie in allen weiteren Darstellungen der Flammendynamik, die Mittelachse strichpunktiert eingezeichnet. Die Brennkammerstirnwand und der Lanzenkopf sind durch vertikale, weiße Balken am linken Bildrand markiert. Durch eine optische Verzerrung im Messaufbau erscheinen die horizontalen Flammenbegrenzungen gekrümmt. Die Strömungsrichtung ist von links nach rechts und die Farbwerte nehmen mit steigender Strahlungsintensität von blau nach rot zu.

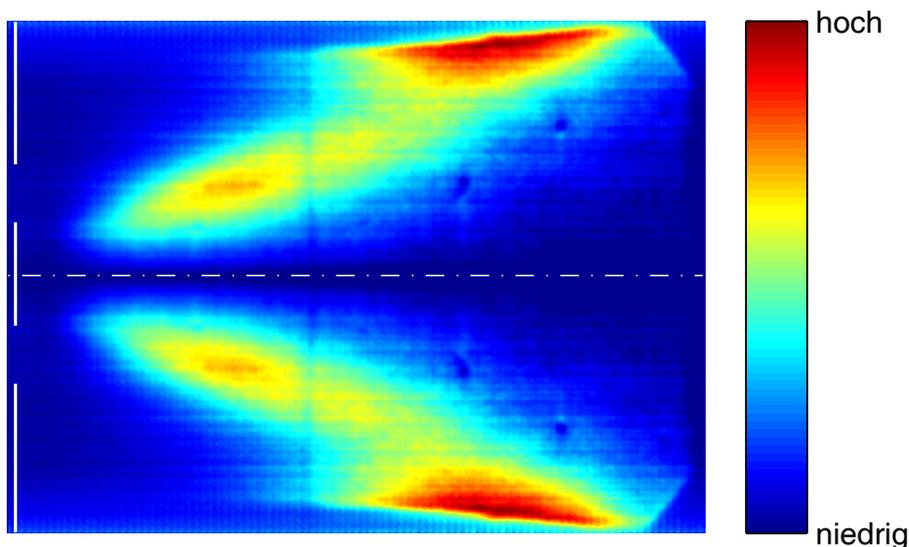


Abbildung 21: Selbsterregung - entabeltes Mittelwertbild der OH^* -Strahlungsintensitätsverteilung bei einer $192,3\text{Hz}$ Schwingung

Wie in Abbildung 21 ersichtlich, brennt die Flamme in der für Drallströmungen typischen Scherschicht zwischen dem in die Brennkammer eintretenden Gemischstrom und dem inneren Rezirkulationsgebiet. Die Flammenform ist dadurch konisch.

Abbildung 22 zeigt die phasenaufgelösten Differenzbilder über eine Periode. Der Phasenwinkel 0° wird der maximalen $OH^{*'} -$ Strahlungsintensität zugeordnet. Die Farbwerte stellen die Differenz der Strahlungsintensität zum lokalen Mittelwert dar, d.h. in blauen Bereichen liegen die momentanen Strahlungsintensitäten unter und in roten Bereichen über dem lokalen Mittelwert über alle Phasen. Zusätzlich sind die harmonisch angenäherten Verläufe der prozentualen Fluktuationen der Strahlungsintensität $OH^{*'}$, der Schnelle am Brenneraustritt u'_E , des Brennstoffaustrittsstroms $\dot{m}'_{B,E}$ und der Gemischzusammensetzung λ'_E über eine Periode unterhalb der Differenzbilder dargestellt.

Die periodisch fluktuierenden Zonen sind deutlich zu sehen. Am Strahlungsmaximum (Phasenwinkel 0°) existiert ein vom Längsdurchmesser ausgehendes Gebiet mit Leistungsüberschuss in der inneren Scherschicht. Mit fortschreitender Phase nimmt die Strahlungsintensität in der brennernahen, inneren Rezirkulationszone deutlich ab. Bei 30° ist das Minimum der Schnelle am Brenneraustritt erreicht. Mit steigender Schnelle u'_E wird die ringförmige Zone mit gleichem Leistungsüberschuss stromab transportiert und verliert leicht an Intensität. Damit vermindert sich im lanzennahen Bereich der inneren Scherschicht und gleichzeitig auch in der brennernahen, inneren Rezirkulationszone die Strahlungsintensität deutlich. Ab einem Phasenwinkel von 120° erreicht die Schnelle positive Werte und mehr Frischgemisch wird der Brennkammer zugeführt. Sofort nimmt in der inneren Rezirkulationszone die Strahlungsintensität in Strömungsrichtung zu.

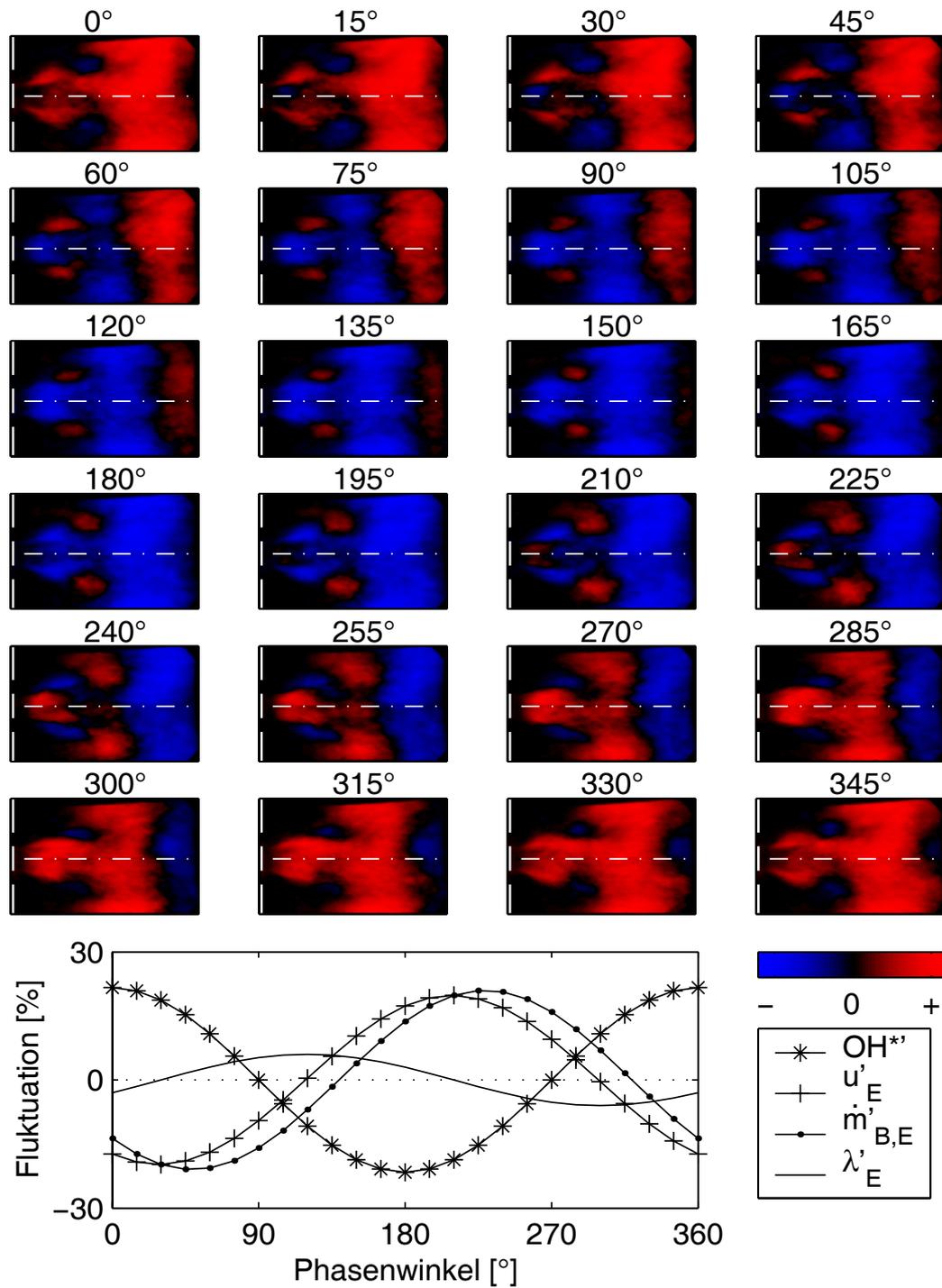


Abbildung 22: Selbsterregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 192,3 Hz Schwingung

Im Phasenbereich ab dem Schnellmaximum u'_E (210°) verbreitert sich der Flammenkern in der brennernen, inneren Rezirkulationszone stetig. Dies beruht vermutlich auf einer Vergrößerung der Rezirkulationszone in Folge der wieder abnehmenden, axialen Brenneraustrittsströmung u'_E und der damit steigenden Drallzahl. Die äußere ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss wandert indessen verlangsamt weiter stromab und erweitert sich stark radial. Die Intensität nimmt dabei stark zu. Dies ist ebenfalls auf die Erhöhung der Drallzahl zurückzuführen, resultierend aus dem gleich bleibenden Drehimpuls und dem verringerten Axialimpuls. Im wandnahen Bereich wandert die Flamme zudem stromauf. Ab ca. 300° verringert sich die Strahlungsintensität in der inneren Rezirkulationszone nahe dem Lanzenkopf. Das lanzennahe Gebiet mit Leistungsüberschuss formiert sich wieder zu einem Ring und erweitert stetig den Radius. Erst ab ca. 30° und damit mit wieder steigender Brenneraustrittsgeschwindigkeit bewegt sich der Ring deutlich stromab.

Abbildung 23 zeigt den zeitlichen Verlauf der Strahlungsintensitäten an drei Schnittebenen. Die Schnittebene 1 zeigt deutlich die Ausbreitung der ringförmigen Zone mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung radial nach außen. Eine Phasendifferenz zwischen den Strahlungsintensitätsschwankungen auf der Rotationsachse und auf dem äußeren Radius der Flamme ist zu sehen. Am Verlauf in der Ebene 2 ist diese Phasendifferenz zwischen dem zentralen Flammenkern und dem äußeren Ring mit Leistungsüberschuss noch zu erkennen, während am Flammenende (Ebene 3) die Intensitätsfluktuationen über dem Radius nahezu gleichförmig verlaufen. Entlang der Flamme nimmt damit diese Phasendifferenz kontinuierlich ab. In den Ebenen 1 und 3 sind die Amplituden der Strahlungsintensitätsschwankungen höher im Vergleich zur Ebene 2.

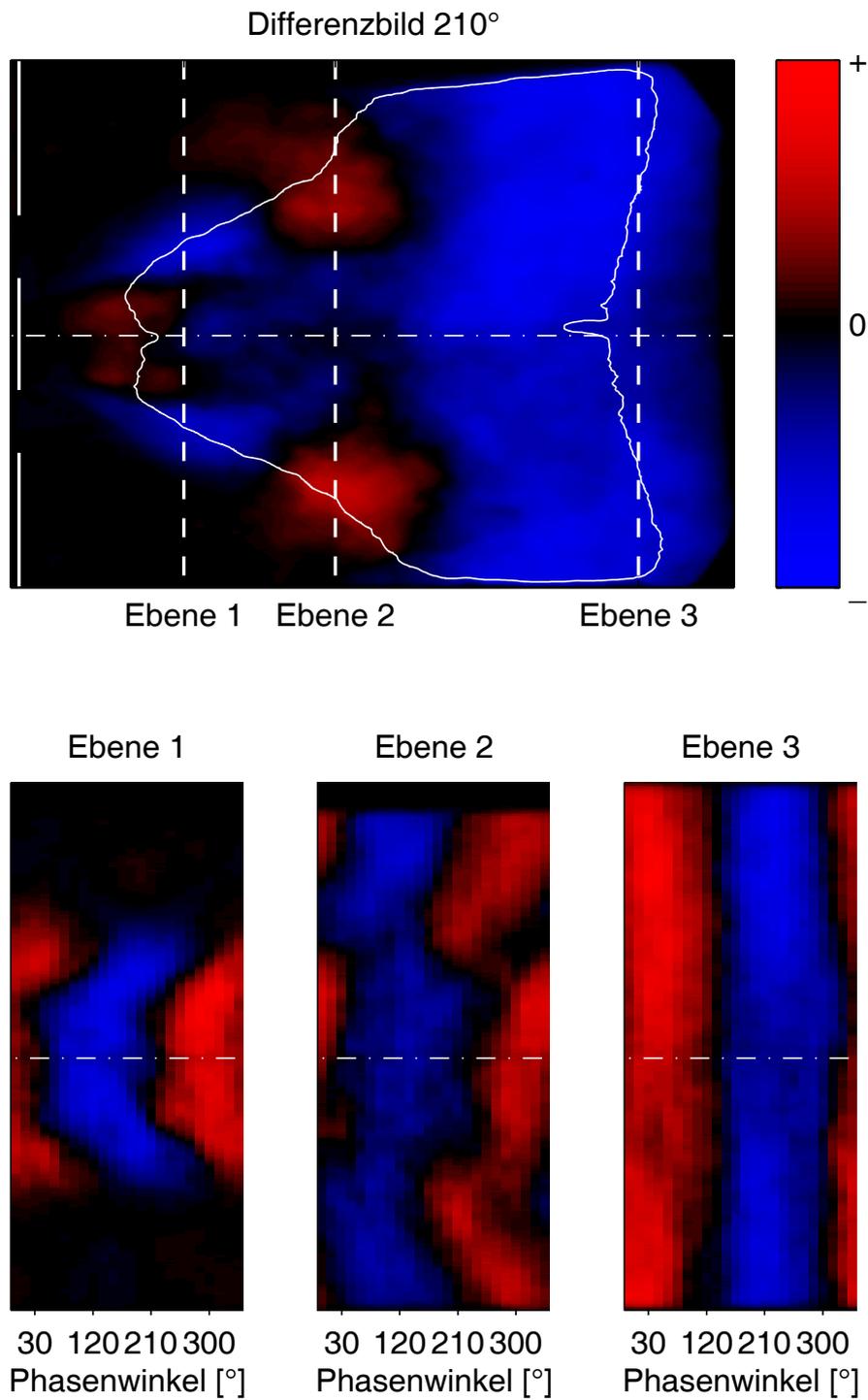


Abbildung 23: Selbsterregung - Differenzbild 210° mit Phasenverläufen an drei Schnittebenen

Anhand der in Abbildung 24 dargestellten Ergebnisse der Frequenzanalyse bei $192,3\text{Hz}$ können diese Ergebnisse präzisiert werden. Die Amplitudenverteilung zeigt ausgedehnte Zonen mit hohen Schwingungsamplituden im lanzennahen Bereich und in der brennerfernen Flammenhälfte. Letztere stellt volumetrisch den größeren Anteil der Strahlungsschwankung. Ein Torus mit geringen Amplituden trennt die beiden Bereiche.

Der Phasenwinkel 0rad ist auch hier auf das Maximum der integralen Strahlungsintensität bezogen. Das Phasenbild zeigt im lanzennahen Bereich eine Phasenverschiebung zwischen der Strahlungsschwankung an der Rotationsachse und an der konischen Flammenaußenkontur, wie auch anhand des Verlaufes in der Ebene 1 in Abbildung 23 angesprochen wurde. Entlang der Flamme wird diese radiale Phasendifferenz ausgeglichen, so dass in der stromabwärtigen Flammenhälfte keine deutliche Phasendrehung über den Radius erkennbar ist. Ein Vergleich der Amplitudenverteilung mit dem Phasenbild zeigt, dass die Zonen mit hohen Intensitätsschwankungen annähernd gleichphasig schwingen.

Nach Rayleigh's Kriterium gibt es Phasenlagen zwischen der örtlichen Wärmefreisetzungsfluktuation und der Druckschwungung, welche dämpfend oder anregend auf die Verbrennungsinstabilität wirken können (siehe Kapitel 1.1). Nach diesem Kriterium zeigen sich in Abbildung 25 folgende dämpfende bzw. anregende Bereiche bei der selbsterregten $192,3\text{Hz}$ Schwingung. Vereinfachend wurde für die Berechnung des zweidimensionalen Rayleigh-Indexes ein konstanter Druck im gesamten Flammenbereich angenommen. Tatsächlich beträgt die Phasendifferenz der Druckschwungung zwischen Brenneraustritt und dem ersten Mikrophon in der Brennkammer in diesem Fall $0,19\text{rad}$.

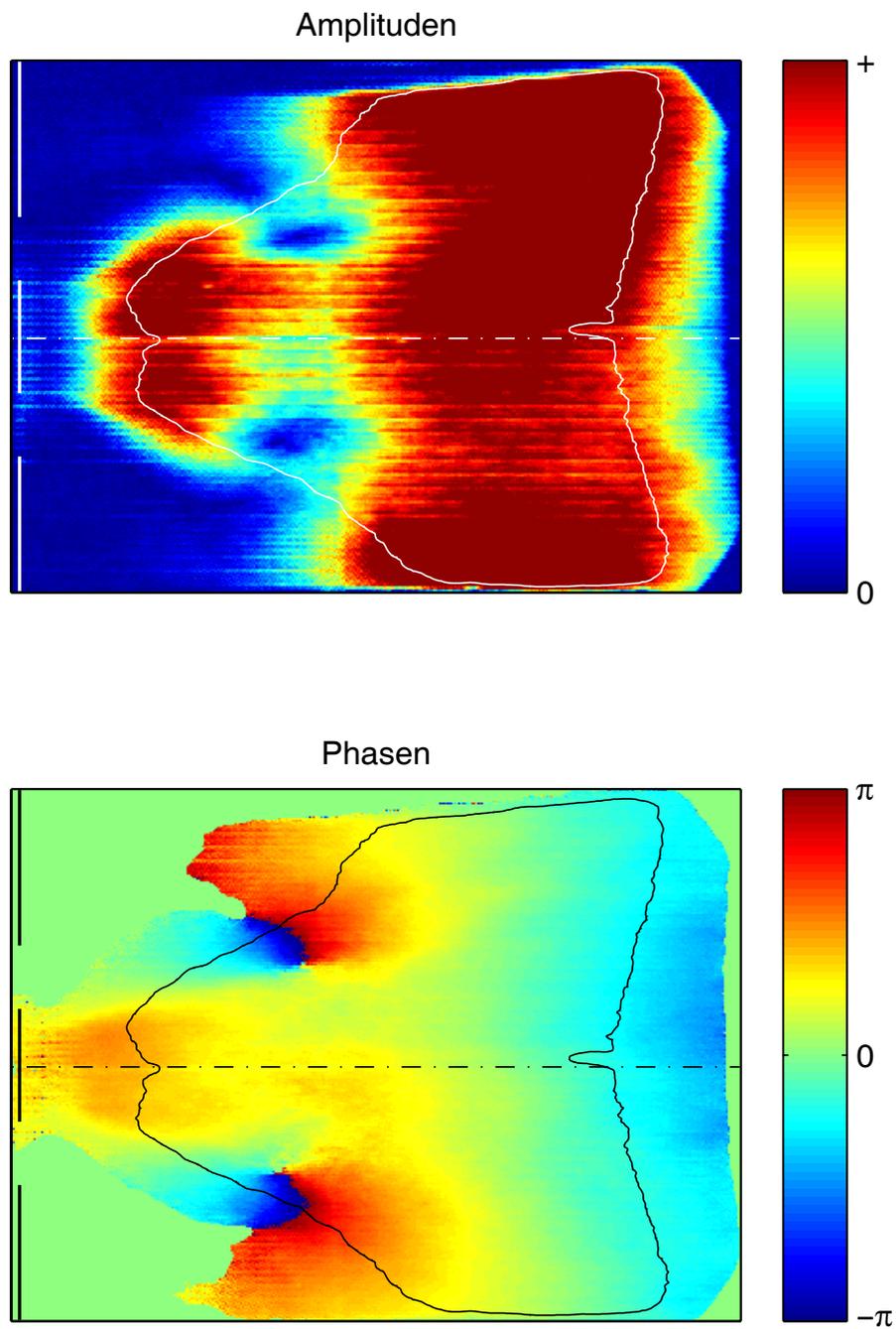


Abbildung 24: Selbsterregung - Frequenzanalyse einer 192,3 Hz Schwingung in Amplitude und Phase

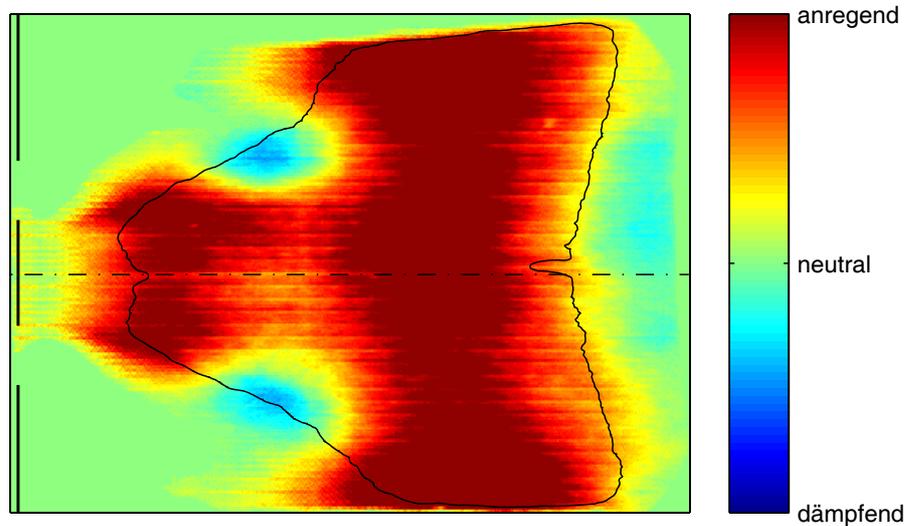


Abbildung 25: Selbsterregung - 2D-Rayleigh-Index für die 192,3 Hz Schwingung

Ein Vergleich mit der Amplitudenverteilung in Abbildung 24 zeigt, dass alle Bereiche mit hohen Amplituden auch thermoakustisch anregend wirken. Der torusförmige Bereich mit sehr geringen Leistungsschwankungen und das stromabseitige Ende der Flamme wirken gemäß dem Rayleigh-Kriterium dämpfend. Die anregenden Bereiche dominieren in diesem selbsterregten Zustand und sorgen für eine gute thermoakustische Rückkopplung im Verbrennungssystem.

Die selbsterregten Verbrennungsschwingungen zeigen alle das gleiche Systemverhalten wie der dargestellte Fall bei 192,3 Hz. Für eine Bewertung der Auswirkungen von fluktuierenden Brennstoff- und Luftmassenströmen auf das Verhalten eines Verbrennungssystems reichen diese Experimente nicht aus, da keine ausreichend große Variation der Einflussfaktoren vorhanden ist und das System im Grenzyklus mit unbekanntem nicht-linearem Verhalten vermessen wurde. Im folgenden Abschnitt werden deshalb luftseitig fremderregte Schwingungen untersucht, um das Systemverhalten abseits thermoakustisch relevanter Frequenzen zu diskutieren und mit dem Verhalten selbsterregter Schwingungen zu vergleichen.

4.2 Luftseitige Fremderregung

Nach dem Sonderfall der selbsterregten Verbrennungsschwingung werden nun stabile Betriebszustände luftseitig mit einer Sirene harmonisch angeregt. Dies ermöglicht das Studium des Systemverhaltens bei verschiedenen Frequenzen ohne den Einfluss selbsterregter Verbrennungsschwingungen.

Es werden zwei Messreihen durchgeführt, in denen die Luft mit jeweils gleicher Anregungsamplitude bei 63Hz , 127Hz , 160Hz , 190Hz , 235Hz und 266Hz moduliert wird. Der Luftmassenstrom von 250g/s wird mit einer Temperatur von 523K der Anlage zugeführt und konstante Brennstoffmassenströme von $8,1\text{g/s}$ (leere Symbole) und $8,5\text{g/s}$ (ausgefüllte Symbole) werden im Brenner zugemischt.

Die Messungen wurden im jeweils quasi-stationären Zustand durchgeführt, in dem die luftseitige Anregung zu einer periodischen Störung des Gleichgewichtes im linearen Bereich des Systemverhaltens führt. Die Auswertungen betrachten jeweils nur die Anregungsfrequenz.

Wie im selbsterregten Fall werden aus den Messdaten die relevanten Größen abgeleitet. Auch hier ändern sich die Phasen im Plenum kontinuierlich und sind in der Brennkammer nahezu konstant. Die Hauptbrennstoffleitung ist wieder von den Schwingungen in der Anlage akustisch entkoppelt und der Brennstoffmassenstrom damit konstant. Die prozentualen Schwankungsamplituden der Wechselgrößen sind in Abbildung 26 dargestellt.

Auch hier zeigt sich ein einheitlicher Trend für alle Schwankungsgrößen im untersuchten Frequenzbereich. Abweichend hiervon sind nur die Schwingungsamplituden der Strahlungsintensität bei 160Hz , welche im Vergleich zu den anderen Schwankungsgrößen deutlich überhöht sind. Die Anregungen bei 190Hz und 235Hz liegen in der Nähe der Eigenfrequenzen der Versuchsanlage, weshalb die Systemantwort auf die harmonische Anregung erwartungsgemäß zunimmt. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass hier die luftseiti-

ge Anregungen durch thermoakustische Rückkopplungen unterstützt werden, die allerdings nicht selbsterhaltend sind, da sie nach Abschalten der luftseitigen Anregung schnell abklingen. Trotz unterschiedlicher Brennstoffmengen in den beiden Versuchsreihen ist das Systemverhalten sehr ähnlich und damit reproduzierbar.

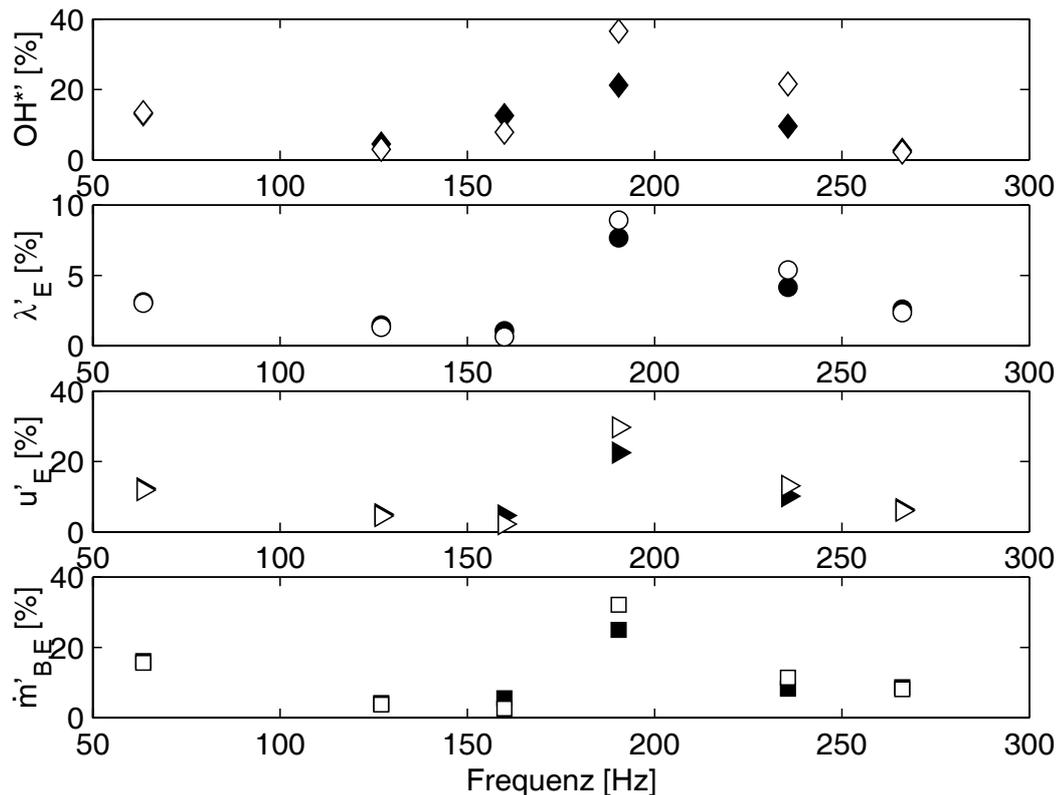


Abbildung 26: Luftseitige Fremderregung - prozentuale Schwankungen der Strahlungsintensität OH^* , der Gemischzusammensetzung λ'_E , der Schnelle u'_E und des resultierenden Brennstoffmassenstroms $\dot{m}'_{B,E}$

Ein Vergleich der Schwingungsamplituden bei verschiedenen Frequenzen gestaltet sich schwierig, da sich auch für konstante Anregungsamplituden bei verschiedenen Frequenzen aufgrund der Rohrakustik deutliche Unterschiede in Bezug auf Lage, Phase und Amplitude des resultierenden Wellenfeldes ergeben. Dementsprechend unterschiedlich ist die Gemischbildung in Phase und Amplitude.

In Abbildung 27 wird der fluktuierende Anteil der Strahlungsintensität $OH^{*'}$ zu relevanten Schwingungsgrößen in Bezug gesetzt. Die dabei erhaltenen Amplitudenverhältnisse zeigen ähnliche Trends: Die Verhältnisse bei 63Hz , 127Hz , 190Hz und bedingt auch 235Hz deuten auf lineare Abhängigkeiten zwischen der Strahlungsintensität und der entsprechenden Schwingungsgröße hin. Besonders deutlich ist dies am Amplitudenverhältnis zwischen Strahlungsintensität $OH^{*'}$ und Brennstoffmassenstromschwankung $\dot{m}'_{B,E}$ zu sehen. Auffällig sind die Frequenzen 160Hz und 266Hz mit ihren deutlich über- bzw. unterproportionalen integralen Flammenantworten.

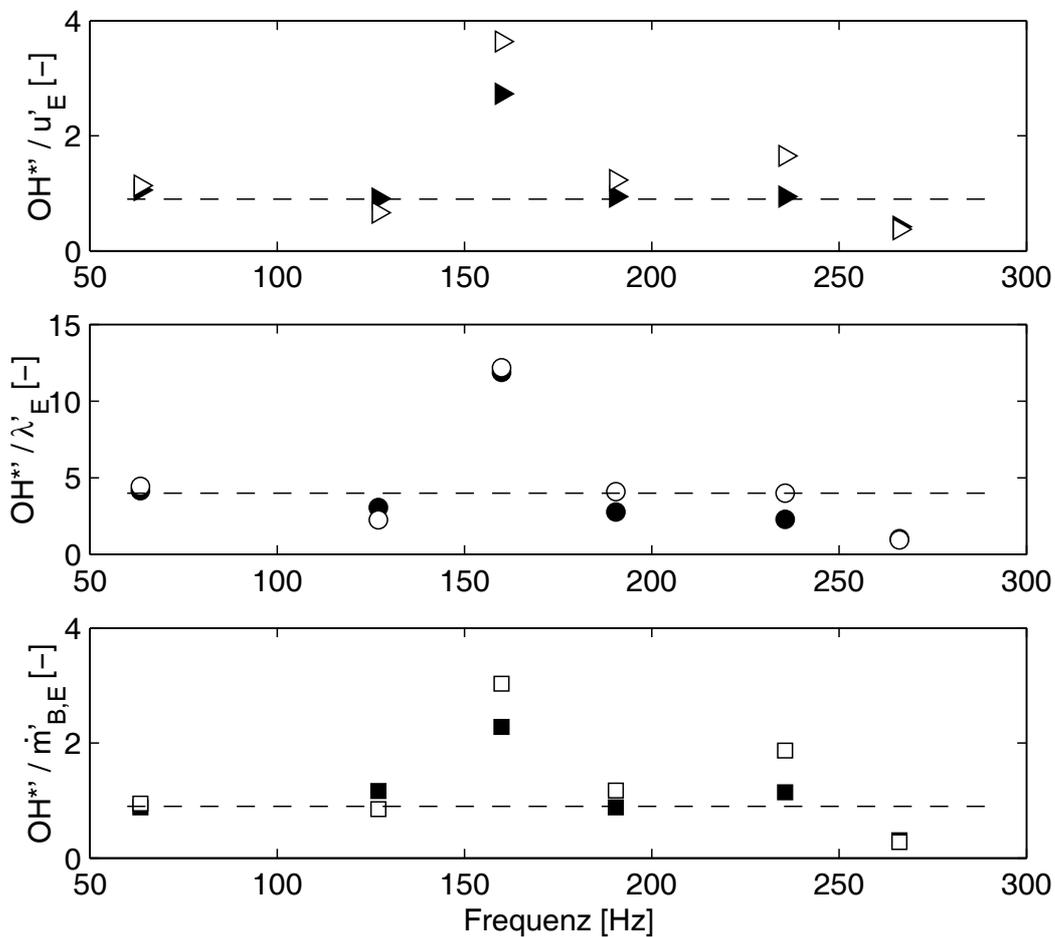


Abbildung 27: Luftseitige Fremderregung - Verhältnisse der Strahlungsintensitätsschwankung $OH^{*'}$ zu den Schwingungsamplituden von u'_E , λ'_E und $\dot{m}'_{B,E}$

Die Untersuchung der zweidimensionalen Flammendynamik erfolgt analog zur Auswertung im selbsterregten Fall. In Abbildung 28 sind die phasenaufgelösten Differenzbilder über eine Periode bei einer mit 63Hz luftseitig fremderregten Schwingung dargestellt. Der Phasenwinkel 0° wird der maximalen $OH^{*'}-Strahlungsintensität$ zugeordnet.

Auch hier ist, wie im Falle der selbsterregten Schwingung mit hohen Amplituden, der periodische Charakter ersichtlich. Die Strahlungsintensitätsschwankung ist über die gesamte Flamme annähernd gleichphasig. Im Außenbereich der Flamme überlagern helikale Flammenstrukturen die periodische Schwankung.

Zum Phasenwinkel 0° ist die $OH^{*'}-Strahlung$ von der Flammenmitte bis zum Flammenende maximal. Mit steigendem Phasenwinkel nimmt die Intensität leicht ab. Zudem zerfällt die relativ kompakte Strahlungszone in einzelne Bereiche. Bei ca. 45° ist das Minimum der Brenneraustrittsgeschwindigkeit u'_E erreicht. Mit steigender Schnelle u'_E bildet sich eine Zone mit Leistungsüberschuss in der brennernen Scherschicht und größere Zonen mit Leistungsüberschuss strömen stromab und verlieren dabei stark an Intensität. Ab ca. 135° liegt die Strahlungsintensität im Bereich des Flammenendes deutlich unter dem Mittelwert. Am Brenneraustritt bilden sich wechselweise ober- und unterhalb der Mittellinie periodisch strahlungsintensive Zonen, die entlang der Flammenkontur stromab wandern. Ab der maximalen Brenneraustrittsgeschwindigkeit (Phasenwinkel 225°) erscheint die Strahlungsverteilung wieder annähernd rotationssymmetrisch. Es bildet sich im lanzennahen Bereich eine strahlungsarme innere Rezirkulationszone, die mit weiter abnehmender Brenneraustrittsgeschwindigkeit stromab wandert. Dabei nimmt zuerst entlang der Mittellinie und später auch am Flammenende die Intensität stark zu. Ab ca. 315° steigt dann auch die Strahlungsintensität im Bereich der Flammenwurzel. Zum Strahlungsmaximum bei 0° bildet sich wieder eine strahlungsarme innere Rezirkulationszone im Brennernahbereich.

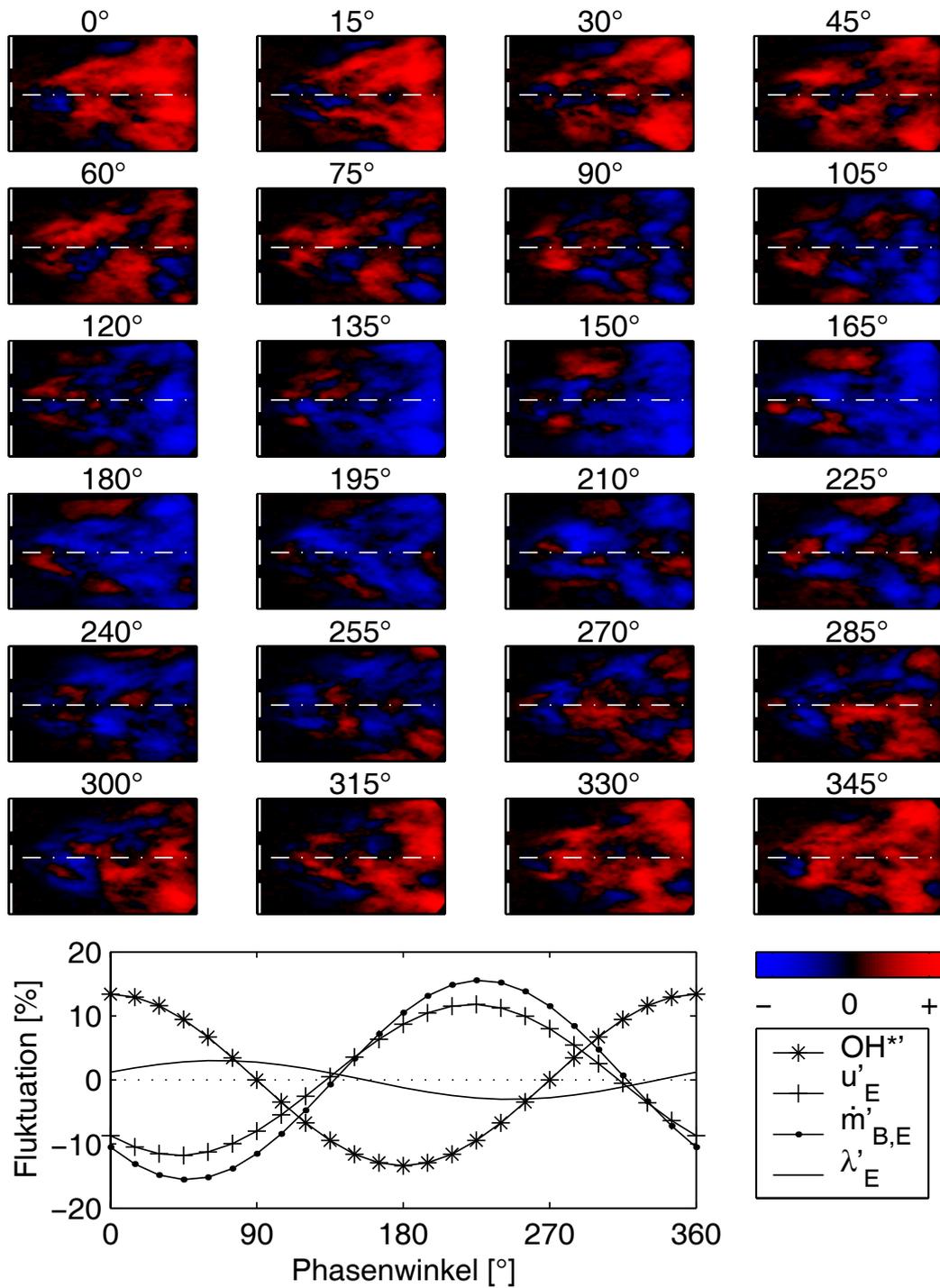


Abbildung 28: Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 63 Hz Schwingung

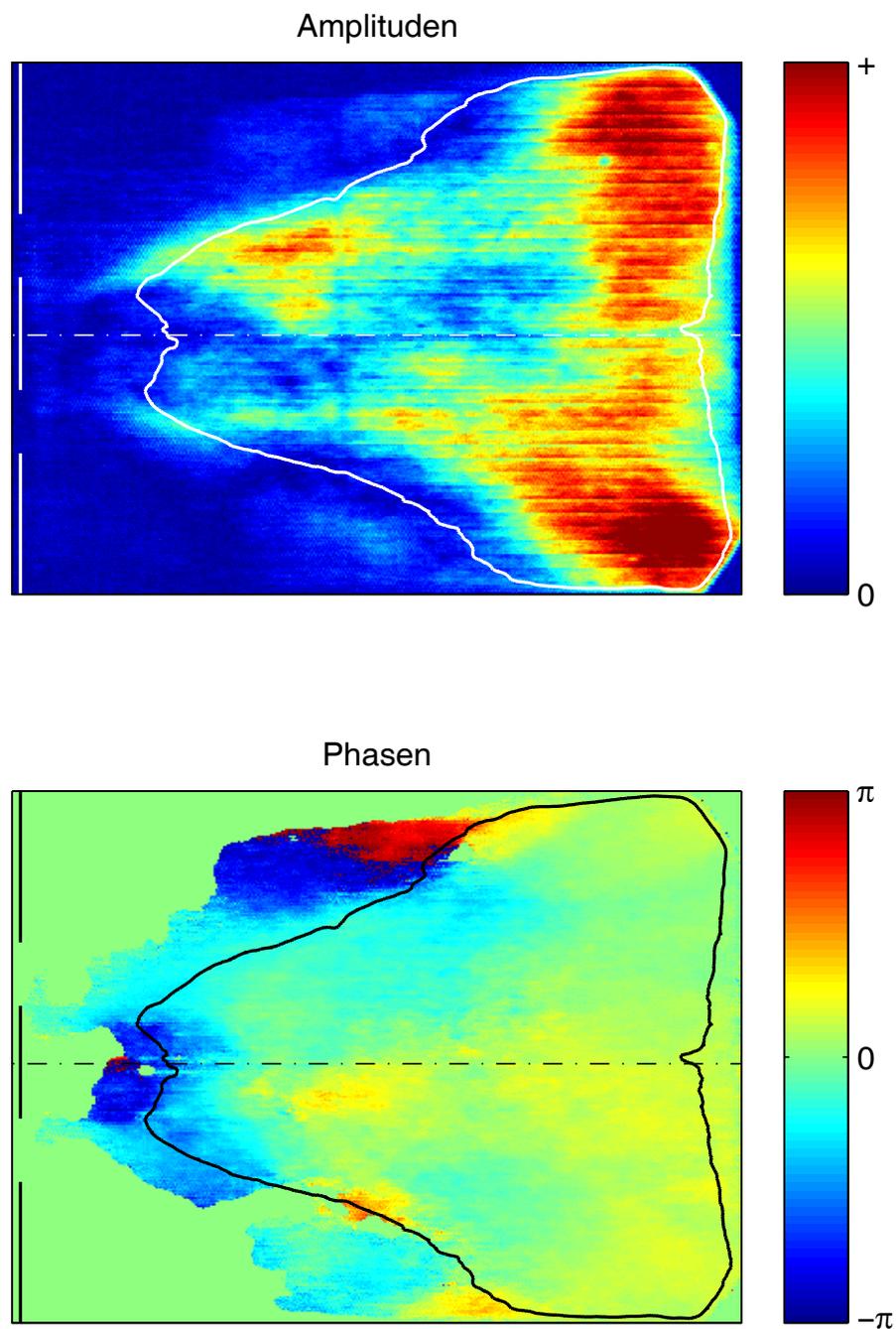


Abbildung 29: Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 63Hz Schwingung

Die Frequenzanalyse in Abbildung 29 zeigt bei der Anregungsfrequenz ober- und unterhalb der Mittellinie in der vorderen Hälfte der Flamme außerhalb der Flammenkontur gegenphasige Bereiche. Entlang der Mittellinie und in der zweiten Flammenhälfte schwingt sie dagegen annähernd gleichphasig. Die Phasen sind wieder auf das Maximum der integralen Strahlungsintensität bezogen. Im Bereich der brennernen inneren Rezirkulationszone sind keine nennenswerten Amplituden erkennbar. In der Scherschicht um diesen Bereich sind deutliche Schwingungsamplituden sichtbar, welche zum Ende der Flamme deutlich voluminöser und intensiver werden.

Die Differenzbilder der mit 127Hz luftseitig fremderregten Schwingung sind in Abbildung 30 dargestellt. Hier zeigen sich die helikalen Flammenstrukturen sehr ausgeprägt im Bereich der Flammenwurzel und am Flammenende. Wechselseitig bilden sich ober- und unterhalb der Mittellinie brennernen Zonen mit Leistungsüberschuss, die entlang der Scherschicht stromab wandern. Aufgrund der Aufnahmetechnik nimmt die Intensität auf einer Seite der Mittellinie ab, während sie auf der gegenüberliegenden Seite ansteigt. Dreidimensional entspricht das einer Rotation einer Zone mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung um die Mittelachse, überlagert mit der axialen Konvektion stromab ergibt sich eine helikale Bahn um die Mittelachse. Werden die Strahlungsintensitäten integral aufgezeichnet, wie z.B. mit einem Photomultiplier, so ändert sich der integrale Wert im Falle konstanter Strahlung dieser rotierenden Zone nicht. Deshalb zeigt die Gesamtfluktuation der OH^* -Strahlung nur geringe Amplituden, obwohl in den Differenzbildern deutliche Schwankungen sichtbar sind.

Auch in den Phasenverläufen der Frequenzanalyse in Abbildung 31 sind die Phasendifferenzen von ca. 2π über die Mittellinie erkennbar. Die Amplituden sind im oberen und unteren Bereich stark ausgeprägt, da bei tangentialer Blickrichtung ein größerer Bereich der Flamme integriert im Vergleich zur senkrechten Integration auf Höhe der Mittellinie wird.

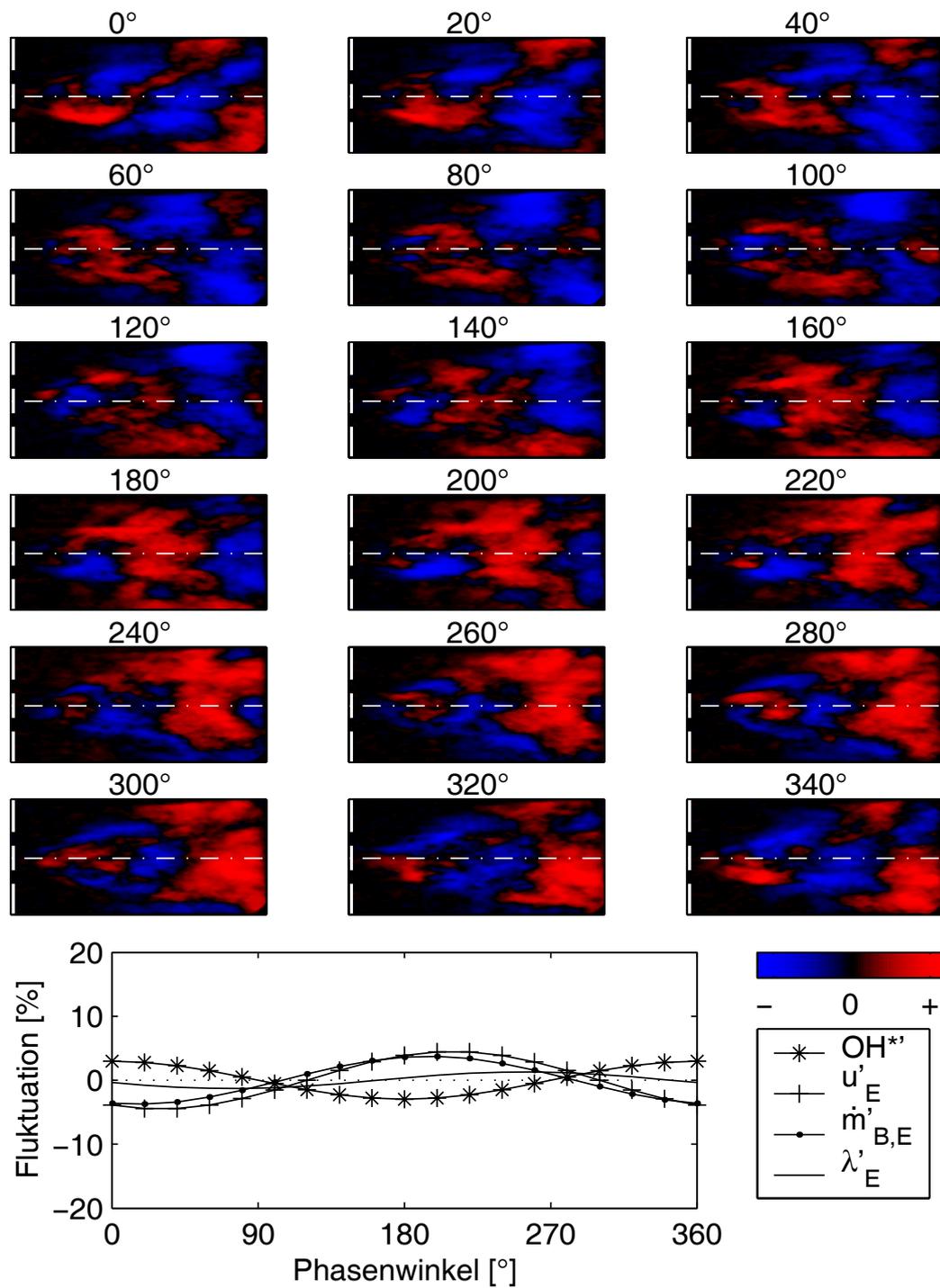


Abbildung 30: Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 127 Hz Schwingung

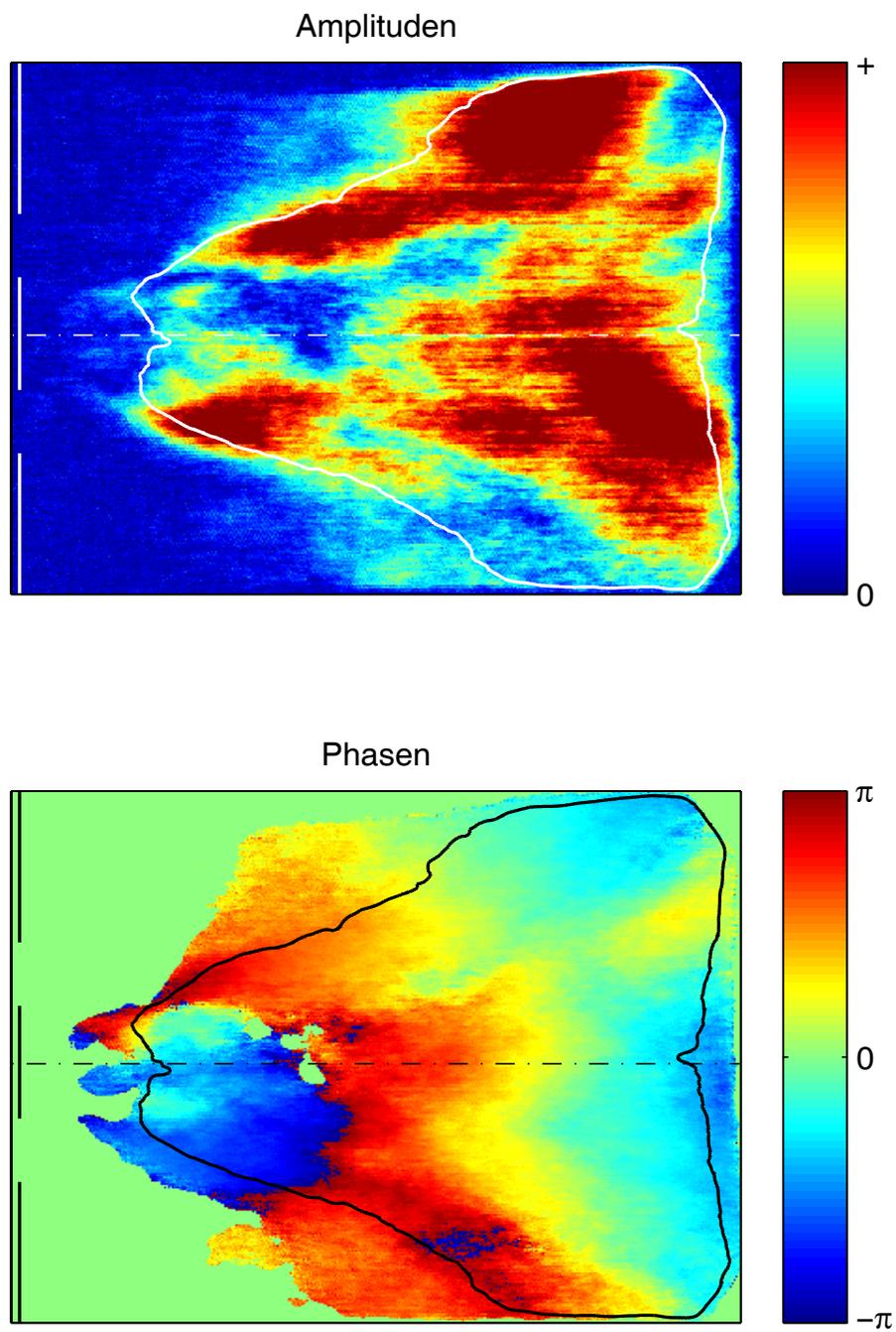


Abbildung 31: Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 127 Hz Schwingung

Die Flammendynamik bei luftseitiger Fremderregung mit 160Hz zeigt keine helikalen Strukturen (siehe Abbildung 32). Die prozentualen Schwingungsamplituden der OH^* -Strahlung sind deutlich über den Fluktuationen der Brenneraustrittsgeschwindigkeit u'_E und der Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$. Ein Vergleich mit den Differenzbildern der $192,3\text{Hz}$ in Abbildung 22 zeigt die Ähnlichkeit zwischen der Flammendynamik der fremderregten und der selbsterregten Schwingung, obwohl die Schnelle u'_E und der Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,D}$ um knapp $\pi/2$ verschoben ist.

Die Amplitudenverteilung der 160Hz fremderregten Schwingung ist vergleichbar mit der selbsterregten Schwingung bei $192,3\text{Hz}$ (Vergleich Abbildungen 33 und 24). Es bilden sich auch hier wieder zwei Bereiche mit hohen Amplituden aus, die von einem Torus mit geringen Amplituden getrennt werden. Die Phasenverläufe entlang der Flammenkontur sind denen der selbsterregten Schwingung ebenfalls sehr ähnlich. Entlang der Mittellinie zeigt der luftseitig fremderregte Fall eine Phasendrehung von ca. 1,5 Perioden im Gegensatz zu einer halben Periode im selbsterregten Fall. Die Bereiche mit hohen Amplituden schwingen in beiden Fällen weitgehend in Phase.

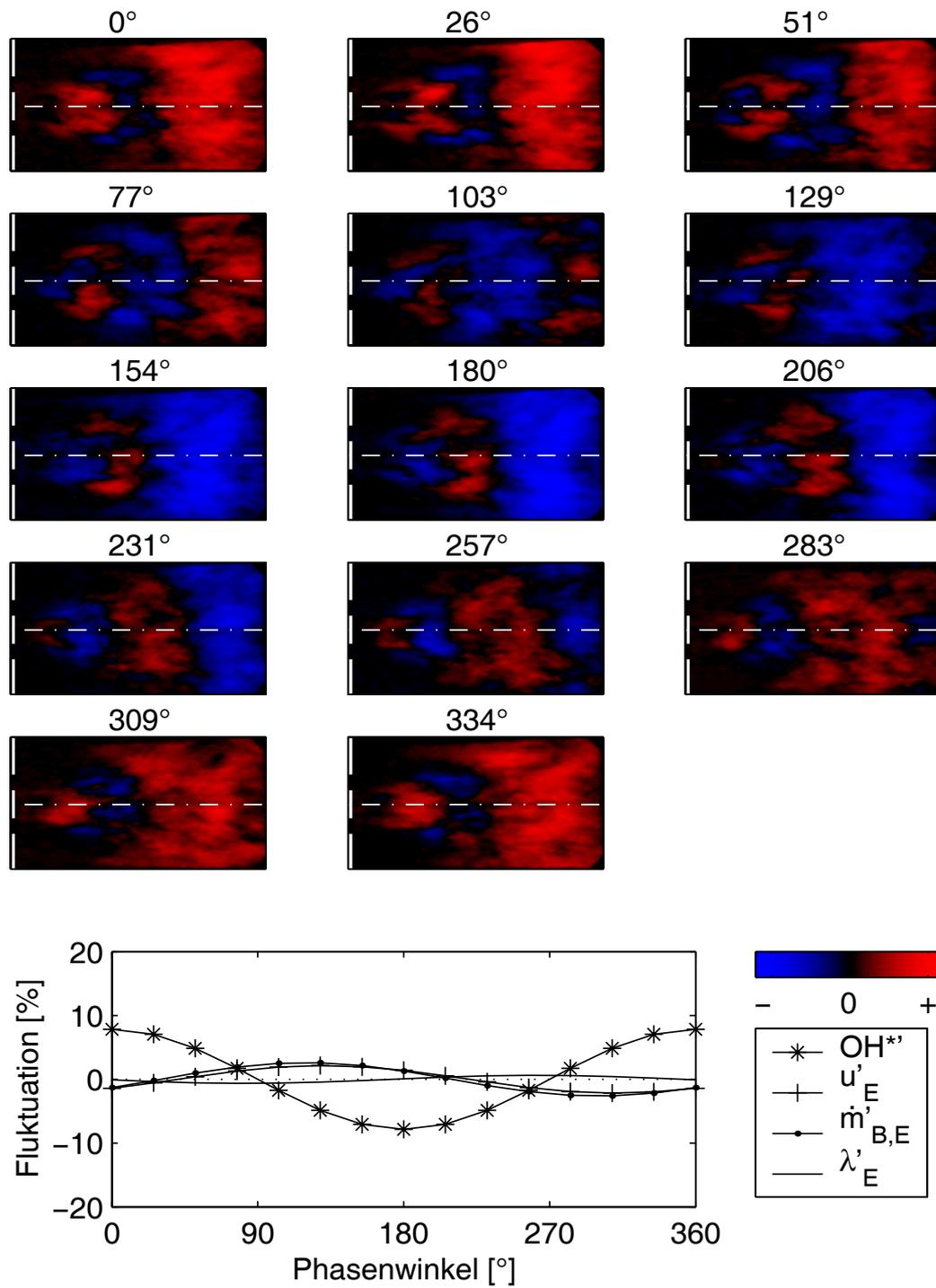


Abbildung 32: Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 160Hz Schwingung

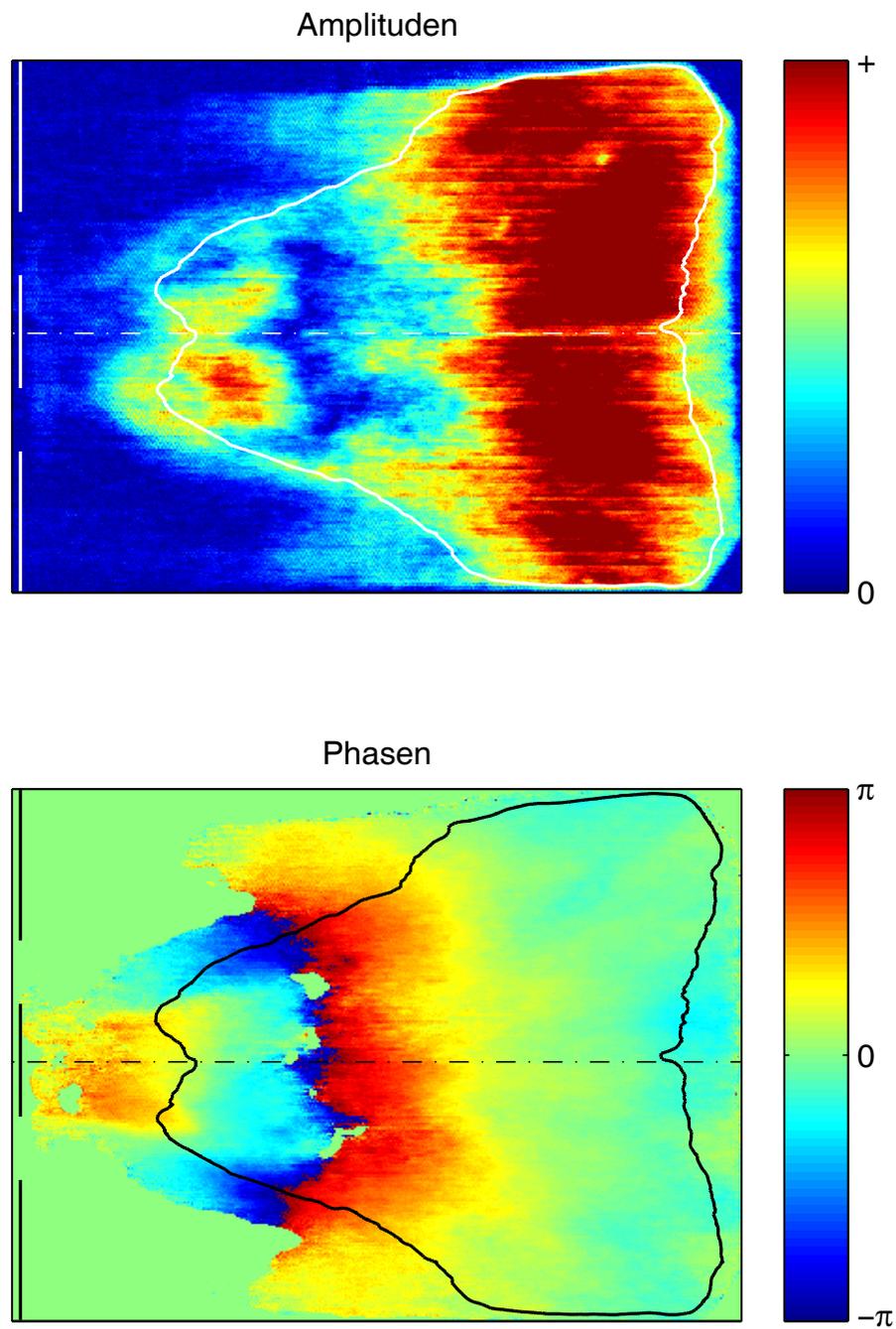


Abbildung 33: Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 160Hz Schwingung

Die mit 236Hz luftseitig fremderregte Flamme zeigt in den Differenzbildern in Abbildung 34 sehr ausgeprägte Strukturen. Wie im selbsterregten Fall wandern ringförmige Zonen mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung entlang der Scherschicht stromab. Parallel wandert entlang der Mittellinie eine weitere Zone mit hoher Strahlungsleistung stromab. Mit steigender Brenneraustrittsgeschwindigkeit (ab Phasenwinkel 95°) nimmt in der brennernen inneren Rezirkulationszone die Strahlung zu und erreicht ab ca. 228° überdurchschnittliche Werte. Ab der halben Flammenlänge gewinnt die erste ringförmige Zone mit hoher Strahlungsleistung an Intensität und Volumen. Zudem bewegt sie sich nur noch radial nach außen und verbreitert sich im äußeren Bereich zusätzlich stromauf. Mit dem Abklingen der Brenneraustrittsgeschwindigkeit (ab Phasenwinkel 265°) gewinnen beide Flammenbereiche an Intensität und Volumen.

Die Amplitudenverteilung in Abbildung 35 zeigt neben der stark fluktuierenden Leistungsschwankung im Bereich der Flammenwurzel zwei weitere Zonen mit hohen Fluktuationsamplituden ab der Flammenmitte, die symmetrisch zur Mittellinie sind. Die konische Flammenkontur erreicht schon im ersten Drittel der Flammenlänge die Brennkammerwand. Der Phasenverlauf der 236Hz Schwingung ist nahezu identisch mit dem Verlauf der 160Hz Schwingung.

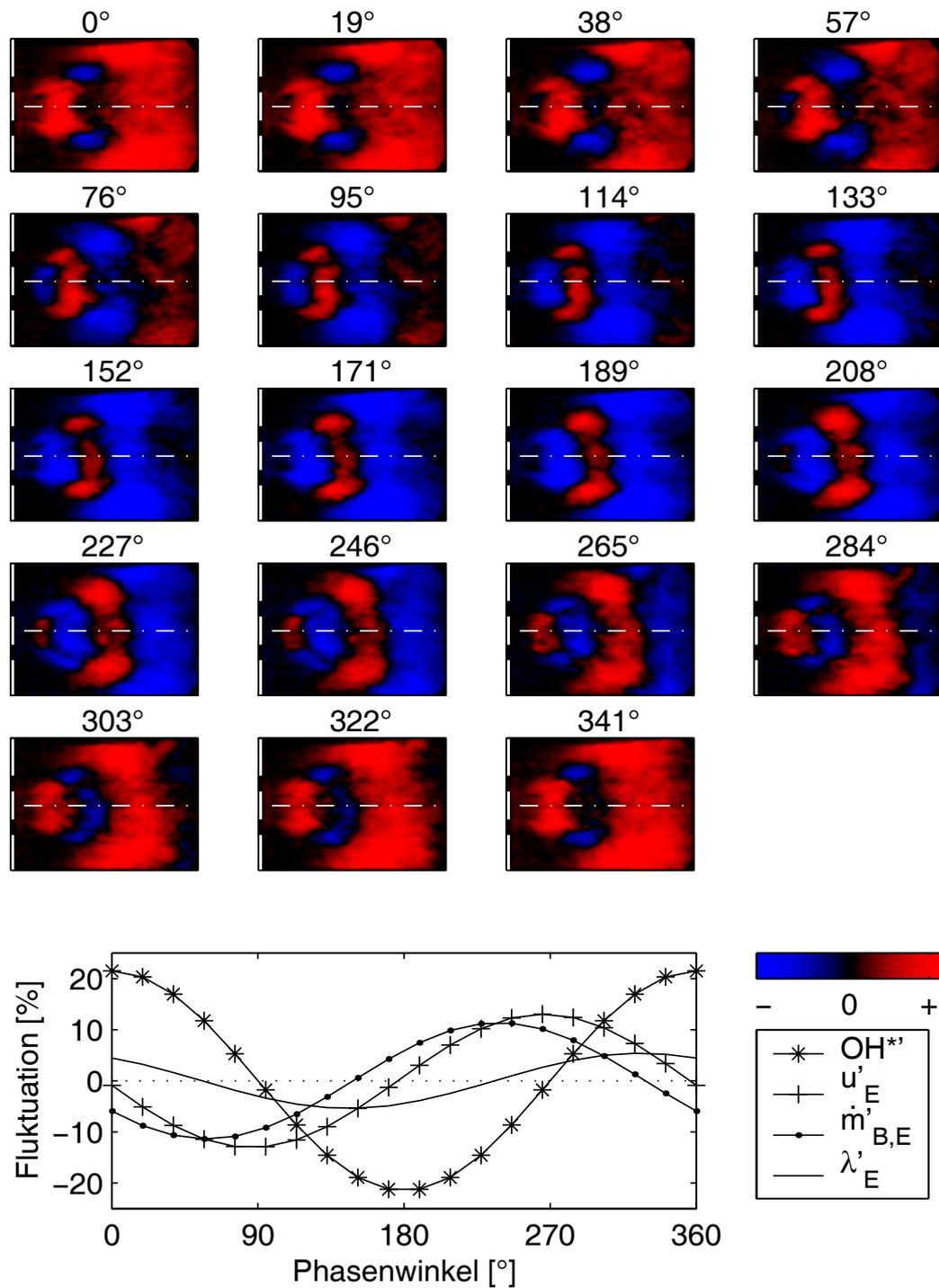


Abbildung 34: Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 236Hz Schwingung

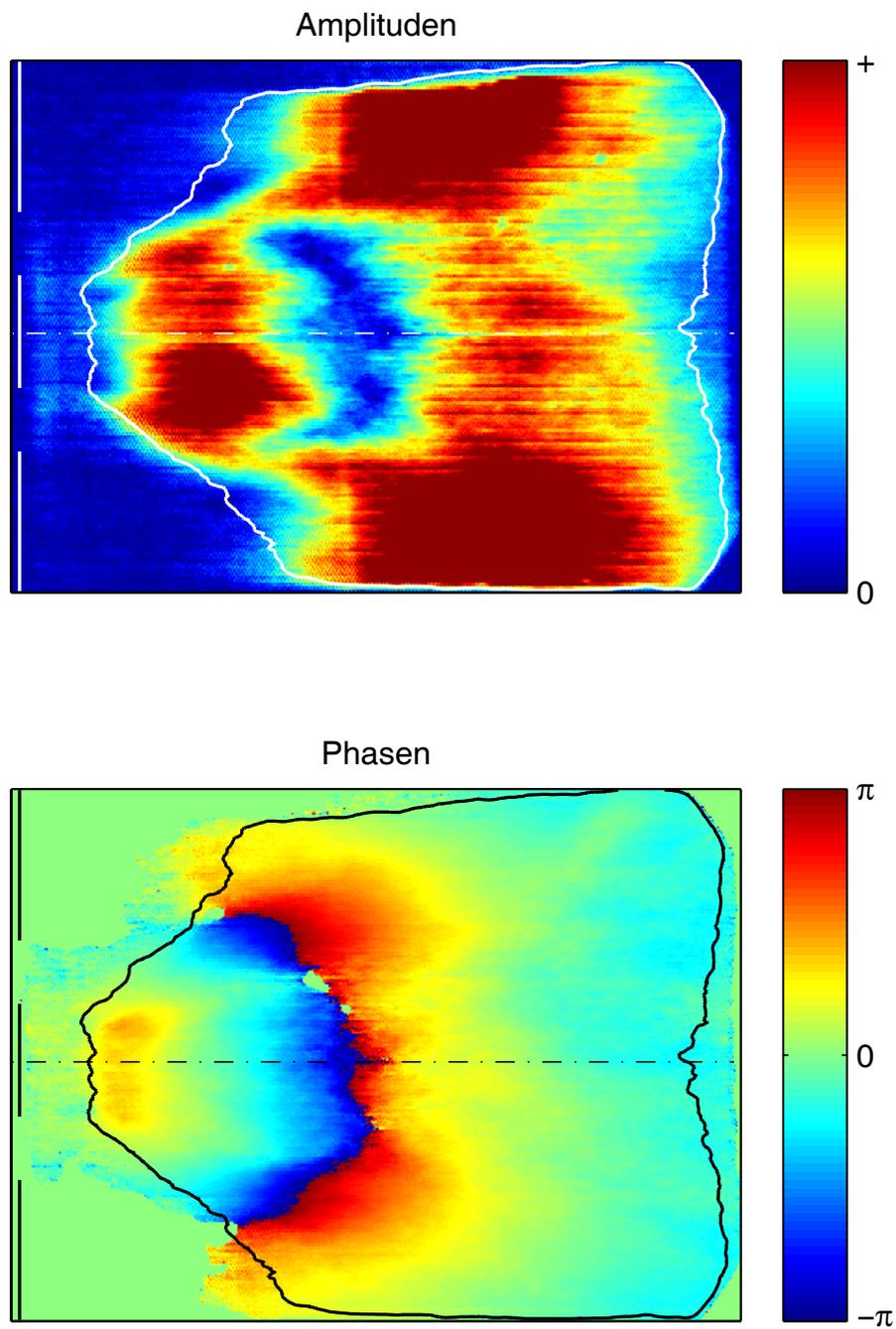


Abbildung 35: Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 236Hz Schwingung

In den Differenzbildern der mit 266Hz luftseitig fremderregten Schwingung in Abbildung 36 sind Zonen mit Leistungsüberschuss zu sehen, die zuerst zusammenhängend stromab wandern und ab der Flammenmitte in eine ringförmige Zone und einem Bereich an der Mittellinie zerteilt werden. Bis zur halben Flammenlänge nimmt dabei die Intensität deutlich ab und steigt erst wieder am Flammenende deutlich an.

Die Amplitudenverteilung der Frequenzanalyse zeigt im Bereich der Flammenwurzel und im Zentrum des Flammenendes erhöhte Amplituden (siehe Abbildung 37). Der Phasenverlauf ist bis etwa zwei Drittel der Flammenlänge rotationssymmetrisch und verliert diese Symmetrie im letzten Drittel. Entlang der Mittellinie werden über die Flammenlänge zwei Perioden durchlaufen.

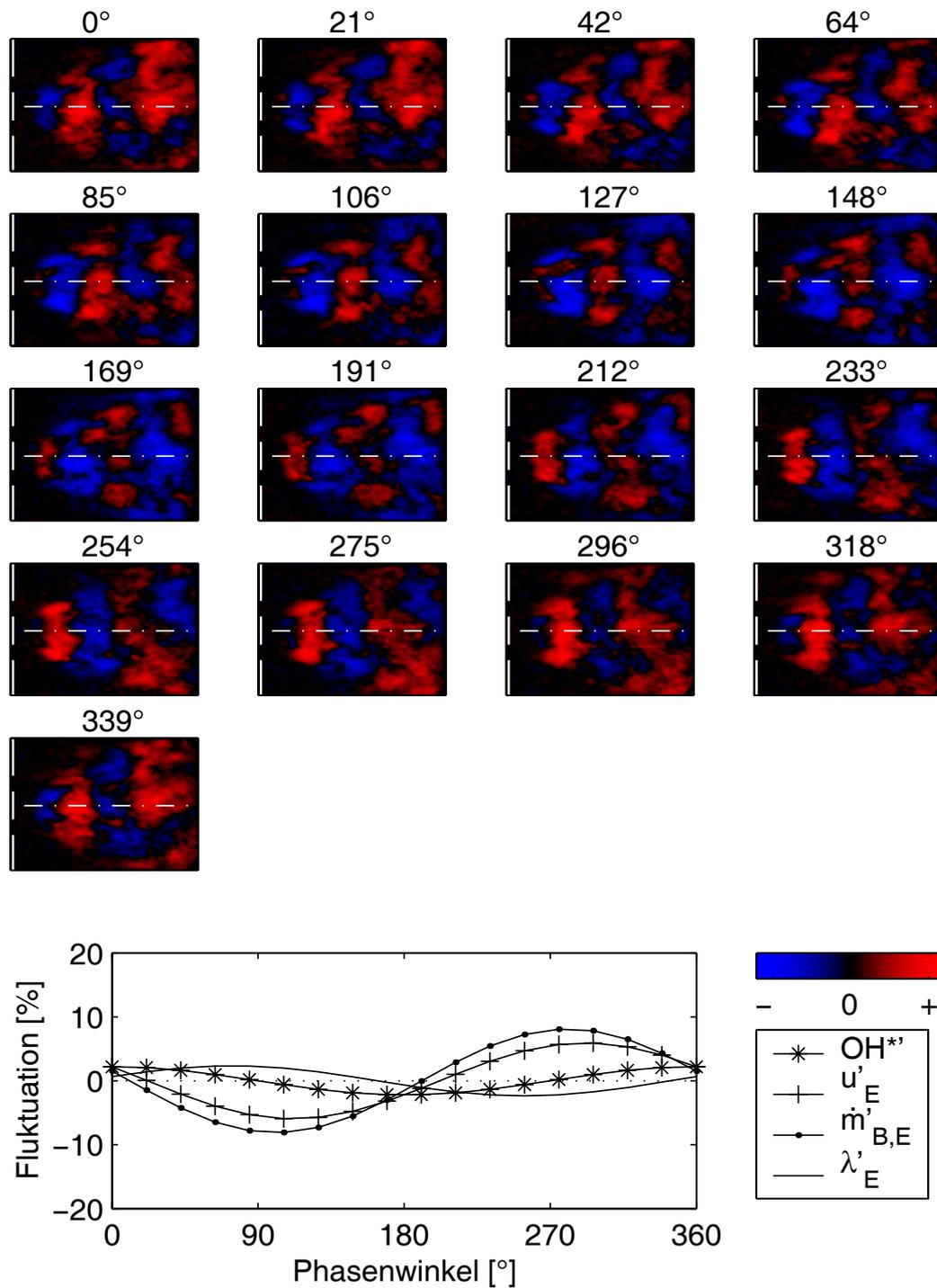


Abbildung 36: Luftseitige Fremderregung - phasenaufgelöste Differenzbilder einer 266 Hz Schwingung

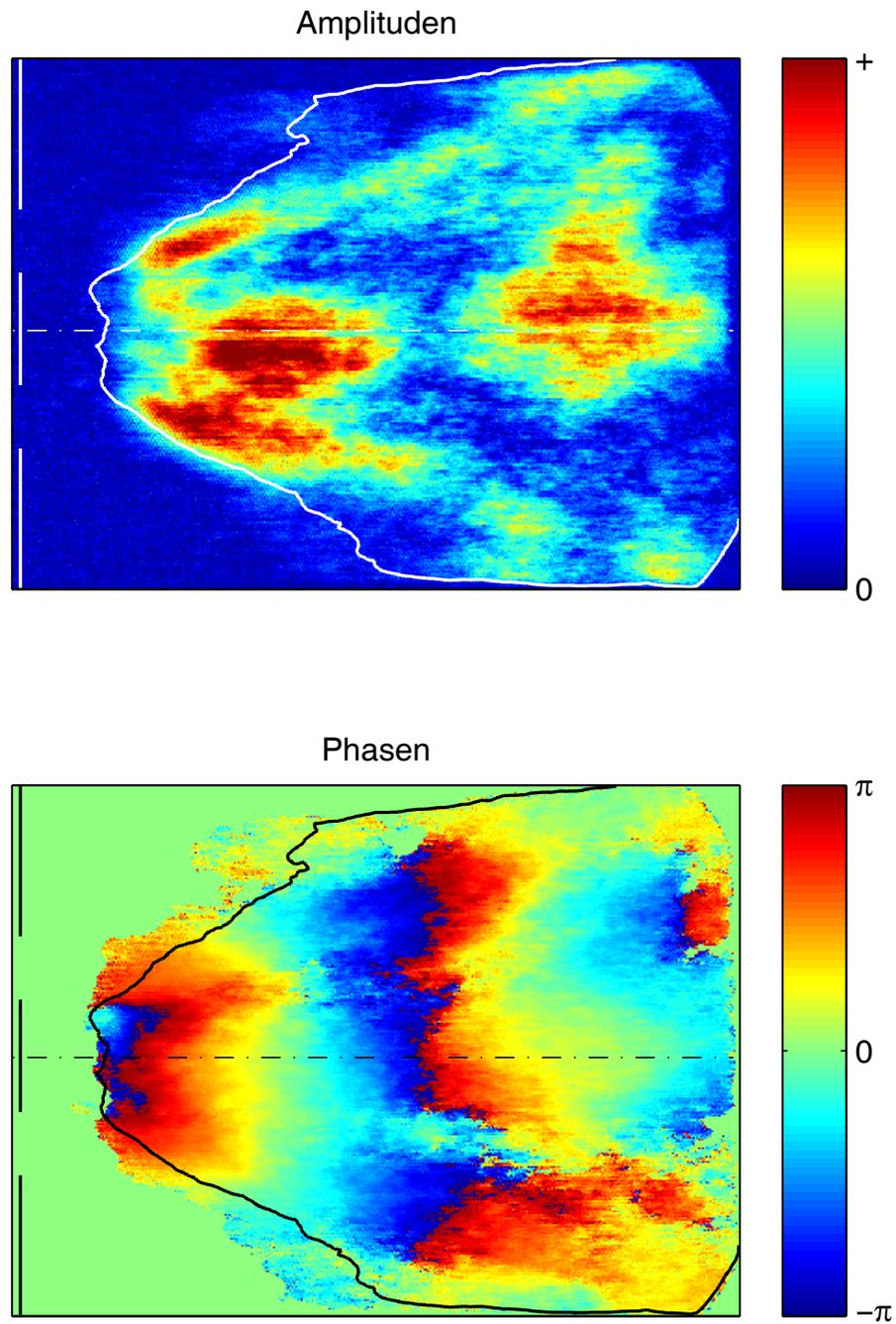


Abbildung 37: Luftseitige Fremderregung - Frequenzanalyse einer 266Hz Schwingung

Der Photomultiplier betrachtet das Flammenverhalten integral, d.h. die OH^* -Strahlung der gesamten Flamme wird erfasst und in ein Spannungssignal umgewandelt. Befinden sich zu einem Zeitpunkt in der Flamme Zonen mit über- und unterdurchschnittlicher Strahlungsleistung, so werden durch die integrale Betrachtungsweise diese Zonen amplituden- und flächengewichtet aufgezeichnet. Dadurch können kleine Bereiche mit hohen Strahlungsleistungen durch große Bereiche mit unterdurchschnittlicher Strahlungsleistung kompensiert werden, wie in den Differenzbildern der $266Hz$ -Schwingung in Abbildung 36 ersichtlich. Dies führt trotz hoher Schwankungsamplituden der Schnelle und des Brennstoffmassenstromes am Brenneraustritt zu sehr geringen Schwankungen in der integralen Strahlungsleistung und deshalb zu den sehr kleinen Verhältnissen OH^*/u'_E und $OH^*/\dot{m}'_{B,E}$ in Abbildung 27. Dagegen zeigt die $160Hz$ -Schwingung trotz sehr geringer Schwingungsamplituden der Schnelle und des Brennstoffmassenstromes am Brenneraustritt eine hohe integrale Strahlungsleistungsschwankung (siehe Abbildung 26) und dementsprechend hohe Verhältnisse zwischen der Strahlungsleistungsschwankung und der Schnelle bzw. der Brennstoffmassenstromfluktuation in Abbildung 27. Die Frequenzanalyse bei Anregungsfrequenz liefert den Beweis hierfür (siehe Abbildung 33). Alle Bereiche mit hohen Schwankungsamplituden schwingen gleichphasig, wodurch keine Kompensation in der integralen Betrachtungsweise auftreten kann.

Die Phaseninformation der Frequenzanalyse der Zeitreihe des Photomultipliersignals ist dementsprechend ebenfalls amplituden- und flächengewichtet. Für die Bewertung der orts aufgelösten Dynamik der Drallflamme ist dieses Signal nur eingeschränkt verwendbar. Die Aussagekraft dieser Messgröße für die thermoakustische Wechselwirkung wird in Kapitel 6.2 diskutiert.

Die phasenaufgelösten Differenzbilder zeigen ein ähnliches Verhalten über den Perioden. Dieses Verhalten ist erwartungsgemäß stark frequenzabhängig, da die fluiddynamischen Mechanismen in der Flamme in der gleichen Zeitskala wie die Periodendauern der Anregungen ablaufen. Bei der tieffrequenten Anregung mit $63Hz$ in Abbildung

28 ist zum Beispiel nur eine Zone mit Leistungsüberschuss über die Flammenlänge erkennbar und besitzt dementsprechend eine große Ausdehnung. Bei einer Anregung mit 127Hz befinden sich bereits zwei strahlungsintensive Zonen entlang der Flammen (Abbildung 30) und bei der 266Hz sind bis zu drei Zonen mit Leistungsüberschuss entlang der Flamme gleichzeitig sichtbar (Abbildung 36). Auch die dargestellten Frequenzanalysen lassen in den Phasenverläufen mit steigender Anregungsfrequenz immer mehr Perioden entlang der Flammenlänge erkennen. Die Ursache und die Auswirkungen dieser Frequenzabhängigkeit auf die thermoakustische Wechselwirkung werden in Kapitel 6 ausführlich diskutiert. Im folgendem Abschnitt soll zunächst das Verhalten der selbsterregten Verbrennungsschwingung mit dem luftseitig fremderregten Verhalten verglichen werden.

4.3 Vergleich und Diskussion

Die periodische Wärmefreisetzung der Flamme führt über ihre fluktuierende Volumenproduktion zu einer Schnelleschwankung. Die Schallschnelle des Wellenfeldes an den Brennerschlitzten sorgt für eine periodische Massenstromschwankung der durchströmenden Verbrennungsluft und in Verbindung mit der konstanten Brennstoffzugabe im Schlitz für eine fluktuierende Gemischzusammensetzung λ'_M . Nach dem konvektiven Transport des Gemisches zur Brennerdüse wird es entsprechend der dort herrschenden periodischen Massenstromschwankung aus dem Brenner transportiert und in der Flamme verbrannt. Die Wärmefreisetzungsrates der Flamme erfolgt entsprechend der zugeführten Massenströme periodisch und fungiert damit als akustische Quelle.

Während des Aufklingprozesses einer Schwingung ändert sich mit jedem Zyklus das Wellenfeld, da sich die periodische Wärmefreisetzung der Flamme in Phase und Amplitude ändert. Im quasi-stationären Zustand ändert sich das Wellenfeld nicht mehr, d.h. die Schwingungsamplituden wachsen nicht weiter an. Dieser Zustand wird bei selbsterregten Verbrennungsschwingungen als Grenzyklus bezeichnet und wird meist nichtlinearen Effekten zugeschrieben.

Prinzipiell unterscheiden sich die Selbsterregung und die luftseitige Fremderregung durch die Anzahl der akustischen Quellen: Während im selbsterregten Fall nur die pulsierende Flamme als akustische Quelle vorhanden ist, besitzt das System bei luftseitiger Fremderregung die Sirene als zweite Quelle. Die akustischen Wellen von zwei Quellen überlagern sich und bilden das Wellenfeld im System.

Die Wärmefreisetzung der Flamme wird allein durch den zugeführten Brennstoffmassenstrom definiert, eine vollständige Umsetzung vorausgesetzt. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, lässt sich der zugeführte Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{B,E}$ aus der Überlagerung der fluktuierenden Gemischzusammensetzung λ_E und der oszillierenden Brenneraustrittsgeschwindigkeit u_E bestimmen. In Abbildung 38 sind die

Phasendifferenzen der Gemischzusammensetzungs- und der Brennstoffmassenstromfluktuation bezüglich der Schnelle am Brenneraustritt dargestellt.

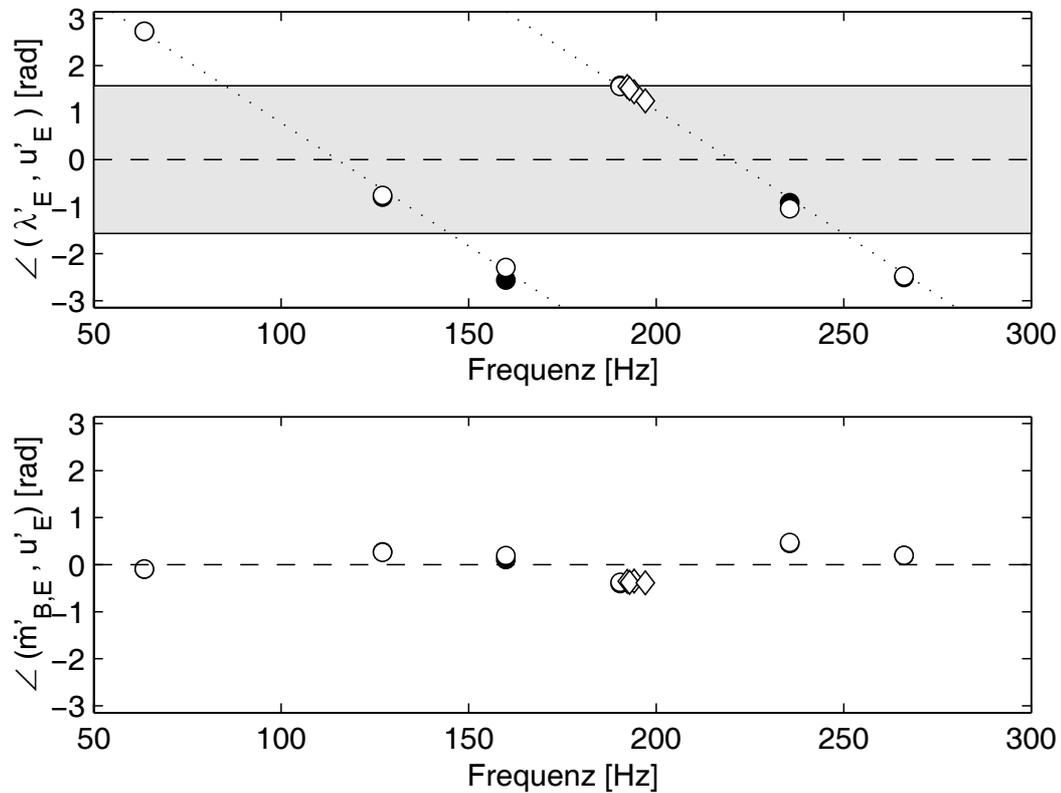


Abbildung 38: Phasendifferenz zwischen der Gemischzusammensetzung- bzw. der Brennstoffmassenstromfluktuation und der Schnelle am Brenneraustritt bei Selbsterregung (\diamond) und luftseitiger Fremderregung (\circ)

Die Phasendifferenz zwischen der Gemischzusammensetzungsfluktuation und der Schnelle am Brenneraustritt fällt kontinuierlich mit steigender Frequenz. Dieser lineare Verlauf resultiert aus der verwendeten Modellvorstellung, in der eine konstante konvektive Verzugszeit von $9ms$ angenommen wird (siehe Kapitel 3.4). Die Phasendifferenz zwischen der effektiven Brennstoffmassenstrommodulation und der Schnelle am Brenneraustritt zeigt dagegen keine Frequenzabhängigkeit. Ein Vergleich der prozentualen Schwankungen

der Gemischzusammensetzung λ'_E und der Schnelle am Brenneraustritt u'_E für die selbsterregten und fremderregten Fälle (Abbildungen 18 und 26) zeigt wesentlich geringere Amplituden in der Gemischzusammensetzungsschwankung. Die Amplituden des effektiven Brennstoffmassenstromes $\dot{m}'_{B,E}$ entsprechen den Amplituden der Schnelle u'_E . Der effektive Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ wird damit überwiegend durch die Schnelle am Brenneraustritt moduliert.

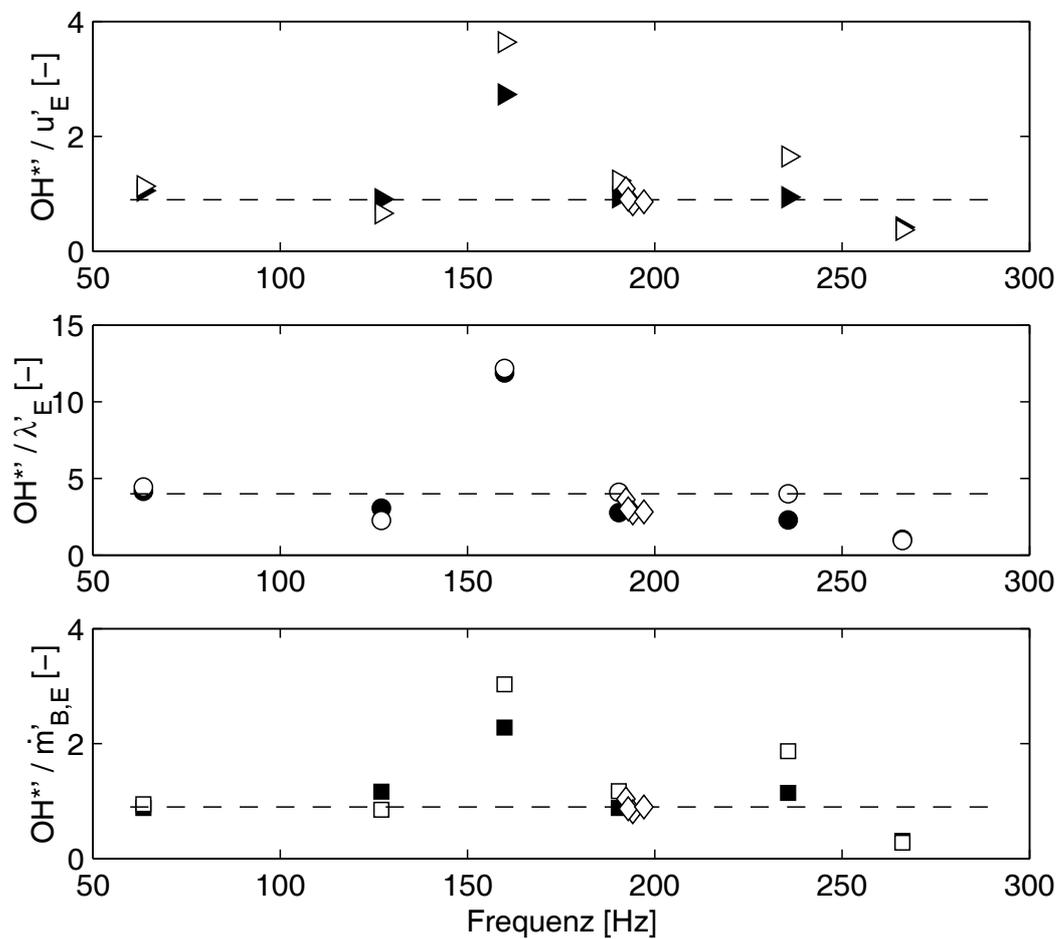


Abbildung 39: Vergleich der Verhältnisse bei Selbsterregung (\diamond) und luftseitiger Fremderregung

Die Verhältnisse der Schwankungsamplituden der Strahlungsintensität OH^{*} zur Schnelle u'_E und zum effektiven Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$, zusammengefasst in Abbildung 39, deuten sowohl für selbst- als auch für luftseitig fremderregte Schwingungen auf einen linearen Zusammenhang hin, mit Ausnahme der schon in Kapitel 4.2 angesprochenen Schwingungen bei 160Hz und 266Hz . Der Quotient aus den Schwankungsamplituden der Strahlungsleistung und der Gemischzusammensetzung liefern eine wesentlich breitere Streuung um einen Mittelwert. Damit zeigt sowohl der Vergleich der Phasenbeziehungen in Abbildung 38 als auch die Amplitudenverhältnisse in Abbildung 39 eine Abhängigkeit der Strahlungsleistungsschwankung OH^{*} von der Schnelle u'_E und der effektiven Brennstoffmassenstromschwankung am Brenneraustritt $\dot{m}'_{B,E}$.

Drallströmungen in geschlossenen Kammern bilden ab einer kritischen Drallzahl S_{krit} einen zentralen torodialen Wirbel, die so genannte innere Rezirkulationszone, und einen äußeren Wirbel, der so genannte Eckwirbel. Aus Abbildung 21 und der Literatur [6, 22, 34] ist bekannt, dass sich die Flamme bei technisch vorgemischtem Systemen in der Regel in der Scherschicht zwischen dem Frischgas und der inneren Rezirkulationszone stabilisiert. In dieser Scherschicht erwärmen und zünden die heißen Gase der inneren Rezirkulationszone das zündfähige Frischgas. Der Abstand zwischen der Flammenwurzel und dem ringförmigen Brenneraustritt wird durch das Verhältnis von turbulenter Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und Ausströmgeschwindigkeit definiert. Ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit größer als die Ausströmgeschwindigkeit des Brenners kommt es zum so genannten Flammenrückschlag (*flash-back*), d.h. die Flamme wandert stromauf in den Brenner.

Die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ist von der Gemischzusammensetzung, dem Turbulenzgrad und von der Temperatur abhängig. Mit höherem Brennstoffanteil, höherem Turbulenzgrad und steigender Temperatur nimmt jeweils auch die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zu. Huang et al. [22] konnten den Übergang von einer stabilen zu einer instabilen Flamme durch

Erhöhung der Eintrittstemperatur um $60K$ numerisch simulieren. Dieser Übergang wurde auch an eigenen Experimenten mit Erhöhung des Brennstoffanteiles gefunden (siehe Kapitel 4.1).

Lee et al. [34] untersuchten die Konfiguration von Broda et al. [6] mit einer erweiterten Messtechnik. Die Wärmefreisetzung der Flamme wurde über die OH^* -Chemilumineszenz abgeschätzt und aus den Daten der planaren, laserinduzierten Fluoreszenz des OH -Moleküls (OH-PLIF) wurde die mittlere lokale Reaktionsrate bestimmt. Schildmacher et al. [53] führten orts- und phasenaufgelöste Laser-Doppler-Anemometer (LDA) Messungen an selbsterregten Flammen durch. Sie zeigen an vier verschiedenen Messpositionen (im Brenneraustrittsgebiet, in der inneren Scherschicht und damit in der Reaktionszone, in der inneren sowie in der äußeren Rezirkulationszone) die zeitlichen Verläufe der relativen axialen und tangentialen Geschwindigkeiten. Anhand dieser Daten konnten sie im Falle hoher Druckfluktuationen eine massive Drallzahlvariation über eine Periode detektieren. Suckert [59] zeigt numerisch, dass eine periodische Massenstromschwankung am Brenner Eintritt eine Drallzahlschwankung in gleicher Größenordnung zur Folge hat.

Die phasenaufgelösten Differenzbilder der selbst- und luftseitig fremderregten Schwingungen zeigen einen phänomenologisch ähnlichen Verlauf des Flammenverhaltens über eine Periode. Dieser Verlauf wird nun anhand der Differenzbilder der selbsterregten Verbrennungsschwingung in Abbildung 22 und der mit $160Hz$ und $236Hz$ luftseitig fremderregten Schwingungen in den Abbildungen 32 und 34 beschrieben und mit den Ergebnissen der Literatur verglichen. Die frequenzabhängigen Effekte werden in Kapitel 6.2 ausführlich diskutiert.

Zum Phasenwinkel des Schnelleminimums am Brenneraustritt ist eine intensive OH^* -Strahlung in der inneren Scherschicht zu sehen. Unter der Annahme der Drehimpulserhaltung sind zu diesem Zeitpunkt die höchsten Drallstärken und dementsprechend auch der größte Abströmwinkel von der Brennermittelachse zu erwarten. Da-

durch bildet sich eine intensive Reaktionszone in der inneren Scherschicht, welche zudem durch die geringe Abströmgeschwindigkeit begünstigt wird. In der inneren Rezirkulationszone wird dagegen die mittlere Strahlungsintensität unterschritten. Entsprechend den LDA-Messungen von Schildmacher et al. [53] wächst die axiale Geschwindigkeit in der inneren Rezirkulationszone in dieser Phasenlage bereits über den Mittelwert. Dies ist auf die Volumenexpansion durch die Verbrennung lanzennah in der inneren Rezirkulationszone zurückzuführen. Lee et al. [34] bestätigen dies anhand der hohen Reaktionsraten in diesem Bereich.

Beginnend mit dem Schnelleminimum am Brenneraustritt zeigen die Differenzbilder eine drastische Vergrößerung der strahlungsarmen Zone in der inneren Rezirkulationszone in Richtung Brennkammerende. Dies deckt sich mit den Ergebnissen von Broda et al. [6] und Lee et al. [34]. Durch den Abbrand des Gemisches in der inneren Rezirkulationszone verkleinert sich der mit Reaktanden gefüllte Bereich. Die dabei auftretende Volumenproduktion aufgrund der Dichteverringerung erhöht wieder die axiale Geschwindigkeit in der inneren Rückströmzone bis zum Erreichen des Maximums. Mit der Erhöhung der Brenneraustrittsgeschwindigkeit nimmt die Drallstärke und damit der Abströmwinkel ab. Die ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss entlang der inneren Scherschicht verliert an Intensität. Die Scherschicht verlagert sich entsprechend dem Brennerabströmwinkel zur Mittelachse hin. Besonders deutlich wird diese Verlagerung in der Darstellung der lokalen Reaktionsrate in [34].

Mit weiter ansteigender Schnelle erreicht die Brenneraustrittsgeschwindigkeit Werte über dem Mittelwert und Drallzahl sowie Abströmwinkel nehmen weiter ab. Bei hohen Schwingungsamplituden, wie z.B. im selbsterregten Fall bei $192,3\text{Hz}$, kann dabei die kritische Drallzahl unterschritten werden. Die ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss in der vorherigen inneren Scherschicht wird stromab transportiert und an dessen Position bildet sich eine Zone mit stark unterdurchschnittlicher Strahlungsintensität. Durch die hohen Austrittsgeschwindigkeiten aus dem Brenneringspalt kommt

es erneut zur Bildung einer inneren Rezirkulationszone stromab des Lanzenkopfes. Die heißen Gase in dieser inneren Rezirkulationszone fördern die Verbrennung in der lanzenparallelen inneren Scherschicht und bilden somit in Strömungsrichtung einen neuen Bereich mit stetig steigender Strahlungsintensität.

Am Schnelleximum ist die geringste Drallstärke und der flachste Abströmwinkel erreicht. Dies ist besonders deutlich bei der Darstellung der lokalen Reaktionsrate in [34] und den entabelten Chemilumineszenzbildern in [32, 33] zu sehen. Die ringförmige Zone mit hoher Strahlungsleistung hat zu diesem Phasenwinkel etwa die Hälfte der Flammenlänge erreicht und hat ihr Volumen deutlich vergrößert.

Mit wieder abnehmender Brenneraustrittsgeschwindigkeit erhöht sich die Drallstärke und der Abströmwinkel nimmt zu. Dies wird durch die Expansion der inneren Rezirkulationszone aufgrund fortschreitender Verbrennung begünstigt. Die Strahlungsintensität in dieser Zone ist dementsprechend sehr hoch und erreicht ihr augenscheinliches Maximum beim Minimum der axialen Geschwindigkeit in der inneren Rezirkulationszone. In den Differenzbildern wird dies durch die immer schmaler werdende dunkle Umrandung der inneren Rezirkulationszone deutlich. Die ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss wandert nun sehr langsam stromab und expandiert schnell radial nach außen. Im wandnahen Bereich kommt es zu einer Flammenausbreitung in Richtung Brennkammerstirnwand aufgrund negativer axialer Geschwindigkeiten (siehe auch [22, 32, 33, 34, 53]).

Im weiteren Verlauf abnehmender Schnelle am Brenneraustritt steigt die axiale Geschwindigkeit in der inneren Rezirkulationszone von negativen zu positiven Werten aufgrund der Volumenproduktion von abreagierenden Reaktanden. Im lanzennahen Bereich der inneren Rezirkulationszone nimmt deshalb auch die Strahlungsintensität kontinuierlich ab. Dadurch bildet sich eine neue Zone mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung in der inneren Scherschicht aus. Die erste Zone mit Leistungsüberschuss wandert sehr voluminös weiter stromab. Beide strahlungsintensive Zonen trennt ein Ring unter-

durchschnittlicher Strahlungsintensität. Mit Erreichen des Schnelleminimums beginnt eine neue Periode.

Begünstigt wird dieser periodische Ablauf durch die nahezu gleiche Phasenlage der Austrittsgeschwindigkeitsfluktuation und der Brennstoffmassenstromfluktuation (siehe Abbildung 38). Zum Beispiel wird zum Phasenwinkel mit sehr hoher Austrittsgeschwindigkeit auch sehr viel Brennstoff in die Flamme geblasen. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit und der niedrigen Temperatur wird der Brennstoff nicht sofort umgesetzt. Dagegen wird mit dem Schnelleminimum ein unterproportionaler Brennstoffanteil transportiert, was zum Ausdünnen der Flamme führt.

Aufgrund der in Kapitel 4.2 angesprochenen Frequenzabhängigkeit ergeben sich Unterschiede hinsichtlich der Lagen und Ausdehnungen der Zonen mit Leistungsüberschuss in den Differenzbildern. In Abbildung 28 dehnt sich die strahlungsintensive Zone der 63Hz-Schwingung zusammenhängend über die gesamte Flammenlänge aus. Bei höheren Frequenzen bilden die Zonen mit unter- und überdurchschnittlicher Leistungsfreisetzung teilweise klar abgegrenzte Bereiche entlang der Flamme. Die Entwicklung und der konvektive Transport der Leistungsschwankungen der luftseitig fremderregten Schwingungen sind denen der selbsterregten Verbrennungsschwingungen sehr ähnlich.

Die dargestellten Fälle zeigen aufgrund der Dominanz der Massenstrommodulation am Brenneraustritt durch die Schnelle u'_E keine breite Variation des Phasenwinkels zwischen der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$ und der Schnelle am Austritt u'_E (Abbildung 38). Damit kann der Einfluss auf das Flammenverhalten nicht einer dieser beiden Einflussgrößen klar zugeordnet werden. Im nächsten Kapitel wird durch modulierte Brennstoffzugabe in der Mischungszone bei einem luftseitig fremderregten System eine Variation dieses Phasenwinkels erreicht und die Folgen auf das Systemverhalten untersucht.

5 Auswirkungen modulierter Brennstoffzugabe

In Kapitel 4.3 wurde gezeigt, dass im untersuchten System die Schnelleschwankung in der Brennerdüse nahezu phasengleich mit der Fluktuation des Brennstoffmassenstromes einhergeht (Abbildung 38) und dadurch die Schwingungen begünstigt werden. In weiteren Experimenten soll nun untersucht werden, inwiefern eine Veränderung des Phasenwinkels zwischen Brenneraustrittsgeschwindigkeit und Brennstoffmassenstromschwankung Einfluss auf Verbrennungsschwingungen hat. Hierfür wurde bei luftseitiger Fremderregung zusätzlich eine Teilmenge des Brennstoffs in einen Brennerschlitz moduliert zugegeben. Dieser so genannte Sekundärbrennstoff wird in definierten Phasenwinkeln der Luft beigemischt. Aufgrund der Strömungsverhältnisse im Brenner wird davon ausgegangen, dass der Sekundärbrennstoff den Brenner über den gesamten Brenneraustrittsquerschnitt verlässt, d.h. dass es zu keiner Strahlenbildung kommt. CFD-Simulationen bestätigen die gute Einmischung des Sekundärbrennstoffes über den Umfang [44].

Die luftseitige und die brennstoffseitige Anregung erfolgten phasengekoppelt mit der gleichen Frequenz von 120Hz . Die Amplitude der luftseitigen Anregung wurde für alle Experimente konstant gehalten. Die Brennstoffmodulation schwankt aufgrund der Automodulation (siehe Kapitel 3.3.1). Der Luftmassenstrom von 250g/s wurde auf 523K vorgewärmt und der Gesamtbrennstoffmassenstrom betrug $8,3\text{g/s}$.

5.1 Systemverhalten

Wie in den vorangehenden Kapiteln beschrieben, bildet sich bei konstanter Hauptbrennstoffzugabe aufgrund von akustisch bedingten Luftmassenstromschwankungen in den Brennereintrittsschlitzten eine fluktuierende Gemischzusammensetzung. Dieser Gemischzusammen-

setzung wird ein pulsierter Sekundärbrennstoffmassenstrom phasenverschoben zugegeben. In Abbildung 40 sind die Phasen und prozentualen Schwankungen der Gemischzusammensetzung bezüglich der Phasenwinkel zwischen Sekundärbrennstoffmodulation und der Schnelle am Eindüsungsort dargestellt. Die Phasen sind auf das Maximum der OH^{*} -Strahlungsintensität der Flamme bezogen.

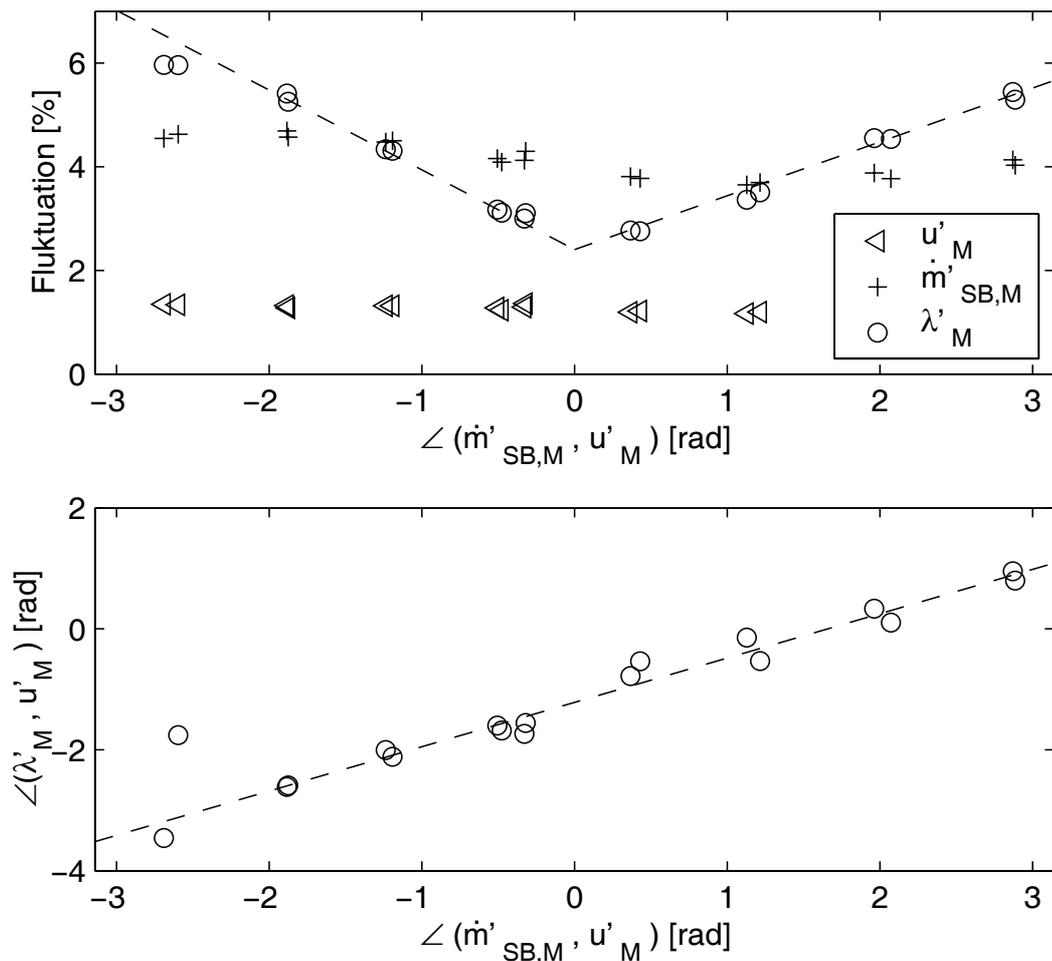


Abbildung 40: Gemischbildung im Brennerschlitz in Abhängigkeit des Phasenwinkels zwischen modulierter Sekundärbrennstoffzugabe und Schnelleschwankung

Der modulierte Anteil des Gesamtbrennstoffmassenstroms (+) ist aufgrund der Automodulation (siehe Kapitel 3.3.1) nicht konstant und beträgt zwischen 3,7% und 4,6%. Die Luftmassenstromschwankung

kung beläuft sich nahezu konstant auf 1,3%. Die resultierende Gemischzusammensetzungsschwankung λ'_M liegt zwischen 2,8% und 6,0% und zeigt ein deutliches Minimum bei einem Phasenwinkel von ca. 0rad . In den Experimenten konnten die Phasenwinkel in einem Bereich von ca. 70% einer Periode variiert werden und skalieren linear mit dem Phasenwinkel zwischen Sekundärbrennstoffmodulation und Schnelle im Brennerschlitz.

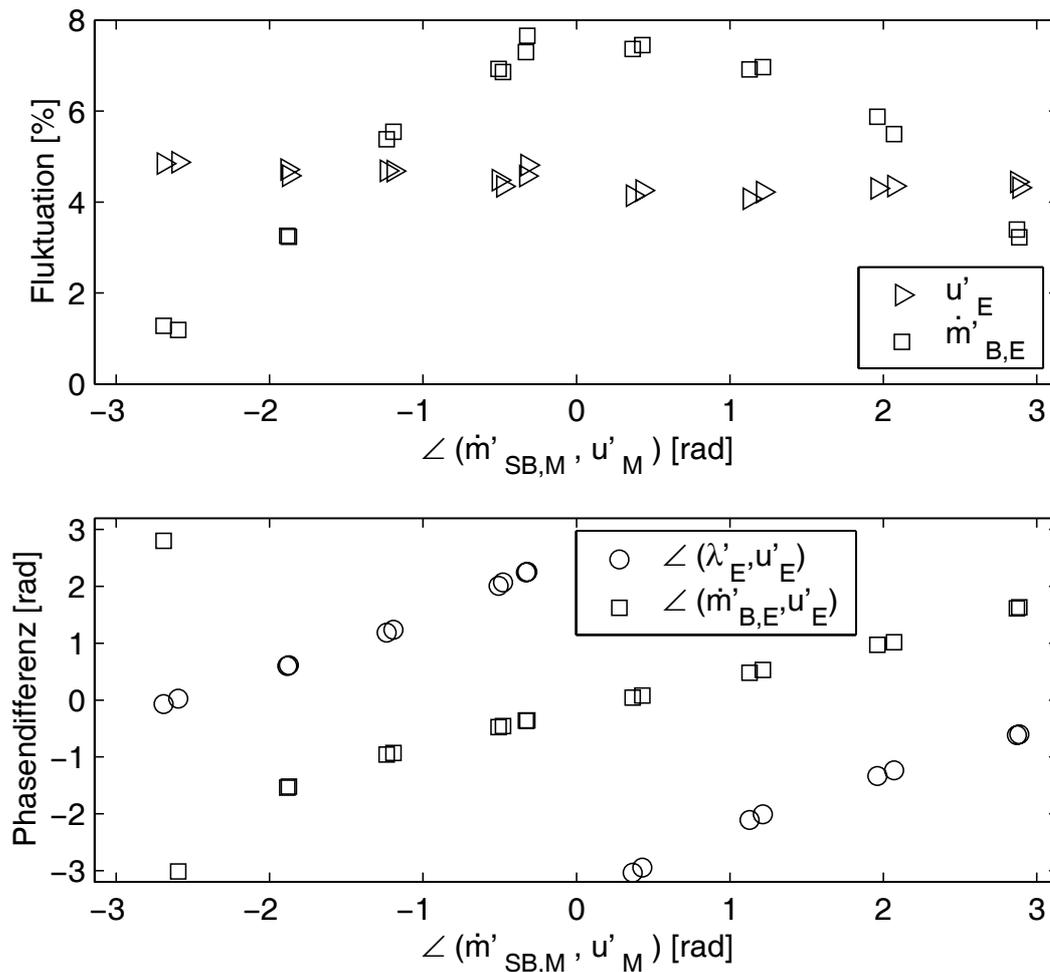


Abbildung 41: Brennstoffmassenstromschwankung in Abhängigkeit der modulierten Sekundärbrennstoffzugabe

Durch den konvektiven Transport des Gemisches vom Schlitz zur Brennerdüse und der dortigen Überlagerung mit der Brenne-

raustrittsströmschwankung ergeben sich die in Abbildung 41 gezeigten Brennstoffmassenstromschwankungen. Die Schwankungsamplituden liegen zwischen 1,2% und 7,7% und zeigen ein deutliches Maximum bei einem Phasenwinkel von ca. 0rad . Ein Vergleich mit Abbildung 40 zeigt, dass bei minimalen Schwankungen der Gemischzusammensetzung λ'_M maximale Fluktuationen der resultierenden Brennstoffmenge und umgekehrt auftreten, obwohl die Fluktuation der Brenneraustrittsgeschwindigkeit annähernd konstant bleibt.

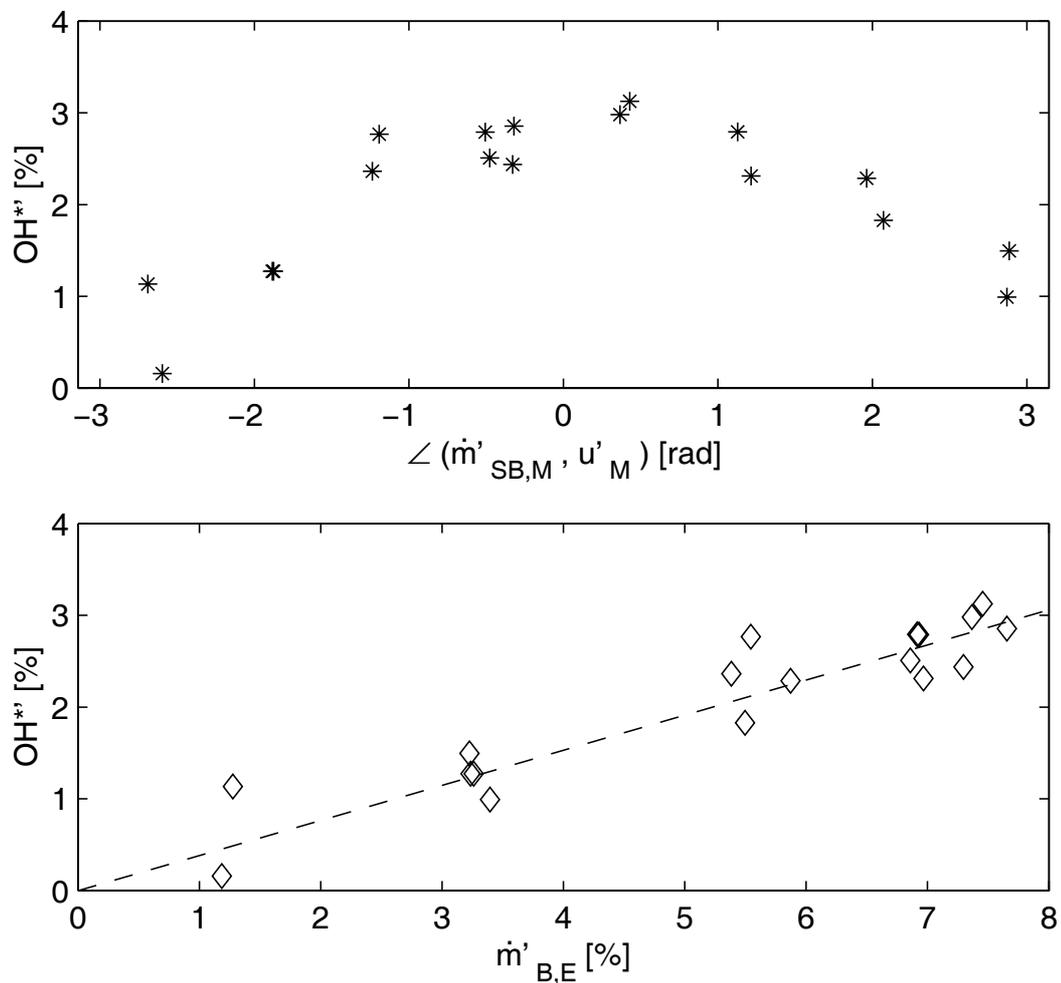


Abbildung 42: Flammenantwort in Abhängigkeit vom Phasenwinkel $\angle(\dot{m}'_{SB,M}, u'_M)$ bzw. von der Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$

Dies ist auf den Phasenwinkel zwischen der Gemischzusammensetzungsfuktuation am Brenneraustritt λ'_E und der Brenneraustrittsgeschwindigkeit u'_E zurückzuführen, der nach Gleichung 35 in Kapitel 3.4 maßgeblich den effektiven Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ beeinflusst. Der Phasenwinkel $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E)$ variiert bei der modulierten Brennstoffzugabe über nahezu 2π , im Gegensatz zu den Fällen mit reiner Luftmassenstromschwankungen in Kapitel 4 (siehe Abbildung 38).

Aus Abbildung 42 lässt sich der Zusammenhang zwischen Brennstoffmassenstromfluktuation und Flammenantwort ableiten. Ein Vergleich mit Abbildungen 41 zeigt den gleichen charakteristischen Verlauf der Strahlungsintensitätsschwankung $OH^{*'}_r$ und der Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$ über die Phasenwinkel. Zwischen der Flammenantwort und den Brennstoffmassenstromfluktuationen besteht wie auch für die selbsterregten Verbrennungsschwingungen ein linearer Zusammenhang.

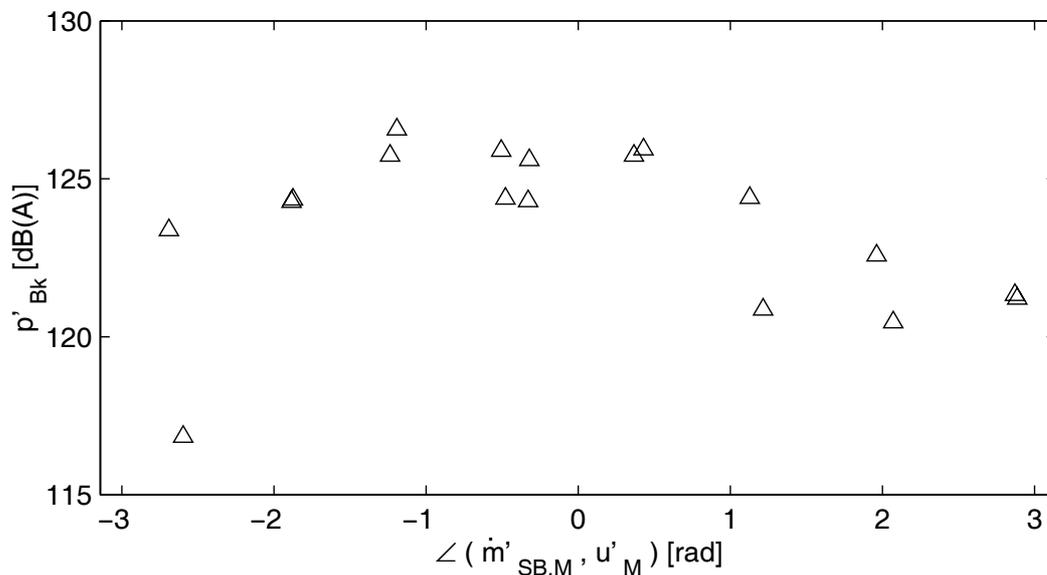


Abbildung 43: Schalldruck in der Brennkammer

Um die Wirkung der Flammenantwort auf die Akustik darzustellen, werden die Schalldruckwerte stromab der Flamme in der Brennkammer in Abbildung 43 dargestellt. Auch hier zeigt sich wieder der

charakteristische Verlauf über die Phasenwinkel. Um den Phasenwinkel $0rad$ mit den höchsten Strahlungsfluktuationen wurden auch die höchsten Druckamplituden gemessen.

Die OH^* -Strahlung der Flammen wurden ebenfalls mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. In diesen Versuchsreihen traten keine auffälligen Unsymmetrien in der Strahlungsverteilung auf. Die Dynamik der Drallflamme wird anhand der Fälle mit maximaler und minimaler integraler OH^* -Strahlungsintensitätsschwankung beschrieben.

Der Fall mit maximaler integraler Strahlungsintensitätsschwankung liegt bei einem Phasenwinkel von $\angle(\dot{m}'_{SB,M}, u'_M) = 0,43rad$ (siehe Abbildung 42). In diesem Fall sind die Fluktuationen des Brennstoffmassenstromes und der Brenneraustrittsströmung wie in den Fällen mit Luftmassenstromschwankungen in Kapitel 4 nahezu phasengleich (siehe Abbildung 41). In Abbildung 44 sind die phasenaufgelösten Differenzbilder für diesen Fall dargestellt.

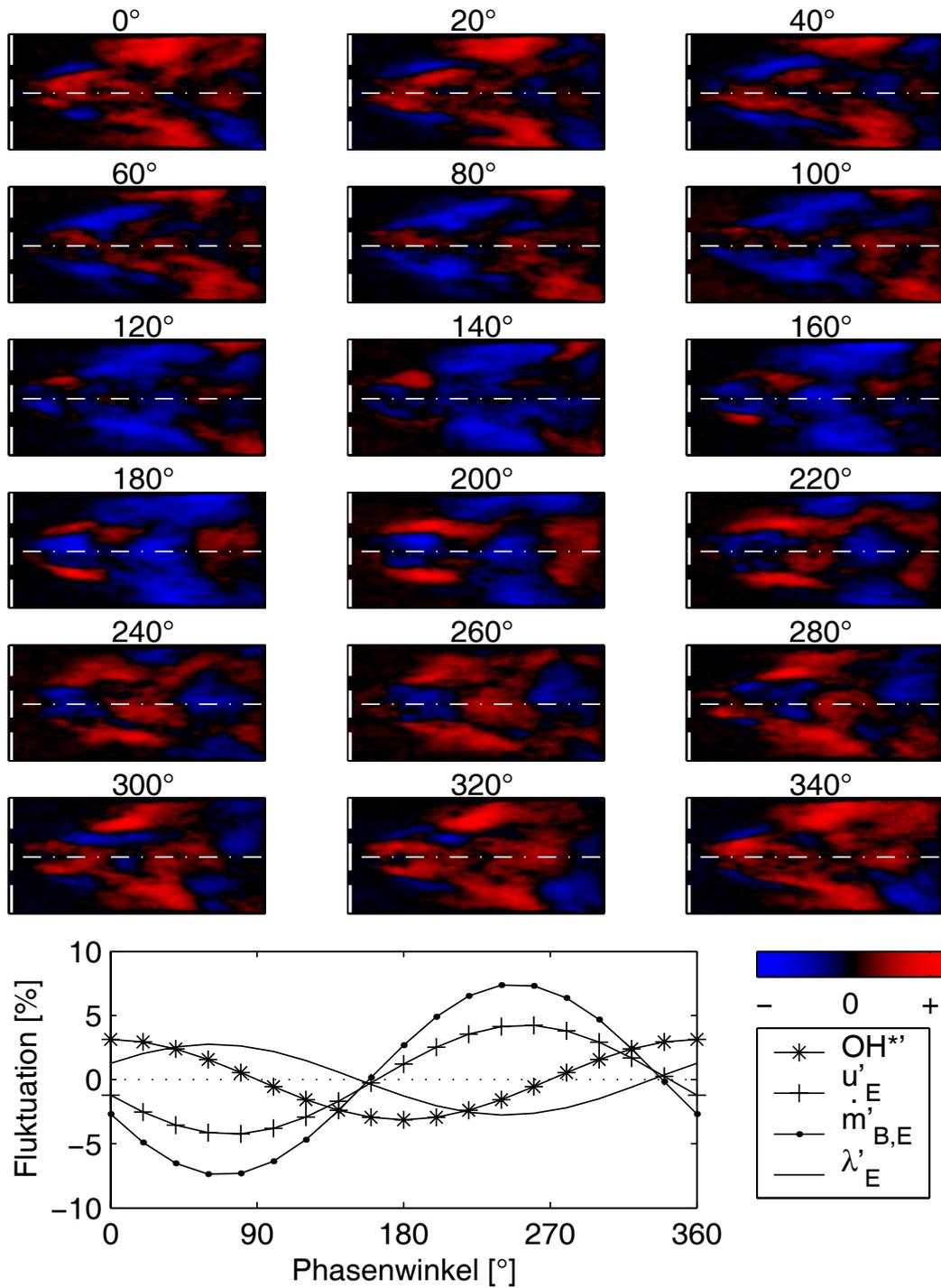


Abbildung 44: Phasenaufgelöste Differenzbilder der maximalen Strahlungsintensitätsschwankung bei luft- und brennstoffseitiger Anregung

Zur Phasenlage mit minimaler Brenneraustrittsgeschwindigkeit u'_E (ca. 80°) wird ein sehr mageres Gemisch eingeblasen, weshalb in der Scherschicht zwischen Brenneraustrittsströmung und innerer Rezirkulationszone unterdurchschnittlich Strahlung emittiert wird. Mit zunehmender Brenneraustrittsgeschwindigkeit nimmt auch der transportierte Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ zu. Dies hat zur Folge, dass die Strahlungsintensität in der Scherschicht stark zunimmt. Maximale Strahlungsleistung in der Scherschicht ist kurz nach dem Nulldurchgang der Brenneraustrittsströmung u'_E erreicht. Im Bereich positiver Schnelle u'_E am Brenneraustritt nimmt die Drallzahl und damit der Abströmwinkel deutlich ab. Trotz Zunahme der transportierten Brennstoffmenge $\dot{m}'_{B,E}$ sinkt die Strahlungsleistung OH^{*} in der inneren Scherschicht zum Schnellmaximum. Offensichtlich überwiegt die Austrittsgeschwindigkeit gegenüber der erhöhten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit aufgrund eines brennstoffreicheren Gemisches, weshalb die ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss stromab transportiert wird. Mit wieder abnehmender Austrittsgeschwindigkeit u'_E und damit parallel einhergehender Abmagerung der Gemischzusammensetzung bildet sich brennernahe im Bereich der inneren Rezirkulationszone wieder eine strahlungsintensive Zone. Die stromab transportierte ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss gewinnt zudem wieder stark an Intensität. Zur Phasenlage des Schnelle-Nulldurchganges bei ca. 340° hat sowohl die brennernahe Zone als auch die strahlungsintensive Zone in der brennerfernen Flammenhälfte sehr hohe Strahlungsintensitäten erreicht und bilden über die Flamme integriert die maximale Strahlungsleistung einer Periode. Um die brennernahe Zone mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung bildet sich ein Bereich mit unterdurchschnittlichem Reaktionsumsatz. Hier wird mit steigender Drallzahl ein sehr mageres Gemisch zugeführt, was zur Abnahme der Strahlungsintensität führt. Mit fortlaufendem Phasenwinkel nimmt die Strahlung in der inneren Rezirkulationszone und in der brennerfernen Flammenhälfte wieder ab, da ein Großteil des Gemisches bereits abreagiert ist und wenig Frischgemisch zugeführt wird. Der Bereich minimaler Strahlungsintensität in der inneren Scherschicht breitet sich zum Phasenwinkel

mit minimaler Brenneraustrittsgeschwindigkeit weiter aus und der Zyklus beginnt von neuem.

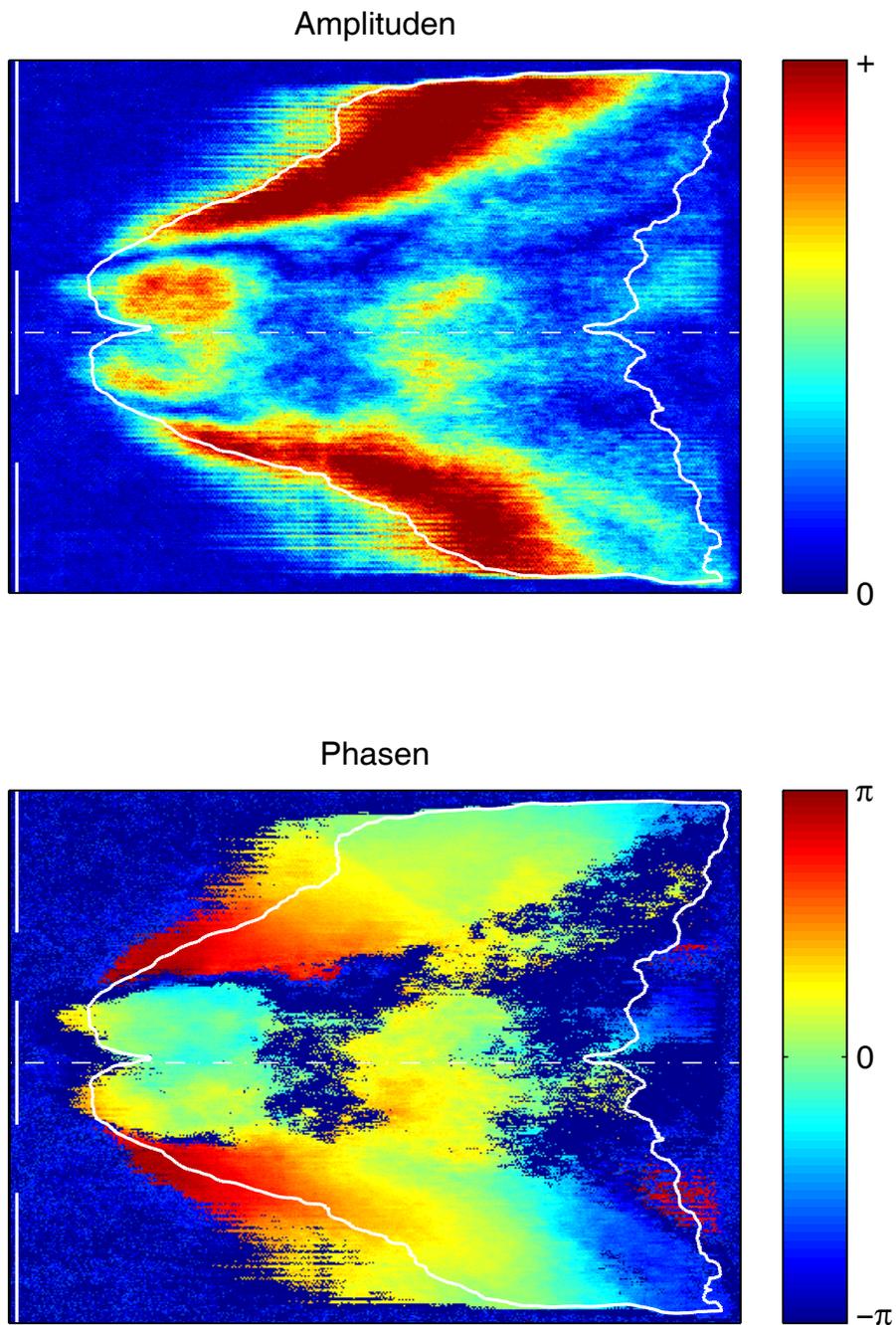


Abbildung 45: Frequenzanalyse bei Anregungsfrequenz im Falle maximaler Flammenantwort

In Abbildung 45 ist das Ergebnis der Frequenzanalyse bei der Anregungsfrequenz dargestellt. Der Phasenwinkel $0rad$ ist auf das Maximum der integralen Strahlungsintensität bezogen. Die Bereiche hoher Strahlungsamplituden liegen entlang der Flammenkontur und in der inneren Rezirkulationszone. Die Phasen dieser Zonen sind klar getrennt. Während die innere Rezirkulationszone in einem Phasenbereich von $0 \pm \pi/2$ reagiert, verlaufen die Phasen entlang der Flammenkontur über eine halbe Periode. Im Bereich der Flammenwurzel schwingt die Strahlungsleistung in der inneren Rezirkulationszone nahezu gegenphasig zur Flamme in der inneren Scherschicht.

Zum Vergleich sind in Abbildung 46 die phasenaufgelösten Differenzbilder des Falles mit geringster integraler Strahlungsleistungschwankung bei luft- und brennstoffseitiger Fremderregung dargestellt ($\angle(\dot{m}'_{SB,M}, u'_M) = -2,6rad$, siehe Abbildung 42). Der Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ schwingt in diesem Fall mit einer Amplitude von nur 1,2% gegenphasig zur Brennkammeraustrittsströmung u'_E (4,9%). In diesem Fall erreicht die Gemischzusammensetzungsschwankung λ'_E eine maximale Amplitude von 6% und schwingt nahezu phasengleich zur Brenneraustrittsströmung u'_E .

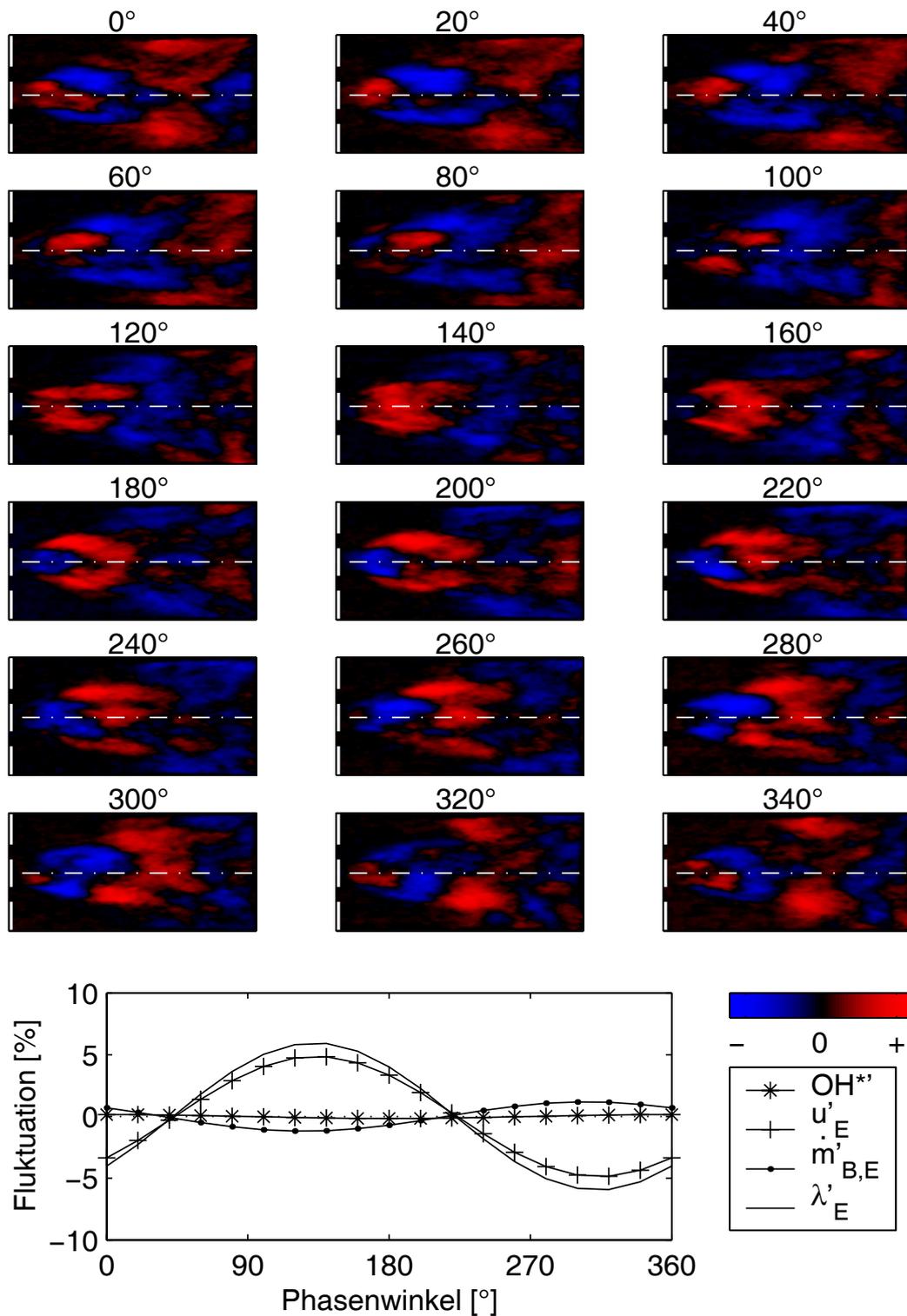


Abbildung 46: Phasenaufgelöste Differenzbilder der minimalen Strahlungsintensitätsschwankung bei luft- und brennstoffseitiger Anregung

Zum Phasenwinkel maximaler Brenneraustrittsgeschwindigkeit wird ein brennstoffarmes Gemisch in die Brennkammer transportiert. In der inneren Scherschicht bildet sich eine intensiv strahlende Zone. In der inneren Rezirkulationszone liegt ebenfalls eine stark strahlende Zone vor, welche mit steigendem Phasenwinkel schnell stromab wandert. Die ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss in der inneren Scherschicht nimmt währenddessen an Intensität zu, da zwei umsatzfördernde Faktoren zusammentreffen: Die Austrittsgeschwindigkeit u'_E sinkt kontinuierlich und der Brennstoffanteil des Gemisches steigt. Der inneren Rezirkulationszone wird kein weiteres Frischgas zugeführt, weshalb hier die Strahlungsintensität OH^* stark abfällt. Nach dem Nulldurchgang der Schnelleschwankung u'_E wandern sowohl die ringförmige, strahlungsintensive Zone als auch der strahlungsintensive Bereich in der inneren Rezirkulationszone stromab und im lanzennahen Bereich bildet sich ein neues Gebiet mit Leistungsüberschuss. Im weiteren Verlauf entwickelt sich ein Bereich mit unterdurchschnittlicher Strahlungsintensität in der brennernen Flammenhälfte. In der brennerfernen Flammenhälfte zeigen noch beide stromab wandernde Zonen mit Leistungsüberschuss hohe Strahlungsintensitäten. Zum Minimum der Schnelleschwankung gewinnt das Gebiet mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung an Intensität und breitet sich langsam in die innere Rezirkulationszone aus. Mit fortlaufendem Phasenwinkel bildet sich um und stromab der Flammenwurzel ein Bereich mit deutlich geringeren Strahlungsintensitäten. Erst mit positiven Brenneraustrittsgeschwindigkeiten löst sich die strahlungsintensive Zone an der Flammenwurzel aus dem lanzennahen Bereich und wandert axial stromab. Parallel dazu bildet sich lanzennah an der inneren Scherschicht eine neue ringförmige Zone mit überdurchschnittlicher Strahlungsleistung, die mit steigender Brenneraustrittsgeschwindigkeit an Intensität und Ausdehnung gewinnt. Zum Phasenwinkel maximaler Brenneraustrittsgeschwindigkeit u'_E hat diese ringförmige Zone die stromab wandernde strahlungsintensive Zone in der inneren Rezirkulationszone umschlossen und der Vorgang beginnt sich zu wiederholen.

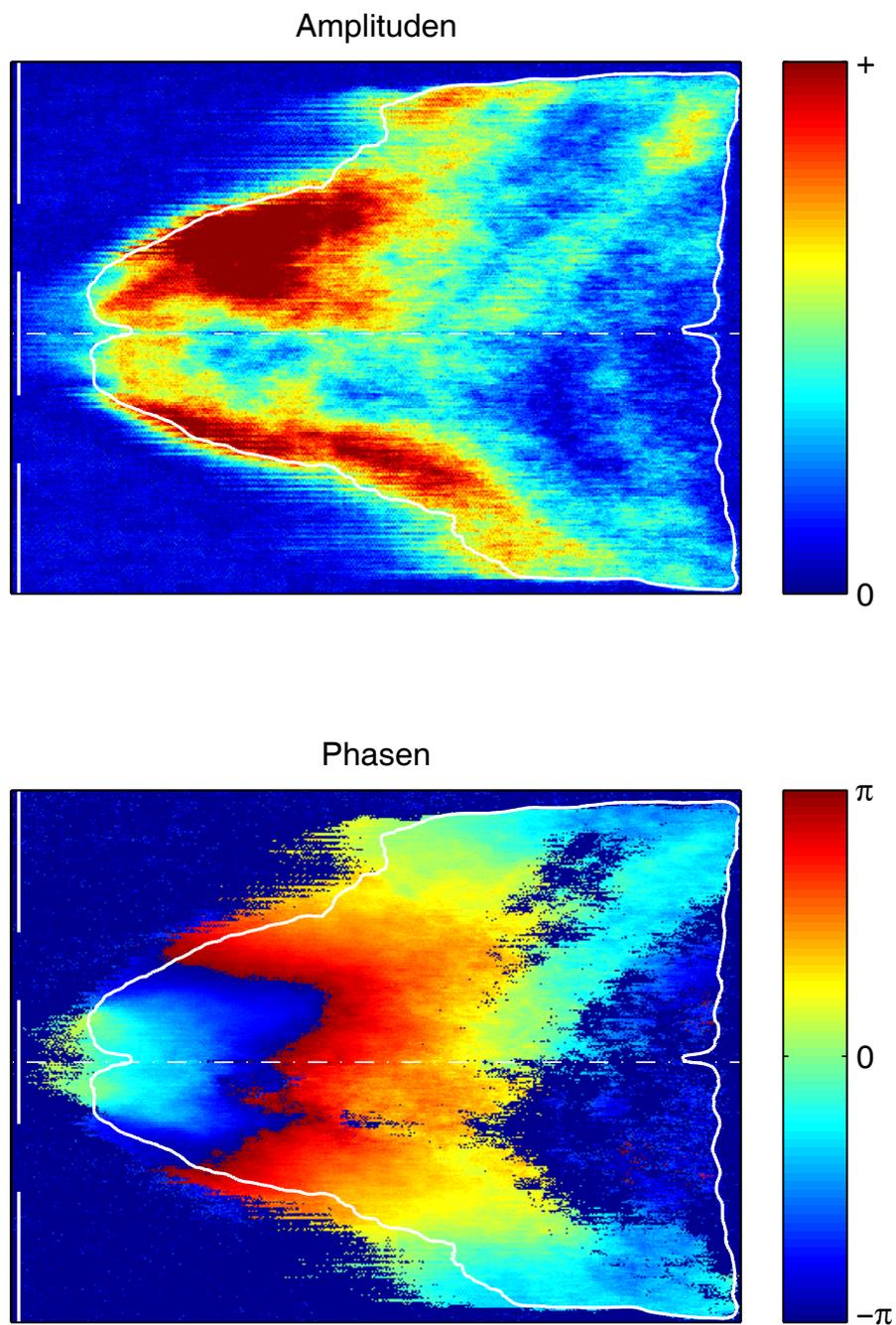


Abbildung 47: Frequenzanalyse bei Anregungsfrequenz im Falle minimaler Flammenantwort

In Abbildung 47 ist das Ergebnis der Frequenzanalyse bei der Anregungsfrequenz dargestellt. Wieder sind die Bereiche hoher Strahlungsschwankungen entlang der Flammenkontur und in der inneren Rezirkulationszone angeordnet. Im Unterschied zum Fall mit maximaler integraler Strahlungsintensität (Abbildung 45) verlaufen die Phasen in beiden Bereichen kontinuierlich von der Flammenwurzel bis zum Flammenende. Eine zeitliche Trennung der beiden Schwingungsbereiche ist nicht erkennbar.

5.2 Diskussion der Ergebnisse

Ein Vergleich des Systemverhaltens mit minimaler bzw. maximaler Flammenantwort zeigt deutlich, dass eine Einflussnahme auf die Verbrennungsschwingung durch modulierte Sekundärbrennstoffzugabe möglich ist. In den untersuchten Fällen mit luftseitiger Fremderregung kann durch phasengerechte Zugabe von Sekundärbrennstoff die Gemischbildung verändert werden. Ziel ist die Reduktion der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation über den Brenner.

Im diskutierten Fall minimaler Strahlungsintensitätsschwankung OH^* wird die Brennstoffmassenstromoszillation aufgrund der schwankenden Brenneraustrittsströmung u'_E durch eine entsprechende Modulation der Gemischzusammensetzung kompensiert. In der beschriebenen Konstellation kann mit einer 6%igen Fluktuation der Gemischzusammensetzung λ'_E gleichphasig zur Schnelleschwankung am Brenneraustritt u'_E die Brennstoffmassenstromschwankung $\dot{m}'_{B,E}$ auf 1,2% reduziert werden.

Die phasenaufgelösten Differenzbilder zeigen für diesen Fall trotz Gesamtstrahlungsfluktuationen von nur 0,2% ausgeprägte lokale OH^* -Strahlungsschwankungen der Flamme. Da zu Phasenlagen mit Zonen hoher Strahlungsemission parallel auch immer Bereiche minimaler Strahlungsintensität vorliegen, gleichen sich diese in der integralen Betrachtung wieder aus. Dieser Effekt und die Auswirkungen auf thermoakustische Wechselwirkungen werden in Kapitel 6 diskutiert.

Der Versuch, die Gemischzusammensetzungsschwankung möglichst gering zu halten, führte zu einer maximalen Intensitätsfluktuation der integralen Strahlungsleistung der Flamme. In diesem Fall kommt es zu einer gegenphasigen Überlagerung der geringen Gemischzusammensetzungsfuktuation λ'_E (2,8%) und der 4,3%igen Schnellechwankung am Brenneraustritt u'_E . Dies hat eine effektive Brennstoffmassenstromfluktuation von 7,5% zur Folge, die annähernd gleichphasig mit der Brenneraustrittsströmung fluktuiert.

Die Differenzbilder zeigen für diesen Fall zwei Zonen intensiver Strahlungsemission, d.h. den Flammenwurzelbereich und die brennerferne Hälfte der Flamme, welche annähernd gleichphasig fluktuierten. In der integralen Betrachtungsweise verstärkt sich damit die Strahlungsintensitätsschwankung.

Die Zugabe von moduliertem Sekundärbrennstoffmassenstrom hat einen deutlichen Einfluss auf die feuerungstechnischen Größen. Die integrale OH^* -Strahlungsschwankung zeigt wieder eine lineare Abhängigkeit vom effektiven Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ und der Schalldruck in der Brennkammer folgt in etwa den Schwankungamplituden der $OH^{*'}-Strahlung$. Die Flammendynamik zeigt neben der Abhängigkeit vom effektiven Brennstoffmassenstrom noch eine weitere wichtige Abhängigkeit vom Phasenwinkel $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E)$. Liegt dieser Phasenwinkel nahe $0rad$, so kommt es zu sehr hohen integralen Strahlungsschwankungen. Oszilliert der effektive Brennstoffmassenstrom gegenphasig zur Brenneraustrittsströmung, so zeigt sich ein Abbrandverhalten mit sehr geringen integralen Strahlungsschwankungen. Die Ursachen für dieses Verhalten werden in Kapitel 6.2 beschrieben und die Auswirkungen auf die thermoakustische Wechselwirkung werden in Kapitel 6.3 diskutiert.

6 Modellierung des Systemverhaltens

In den vorangehenden beiden Kapiteln wurden die Versuchsergebnisse dargestellt und diskutiert. Es wurde festgestellt, dass die komplexe Flammendynamik wesentlich von der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation und deren Phasenbezug zur Brenneraustrittsgeschwindigkeit beeinflusst wird.

In diesem Kapitel werden die experimentell gewonnenen Erkenntnisse verallgemeinert und hinsichtlich thermoakustischer Wechselwirkungen untersucht. Dabei werden nur die fluktuierenden Anteile der verwendeten Größen einbezogen, da nur sie thermoakustische Wechselwirkungen erzielen können.

6.1 Brennerimmanenter Verstärkungsmechanismus

Anhand eines vereinfachten Brennersystems soll der Einfluss fluktuierender Massenströme auf die feuerungstechnischen Größen modelliert werden. Das Modellsystem besteht aus einem zylindrischen Brennerrohr mit konstantem Querschnitt (Abbildung 48). Die Verbrennungsluft strömt axial in den Brenner ein und mündet über einen großen Querschnittsprung in die koaxiale, zylindrische Brennkammer. Die Brennstoffzugabe im Brennerrohr erfolgt in einer Mischungszone mit infinitesimaler Ausdehnung. Die Position der Mischungszone relativ zur Brennermündung wird durch τ_{rel} (siehe Gleichung 43) beschrieben. Es wird eine ideale Mischung über die Querschnittsfläche und keine Dispersion längs der Strömung angenommen. Die Schnelleschwankungen in der Mischungszone und am Brenneraustritt werden als gleichphasig angenommen. Die Schnelleamplituden in der Mischungszone u'_M werden relativ zur Schnelleamplitude am Brenneraustritt u'_E variiert.

In Kapitel 3.4 wurde der effektive Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ aus den akustischen Größe u'_M und u'_E , der Sekundärbrennstofffluktua-

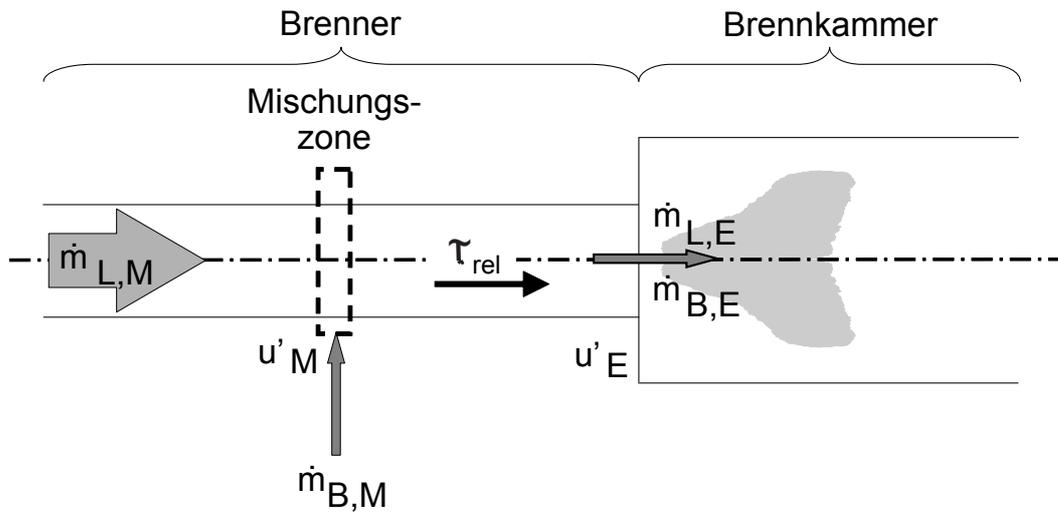


Abbildung 48: Modell eines vereinfachten Brennersystems

tion in der Mischungszone $\dot{m}'_{SB,M}$ und der konvektiven Verzugszeit τ_{konv} bestimmt. Um auch den Effekt der modulierten Hauptbrennstoffzugabe in die Modellvorstellung zu integrieren, wird der modulierte Gesamtbrennstoffmassenstrom in der Mischungszone $\dot{m}'_{B,M}$ durch komplexe Addition der modulierten Brennstoffmassenströme aus Haupt- und Sekundärbrennstoffzuführung eingeführt:

$$\dot{m}'_{B,M} = \dot{m}'_{HB,M} + \dot{m}'_{SB,M} \quad (36)$$

Die Gemischzusammensetzung im Schlitz λ_M ergibt sich damit zu

$$\lambda_M = \bar{\lambda}_M + \lambda'_M = \frac{\bar{m}_{L,M} + \dot{m}'_{L,M}}{(\bar{m}_{B,M} + \dot{m}'_{B,M}) \cdot s} \quad (37)$$

Da es sich um ein geschlossenes, masseerhaltendes System handelt, sind die Mittelwerte der verschiedenen Größen in der Mischungszone und am Brenneraustritt identisch. Es gilt

$$s = \frac{\bar{m}_L}{\bar{m}_B \cdot \bar{\lambda}} \quad (38)$$

In der dimensionslosen Darstellung ergibt sich für die Gemischzusammensetzung in der Mischungszone:

$$\frac{\lambda'_M}{\bar{\lambda}} = \frac{\frac{\dot{m}'_{L,M}}{\bar{m}_L} - \frac{\dot{m}'_{B,M}}{\bar{m}_B}}{1 + \frac{\dot{m}'_{B,M}}{\bar{m}_B}} \quad (39)$$

Mit der konvektiven Verzugszeit zwischen der Mischungszone und dem Brenneraustritt gilt für die Gemischzusammensetzung am Brenneraustritt:

$$\frac{\lambda'_E}{\bar{\lambda}_E} = \frac{\lambda'_M}{\bar{\lambda}_M} \cdot e^{i\omega\tau_{konv}} \quad (40)$$

Der dimensionslose Brennstoffmassenstrom am Brenneraustritt folgt aus den Gleichungen 35 und 38:

$$\frac{\dot{m}'_{B,E}}{\bar{m}_B} = \frac{1 + \frac{\dot{m}'_{L,E}}{\bar{m}_L}}{1 + \frac{\lambda'_E}{\bar{\lambda}}} - 1 \quad (41)$$

Mit der Gleichung 40 ergibt sich für den effektiven Brennstoffmassenstrom am Brenneraustritt folgende wichtige Beziehung:

$$\frac{\dot{m}'_{B,E}}{\bar{m}_B} = \frac{1 + \frac{\dot{m}'_{L,E}}{\bar{m}_L}}{1 + \frac{\lambda'_M}{\bar{\lambda}} \cdot e^{i\omega\tau_{konv}}} - 1 \quad (42)$$

Gleichung 42 beschreibt den Einfluss der Gemischbildung in der Mischungszone und der Modulation des vom Brenner austretenden Massenstromes auf den effektiven Brennstoffmassenstrom zur Flamme. Sowohl die Gemischbildung als auch die Modulation sind von den jeweiligen akustischen Größen abhängig und damit über das Wellenfeld im Verbrennungssystem miteinander gekoppelt.

Eine weitere Einflussgröße ist die konvektive Verzugszeit τ_{konv} , welche entsprechend der Periodendauer der vorherrschenden Schwingung T_f verstärkend oder dämpfend auf die Brennstoffmodulation wirken kann. Um deren Einfluss frequenzunabhängig zu diskutieren, wird die relative Verzugszeit τ_{rel} eingeführt:

$$\tau_{rel} = \frac{\tau_{konv}}{T_f} \quad (43)$$

Im Falle $\tau_{rel} \rightarrow 0$ liegt die Mischungszone sehr nahe am Brenneraustritt, womit $u'_M \rightarrow u'_E$ und $\dot{m}'_{B,M} \rightarrow \dot{m}'_{B,E}$. Aufgrund des periodischen Charakters wiederholt sich das Systemverhalten mit $\tau_{rel} > 1$.

Unter der Annahme konstanter Brennstoffmassenstromzugabe $\dot{m}'_{B,M} = 0$ wird die Gemischzusammensetzung nur durch die Luftmassenstromschwankung in der Mischungszone beeinflusst. Abbildung 49 zeigt die bestimmte Brennstoffmassenstromschwankung am Brenneraustritt $\dot{m}'_{B,E}$ über der relativen Verzugszeit τ_{rel} bei unterschiedlichen Schnelleamplituden in der Mischungszone u'_M .

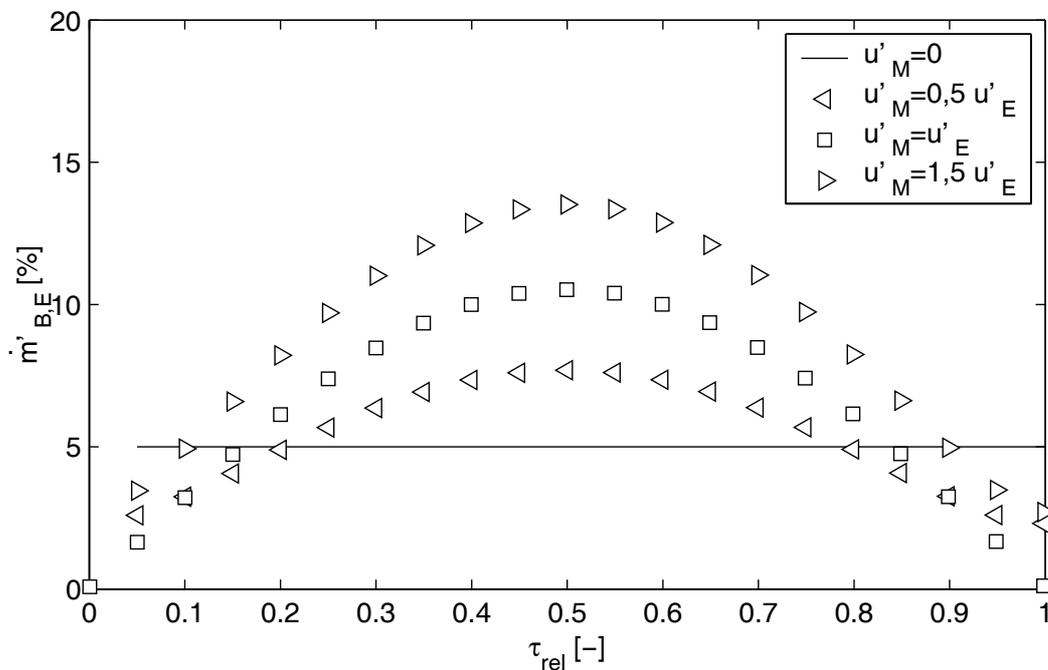


Abbildung 49: Einfluss der Schnelleamplituden u'_M und der relativen Verzugszeit τ_{rel} auf die effektive Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$: $u'_E = 5\%$, $\dot{m}'_{B,M} = 0$

Deutlich zeigt sich eine starke Abhängigkeit der effektiven Brennstoffmodulation von der relativen Verzugszeit für alle Fälle mit $u'_M \neq 0$. Mit ansteigender relativer Verzugszeit nimmt auch die Brennstoffmassenstrommodulation stetig zu, bis sie ein Maximum bei $\tau_{rel} = 0,5$ erreicht. Mit weiter steigender relativer Verzugszeit nimmt die Modulation wieder stetig ab. Dies ist dadurch zu er-

klären, dass, abhängig von der konvektiven Verzugszeit, die Überlagerung der Gemischzusammensetzungsfuktuation mit der Gesamtmassestrommodulation am Brenneraustritt phasenverschoben verläuft. Bei $\tau_{rel} = 0,5$ ist der maximale Gesamtmassestrom phasengleich mit dem brennstoffreichsten Gemisch am Brenneraustritt und umgekehrt. Daraus ergibt sich die maximale effektive Brennstoffmassenstromfuktuation $\dot{m}'_{B,E}$.

Im Falle konstanter Luftmassenströmung in der Mischungszone $u'_M = 0$, z.B. aufgrund eines Schnelleknotens, wird die effektive Brennstoffmassenstromfuktuation nur durch die Gesamtmassestromschwankung am Brenneraustritt moduliert. Deshalb entspricht die Amplitude der effektiven Brennstoffmassenstromschwankung unabhängig von τ_{rel} der Amplitude der Schnelle am Brenneraustritt u'_E .

In Abhängigkeit von der Schnelleamplitude in der Mischungszone bilden sich unterschiedliche Bereiche bzgl. der effektiven Brennstoffmassenstromfuktuation aus: In Bereichen mit $\tau_{rel} \rightarrow 0$ und $\tau_{rel} \rightarrow 1$ sinken die Amplituden der Brennstoffmassenstromfuktuation unter 5%. Dagegen erreichen sie sehr hohe Werte im Bereich um $\tau_{rel} = 0,5$. Dies zeigt sehr eindrucksvoll den so genannten brennerimmanenten Verstärkungsmechanismus, der maßgeblich von der relativen Verzugszeit gesteuert wird und damit von den Betriebs- und Geometrieparametern des Brenners abhängig ist.

Die Phasenlagen der effektiven Brennstoffmassenstromfuktuation relativ zu den Schnellen am Brenneraustritt sind für die obigen Fälle in Abbildung 50 dargestellt.

Im Bereich maximaler Brennstoffmassenstrommodulation ($\tau_{rel} \approx 0,5$) ist die Phasendifferenz zwischen Brennstoffmassenstrommodulation und Gesamtmassestrommodulation sehr gering. Mit zunehmender Entfernung vom Maximum nehmen die Phasendifferenzen abhängig vom Amplitudenverhältnis der Schnellen in der Mischungszone und am Brenneraustritt teilweise erheblich zu. Die Phasenlage des effektiven Brennstoffmassenstroms relativ zur Brenneraustrittsströmung hat einen wesentlichen Einfluss auf die Phase der Wärme-

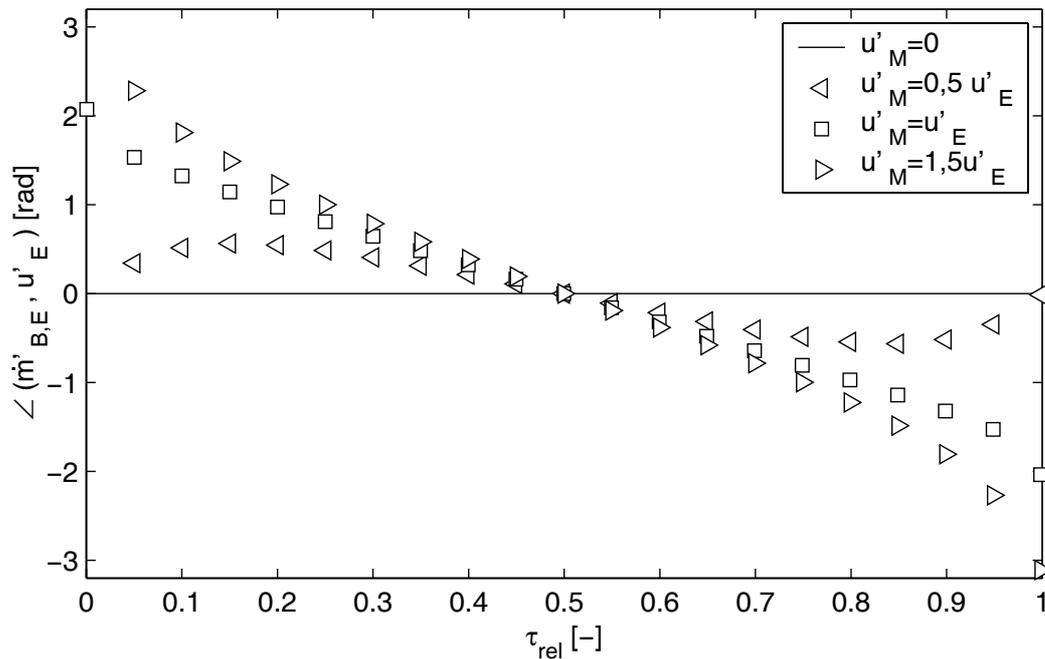


Abbildung 50: Einfluss der Schnelleamplituden u'_M und der relativen Verzugszeit τ_{rel} auf die Phasen der effektiven Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$: $u'_E = 5\%$, $\dot{m}'_{B,M} = 0$

freisetzung der Flamme und damit auf die Wechselwirkung mit der Akustik im System. Deshalb kann dieser Phasenwinkel zwischen Schallschnelle und der Brennstoffmassenstrommodulation am Brenneraustritt ebenfalls verstärkend oder dämpfend auf das thermoakustische System gemäß dem Rayleigh-Kriterium wirken (siehe Abschnitt 6.2).

Im Weiteren soll nun der Einfluss einer Brennstoffmassenstrommodulation in der Mischungszone auf die effektive Brennstoffmodulation am Brenneraustritt untersucht werden. Hierfür sollen die Schallschnellen in der Mischungszone und am Brenneraustritt sowohl in Phase als auch in Amplitude identisch sein ($u'_M = u'_E = 5\%$). Die Amplituden der Brennstoffmassenstromfluktuationen werden mit 2,5% und 7,5% variiert. Die Fluktuationen erfolgen dabei jeweils gleichphasig (leere Symbole) bzw. gegenphasig (gefüllte

Symbole) zur Schnelle. In Abbildung 51 sind die berechneten Brennstoffmassenstrommodulationen am Brenneraustritt über der relativen Verzugszeit dargestellt. Als Referenz wird auch der Fall ohne Brennstoffmassenstrommodulation in der Mischungszone $\dot{m}'_{B,M} = 0$ aufgetragen.

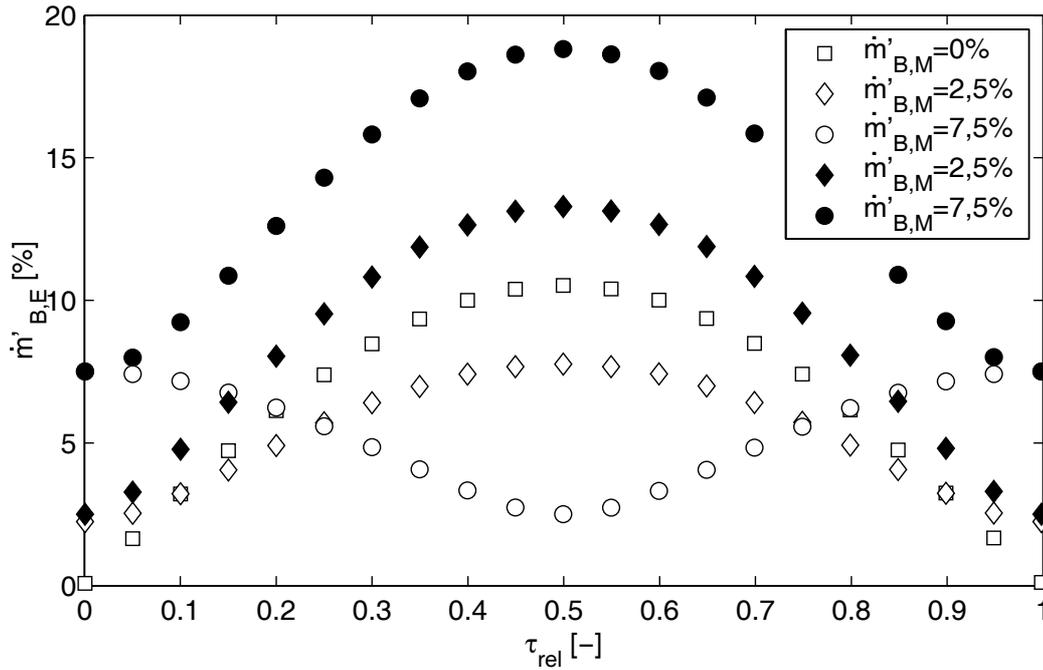


Abbildung 51: Einfluss der Brennstoffmassenstrommodulation in der Mischungszone $\dot{m}'_{B,M}$ und der relativen Verzugszeit τ_{rel} auf die Amplituden der effektiven Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$: $u'_M = u'_E = 5\%$, $\angle(\dot{m}'_{B,M}, u'_M) = 0$ (leere Symbole) und $\angle(\dot{m}'_{B,M}, u'_M) = \pi$ (gefüllte Symbole)

Alle dargestellten Fälle mit gleichphasiger Brennstoffmassenstrom- und Luftmassenstrommodulation ($\angle(\dot{m}'_{B,M}, u'_M) = 0$) bilden Bereiche mit geringerer effektiver Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,E}$ im Vergleich zum Referenzfall $\dot{m}'_{B,M} = 0$. Im Gegensatz dazu liegen die effektiven Brennstoffmassenstrommodulationen am Brenneraustritt für die gegenphasige Brennstoffeindüsung ($\angle(\dot{m}'_{B,M}, u'_M) = \pi$) immer höher als der Referenzfall.

Damit ist auch die gezielte Beeinflussung der Flamme durch Brennstoffmassenstrommodulation in der Mischungszone, eine typische Maßnahme der Aktiven Instabilitätskontrolle (AIC), den Mechanismen der brennerimmanenten Verstärkung unterworfen.

6.2 **Flammenimmanente Verstärkungsmechanismen**

Die verwendete Hochgeschwindigkeitsmesstechnik zur Aufzeichnung der zweidimensionalen OH^* -Strahlungsemission erlaubt die Analyse der Flammendynamik im Frequenzraum über die gesamte Flammenlänge. Wie bereits in den vorangehenden Kapiteln dargestellt, bilden sich über die Flammenlänge Bereiche unterschiedlicher Schwingungsamplituden und -phasen aus. Die Entstehung dieser unterschiedlichen Schwingungsbereiche werden in den folgenden Abschnitten diskutiert. Ausgangspunkt der Analyse ist der Systemzustand am Brenneraustritt.

6.2.1 **Frequenzabhängigkeit**

Die Frequenzanalyse der Phasenbilder liefert zweidimensionale Amplituden- und Phasenverläufe der OH^* -Strahlungsleistung. Daraus wird ersichtlich, dass die Flamme sowohl örtlich als auch zeitlich verschiedenen Leistungsschwankungen unterliegt. Für die thermoakustische Betrachtung in dieser Arbeit ist allerdings nur die axiale Strahlungsverteilung über die Phasenwinkel relevant, da nur longitudinale Wellenfelder betrachtet werden (siehe Kapitel 3.1). Deshalb werden die zweidimensionalen Phasenbilder auf eine axiale Strahlungsverteilung zurückgeführt (siehe Kapitel 3.5.2). In Abbildung 52 sind die axialen OH^* -Strahlungsverteilungen bei diskreten Phasenwinkeln für eine selbsterregte Verbrennungsschwingung bei $192,3\text{ Hz}$ dargestellt. Die lokale Strahlungsleistung wird mit dem äußeren Radius der Brenneraustrittsöffnung $R = 0,05\text{ m}$ normiert.

Es ist deutlich eine Veränderung der axialen OH^* -Strahlungsverteilung über den Phasenwinkeln sichtbar. Die axiale Position des Maximums führt dabei eine oszillierende Bewegung aus. Mit dieser Bewegung geht auch eine Gesamtleistungsschwankung einher.

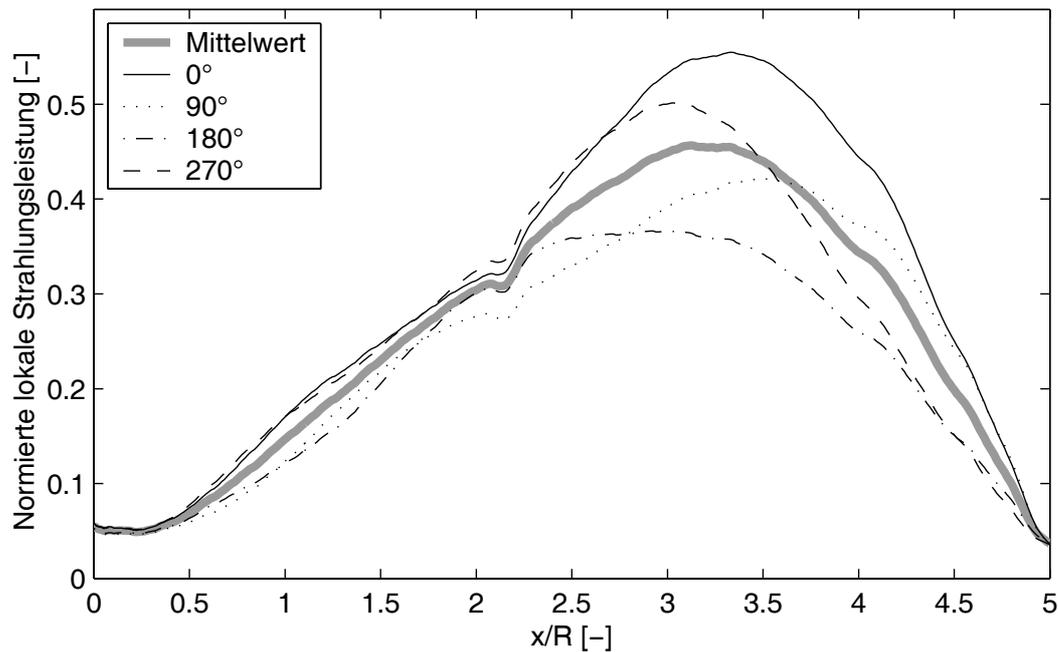


Abbildung 52: Axiale Strahlungsverteilung bei verschiedenen Phasenwinkeln für den selbsterregten Fall bei $192,3\text{Hz}$

Um die Änderungen in der Strahlungsleistung zu erkennen, werden auch die Differenzbilder auf eine axiale Darstellung reduziert. Abbildung 53 zeigt für die selbsterregte Schwingung bei $192,3\text{Hz}$ die axialen Schwankungen der OH^* -Strahlungsintensitäten phasenaufgelöst.

Wie aus der Bilderserie ersichtlich, wandern mehrere Extrema parallel stromab. Dabei verändern sich auch ihre Amplituden. Werden die axialen Koordinaten der lokalen Maxima über der Periodendauer der Schwingung aufgetragen (siehe Abbildung 54), so erkennt man eine annähernd konstante Bewegung der Maxima in axialer Richtung.

Mit dem Nulldurchgang hin zu positiven Werten der Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$ bei ca. 135° wird ein neues Maximum an der Flammenwurzel gebildet. Mit fortschreitendem Phasenwinkel nimmt die axiale Position dieses Maximums zu und erreicht nach zwei Perioden das Ende der Flamme. Mit einer Flammenlänge $L_F \approx 240\text{mm}$ und einer Periodendauer $T_f = 5,2\text{ms}$ er-

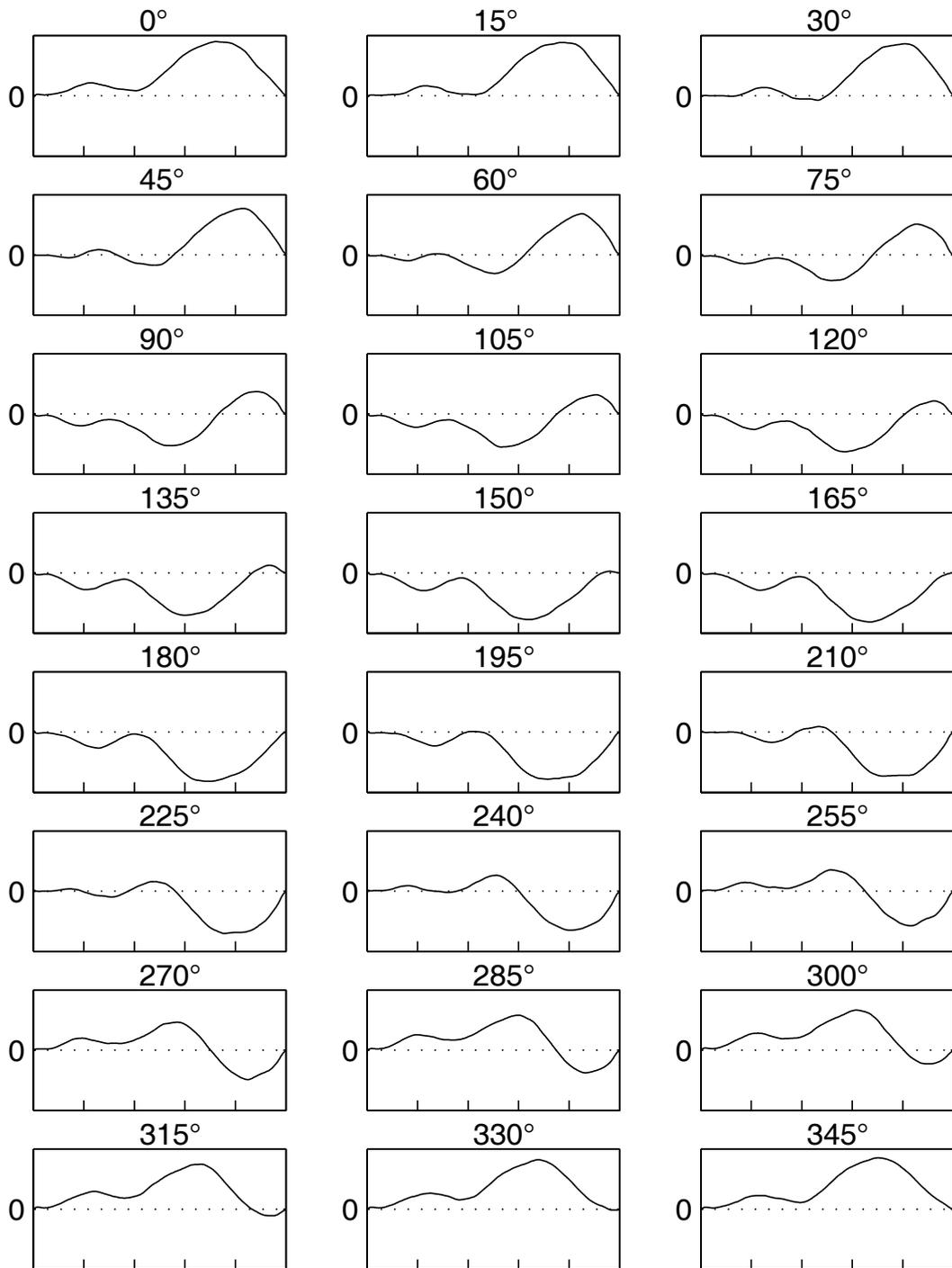


Abbildung 53: Axiale Verteilung der Strahlungsschwankungen für eine selbsterregte Schwingung bei $192,3\text{ Hz}$

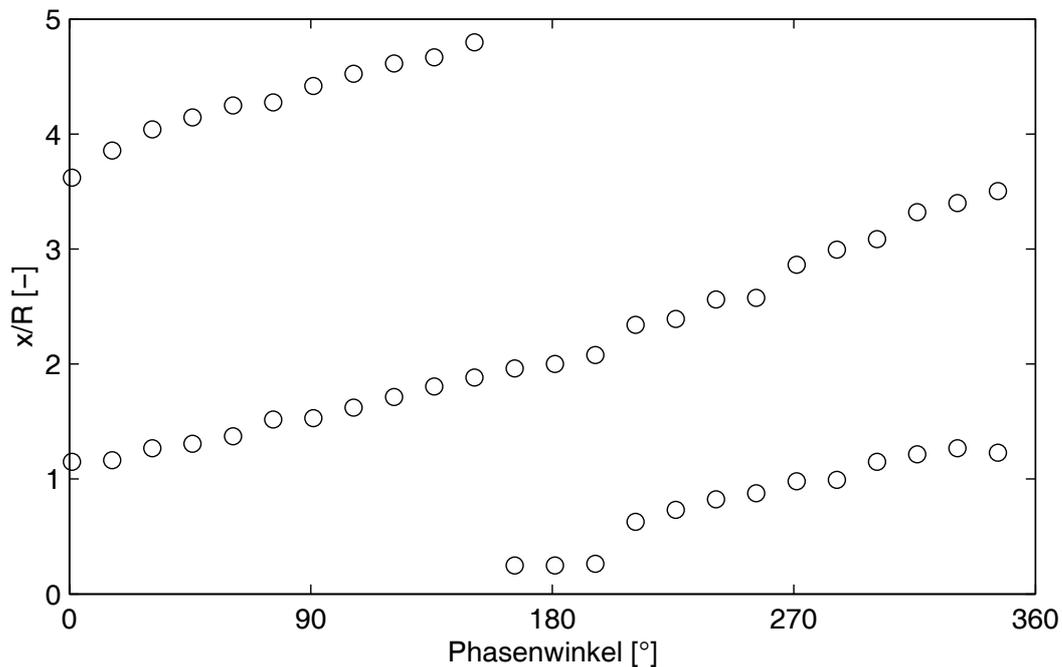


Abbildung 54: Axiale Positionen der lokalen Maxima über den Phasenwinkeln für den selbsterregten Fall bei $192,3\text{Hz}$

gibt sich eine axiale Ausbreitungsgeschwindigkeit von $v_F \approx 23\text{m/s}$. Dieser Wert wird durch die Bestimmung über die Steigung der Maxima-Positionen über die Phasenwinkel bestätigt. Auch zeigen CFD-Analysen von Reindl [48] entlang der Flamme eine mittlere axiale Geschwindigkeit vom gleichen Betrag.

Diese axiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der lokalen Strahlungsmaxima über die Flamme ist bei allen untersuchten Fällen annähernd gleich. Auch die Flammenlängen variieren nur marginal. Damit ergibt sich bei einer konstanten Flammenlänge von $L_F \approx 240\text{mm}$ und der axialen Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen über die Flamme von ca. 23m/s eine Zeit von $\tau_F \approx 10,4\text{ms}$ vom Einleiten einer Brennstoffmassenstromänderung bis zum vollständigen Umsatz dieses geänderten Brennstoffmassenstromes. Daraus folgt, dass für alle Brennstoffmassenstromfluktuationen mit einer Periodendauer von über $10,4\text{ms}$ nur ein Maximum entlang der Flamme wandern kann.

Eine Periodendauer von $10,4\text{ms}$ entspricht einer Frequenz von 96Hz , welche als Grenzfrequenz f_G bezeichnet werden soll:

$$f_G = \frac{1}{\tau_F} = \frac{v_F}{L_F} \quad (44)$$

Für alle Brennstoffmassenstromfluktuationen mit einer Frequenz von $f \geq n \cdot f_G$ können sich n lokale Maxima entlang der Flamme parallel ausbreiten. Das hat weitreichende Auswirkungen auf die thermoakustische Kopplung zwischen der Wärmefreisetzung der Flamme und der Akustik. An einem vereinfachten Modell soll dies demonstriert werden: Eine harmonische Strahlungsschwankung mit einer normalisierten Amplitude von 1 wird mit einer konstanten Geschwindigkeit v_F stromab transportiert. In Abbildung 55 sind oben links jeweils drei Momentaufnahmen des Wellenfeldes über eine Flammenlänge von L_F für vier Schwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen ($0,5$ bis $2f_G$) dargestellt. Zu jedem Zeitpunkt wurde ein Integral über die Flammenlänge L_F gebildet und auf der rechten Seite aufgetragen. Damit ergibt sich auf der rechten Seite die jeweilige Gesamtleistungsschwankung in einem Zeitraum von 0 bis $\tau_F = L_F/v_F$, wie sie von einem Photomultiplier aufgezeichnet werden würde.

Die Amplituden der Gesamtleistungsschwankungen auf der rechten Seite von Abbildung 55 zeigen frequenzabhängig unterschiedliche maximale Amplituden, obwohl die Amplituden der Schwingungen für alle Frequenzen gleich sind. Bei den ganzzahligen Vielfachen der Grenzfrequenz f_G gleichen sich zu jedem Zeitpunkt die Strahlungsschwankungen über die Flammenlänge L_F aus, weshalb die Gesamtstrahlung keine Schwankungen aufweist.

Die maximalen Amplituden der Gesamtleistungsschwankungen der jeweiligen Frequenz sind in Abbildung 55 unten aufgetragen. Im tiefrequenten Bereich können erwartungsgemäß die höchsten Amplituden der Gesamtleistungsschwankungen erreicht werden. Zwischen den ganzzahligen Vielfachen der Grenzfrequenz f_G zeigen sich wieder höhere maximale Amplituden.

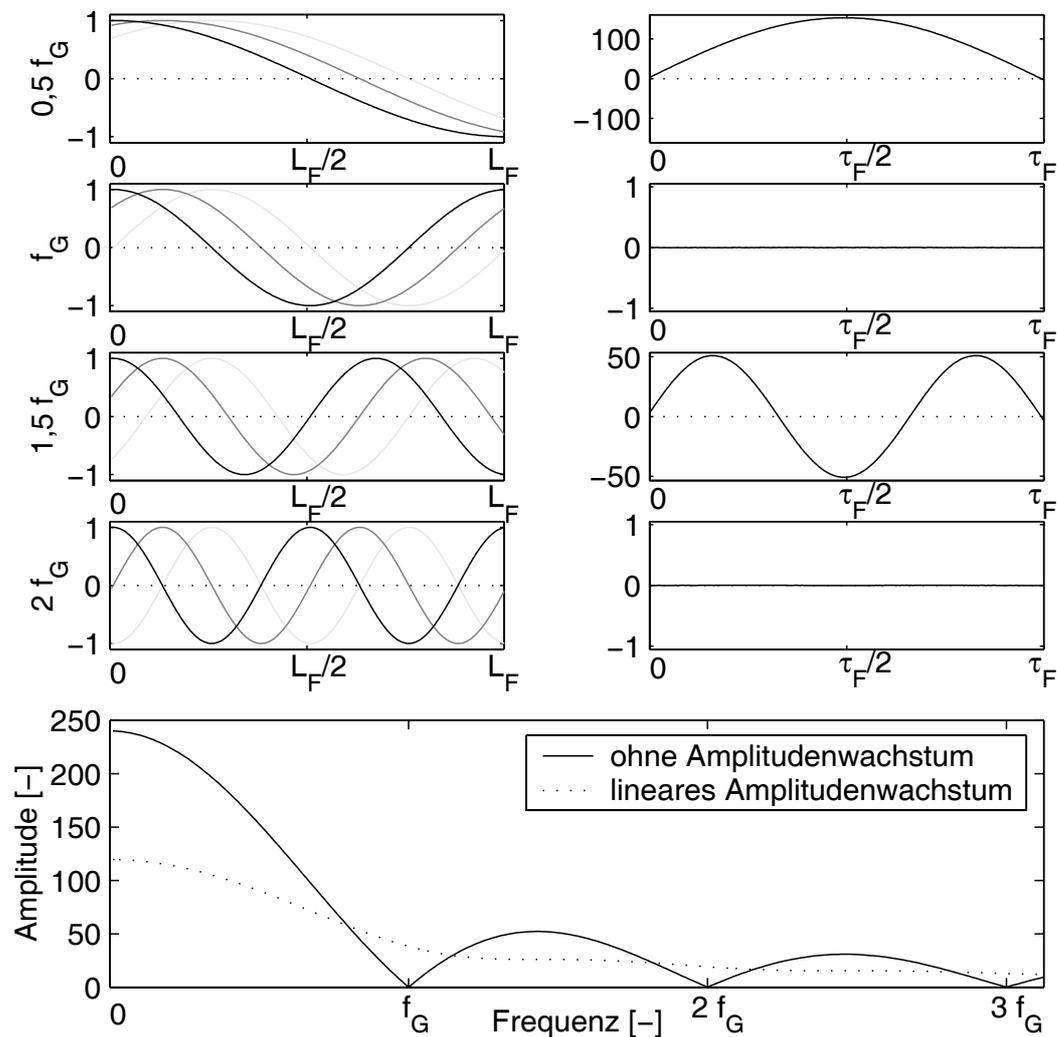


Abbildung 55: Modellvorstellung: Mit konstanter Geschwindigkeit stromab wandernde Leistungsschwingungen und deren Integral über die konstante Länge L_F

In der phasenabhängigen, axialen Strahlungsverteilung in Abbildung 53 ist deutlich zu erkennen, dass die Amplituden der lokalen Extrema auf ihrem Weg entlang der Flamme zunehmen. Durch dieses Amplitudenwachstum entlang des Weges wird dieser flammenimmanente Verstärkungseffekt gemindert. In Abbildung 55 sind die maximalen Amplituden der Gesamtleistungsschwankung mit linearem Amplitudenwachstum strichpunktiert dargestellt. Die Amplituden abseits der ganzzahligen Vielfachen der Grenzfrequenz f_G sind deutlich niedriger

als im Fall ohne Amplitudenwachstum. Im Bereich um die ganzzahligen Vielfachen der Grenzfrequenz f_G steigen die maximalen Amplituden der Gesamtleistungsschwankung deutlich an.

Die Annahme eines linearen Amplitudenwachstums in Strömungsrichtung ist eine starke Vereinfachung. Das komplexe Verhalten des Amplitudenwachstums ist in Abbildung 56 anhand phasenaufgelöster axialer Leistungsschwankungen für drei experimentell untersuchte Fälle mit Luftmassenstromschwankungen (siehe Kapitel 4) dargestellt. Die in Abbildung 53 einzeln gezeigten axialen Strahlungsschwankungen der selbsterregten Verbrennungsschwingung sind im unteren Bild der Abbildung 56 gemeinsam mit der Einhüllenden aufgetragen. In dieser Darstellungsform werden Bereiche mit hohen bzw. niedrigen lokalen Schwingungsamplituden sichtbar.

Für alle drei dargestellten Frequenzen ist der Phasenwinkel $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) \approx 0$ (siehe Abbildung 38) und die Flammendynamik damit vergleichbar (siehe Abschnitt 6.2.2). Auffallend sind die unterschiedlichen axialen Lagen der Bereiche mit hohen Schwingungsamplituden. Die axialen Positionen der hohen Schwingungsamplituden skalieren mit der Frequenz. Der erste Bereich mit hohen Schwingungsamplituden bildet sich jeweils in einem Abstand vom Brenner, der etwa nach einer halben Periodendauer der Schwingung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_F zurückgelegt wird. Die Lage der zweiten Schwingungszone entspricht dem Abstand der innerhalb von ca. 1,5 Perioden erreicht wird. Die axiale Position lässt sich mit Gleichung 45 beschreiben und ist über die Periodendauer T_f stark frequenzabhängig.

$$\frac{x}{R} \approx \frac{n \cdot T_f \cdot v_F}{R} \quad n \in [1/2; 3/2; \dots] \quad (45)$$

Im nächsten Abschnitt wird der Einfluss des Phasenwinkels zwischen dem effektiven Brennstoffmassenstrom $\dot{m}'_{B,E}$ und der Schnelle am Brenneraustritt u'_E auf das Abbrandverhalten und damit auf das Amplitudenwachstum entlang der Flamme erläutert. In Abschnitt 6.3 wird die Aussagekraft der Gesamtstrahlungsleistungsschwankung hinsichtlich thermoakustischer Wechselwirkungen diskutiert.

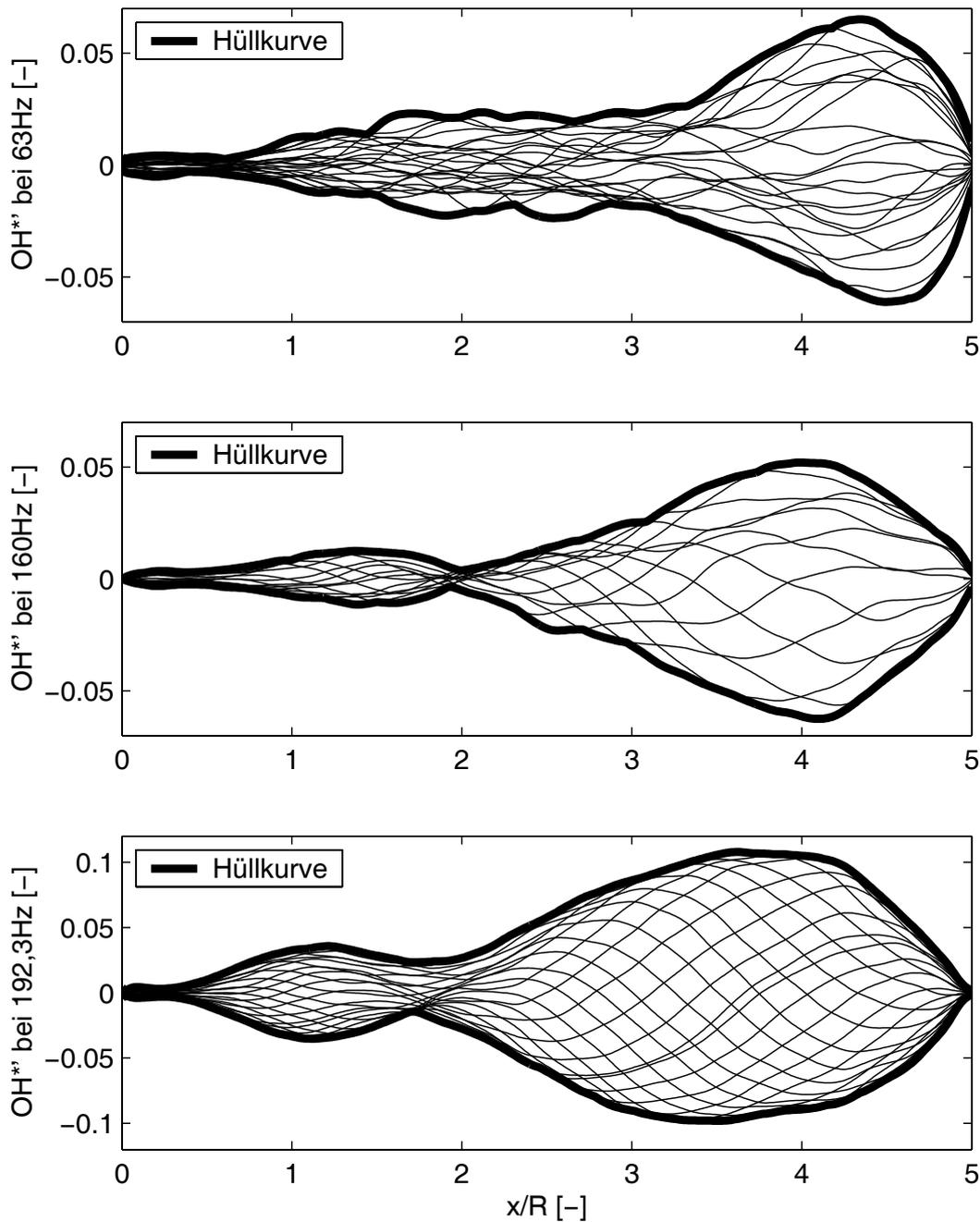


Abbildung 56: Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilungen und ihre Hüllkurven der luftseitig fremderregten Schwingungen bei 63 Hz und 160 Hz sowie der selbsterregten Schwingung bei 192,3 Hz

6.2.2 Phasenabhängigkeit der Brennstoffumsetzung

Wie bereits im vorangehenden Abschnitt kurz beschrieben, ist ein Anwachsen der Extrema während der Störungsausbreitung entlang der Flamme zu erkennen. Dieses Verhalten wird auch in den Phasenbildern in den Kapiteln 4 und 5 deutlich. Für die Beschreibung dieses Effektes werden die Versuche mit brennstoffseitiger Anregung herangezogen, da hier jeweils sehr ähnliche akustische Verhältnisse herrschen und nur geringe Änderungen am Gesamtsystem aufgrund der Eingriffe beobachtet wurden. Da die Anregungsfrequenz von 120 Hz abseits von Eigenfrequenzen der Anlage ist und auch die Amplituden der luftseitigen Anregung gering im Verhältnis zu beobachteten Grenzyklen sind, wird eine geringe thermoakustische Wechselwirkung mit dem akustischen System unterstellt. Damit kann die beobachtete Flammendynamik eindeutig auf die gezielte Änderung der Einflussparameter zurückgeführt werden.

Wie in Kapitel 5 vorgestellt, wird in einem luftseitig angeregten System ein modulierter Brennstoffmassenstrom phasenverschoben zur Schallschnelle in der Mischungszone zugegeben. Damit kann sowohl die Amplitude als auch die Phasenlage der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation zur Brenneraustrittsströmung variiert werden. Der Einfluss dieser Phasenlage auf das Abbrandverhalten des fluktuierenden Brennstoffmassenstromes wird nun untersucht.

Die Bildung einer neuen ringförmigen Zone mit überdurchschnittlicher Strahlung an der Flammenwurzel erfolgt mit dem Anstieg der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation nach dessen Minimum. Dies ist in den Phasenbildern in den Kapiteln 4 und 5 erkennbar. In Abbildung 54 wird dieser Zusammenhang in der Auftragung der axialen Positionen der lokalen Maxima über den Phasenwinkeln besonders deutlich.

Das Anwachsen der Extremwertamplituden wird wesentlich vom Phasenwinkel zwischen Brennstoff- und Brenneraustrittsmassenstromfluktuation bestimmt. Im Falle gegenphasiger Fluktuationen

($\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = \pm\pi$), d.h. z.B. maximaler Brennstoffmassenstrom bei gleichzeitiger minimaler Brenneraustrittsströmung (verbunden mit einer hoher Drallzahl), zündet das brennstoffreiche Gemisch an der heißen Grenzschicht zur inneren Rezirkulationszone. Die entstehende ringförmige Zone mit Leistungsüberschuss wandert stromab mit der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit v_F . Dabei nimmt die Strahlungsintensität schnell eine maximale Amplitude an, wie z.B. an der Hüllkurve der axialen Strahlungsverteilungen in Abbildung 57 für den Fall minimaler integraler Strahlungsintensität ersichtlich. Die Amplitude wird über nahezu die gesamte restliche Flammenlänge gehalten, d.h. der Brennstoff verbrennt kontinuierlich über die restliche Flammenlänge.

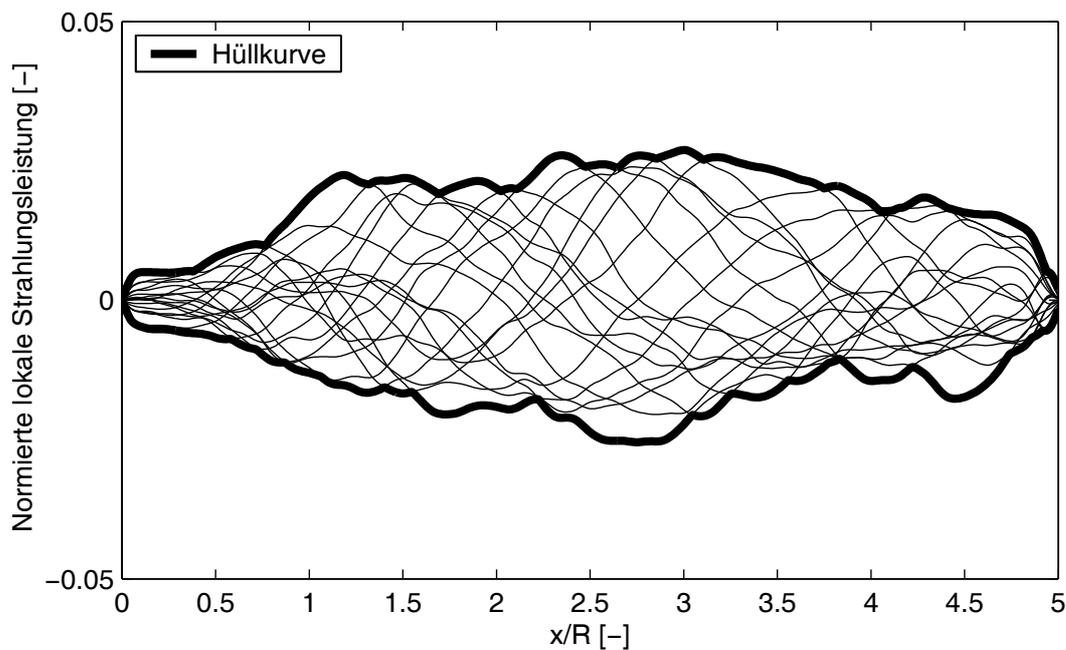


Abbildung 57: Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall der minimalen Strahlungsintensitätsschwankungen (Vgl. Abbildung 46): $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = -3,0rad$

Bei gleichphasiger Fluktuation des Brennstoffmassenstromes und der Brenneraustrittsströmung ($\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = 0$) wird die Umsetzung des Brennstoffes verschleppt. Dabei kann die durch die schnell-

le axiale Austrittsströmung gestörte innere Rezirkulationszone das Gemisch nicht sofort zünden und der Abbrand wird verzögert. Für Austrittsgeschwindigkeiten über der turbulenten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit wird die Flamme lokal gequencht. Erst weiter stromab herrschen günstige Bedingungen, um das brennstoffreiche Gemisch umzusetzen. Der Abbrand erfolgt an dieser Stelle sehr heftig, was zu einem starken Anstieg der lokalen Leistungsamplituden führt, die allerdings schnell wieder abklingen. Im dargestellten Fall der maximalen Strahlungsintensitätsschwankung bei brennstoffseitiger Anregung führt dies zu einer bauchigen Hüllkurve (siehe Abbildung 58). Die Leistungsfreisetzung erfolgt also verzögert und dann sehr intensiv. Dies begünstigt bei geeigneter Phasenlage die Verstärkung der thermoakustischen Schwingung.

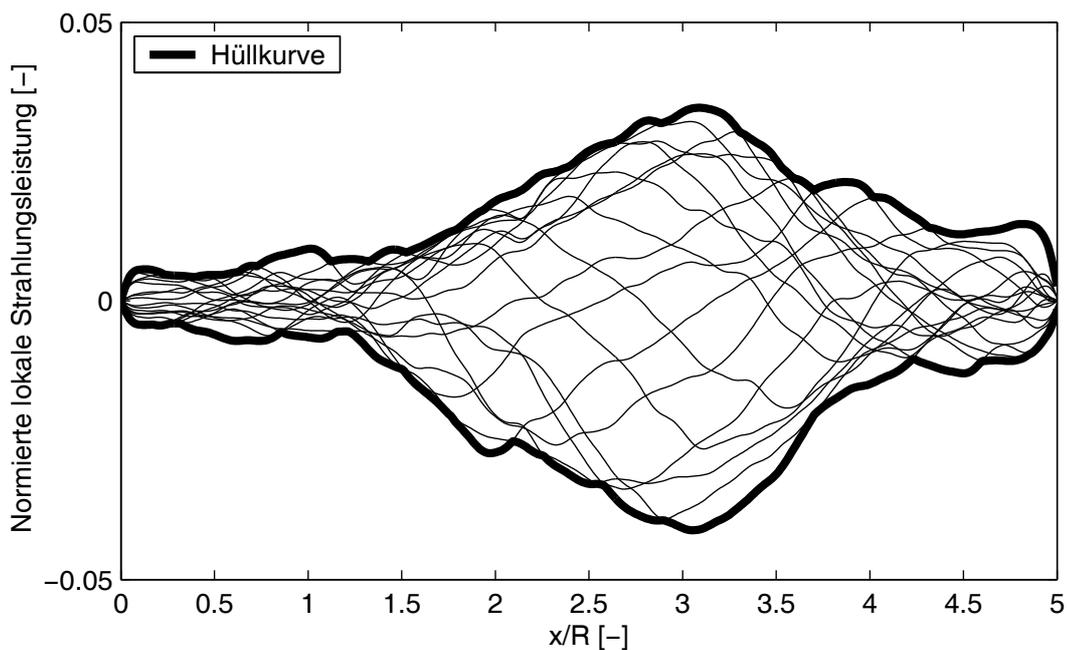


Abbildung 58: Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall der maximalen Strahlungsintensitätsschwankungen (Vgl. Abbildung 44): $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = 0, 1\text{rad}$

Liegen die Fluktuationen um ca. $\frac{\pi}{2}$ auseinander, so muss zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Folgt die Brennstofffluktuation der Schwankung der Brenneraustrittsgeschwindigkeit um ca. $\frac{\pi}{2}$, so wird über die abnehmende Austrittsströmung und dem Aufbau bzw. der Stabilisierung der inneren Rezirkulationszone die Brennstoffumsetzung brennernahe begünstigt (siehe Abbildung 59).

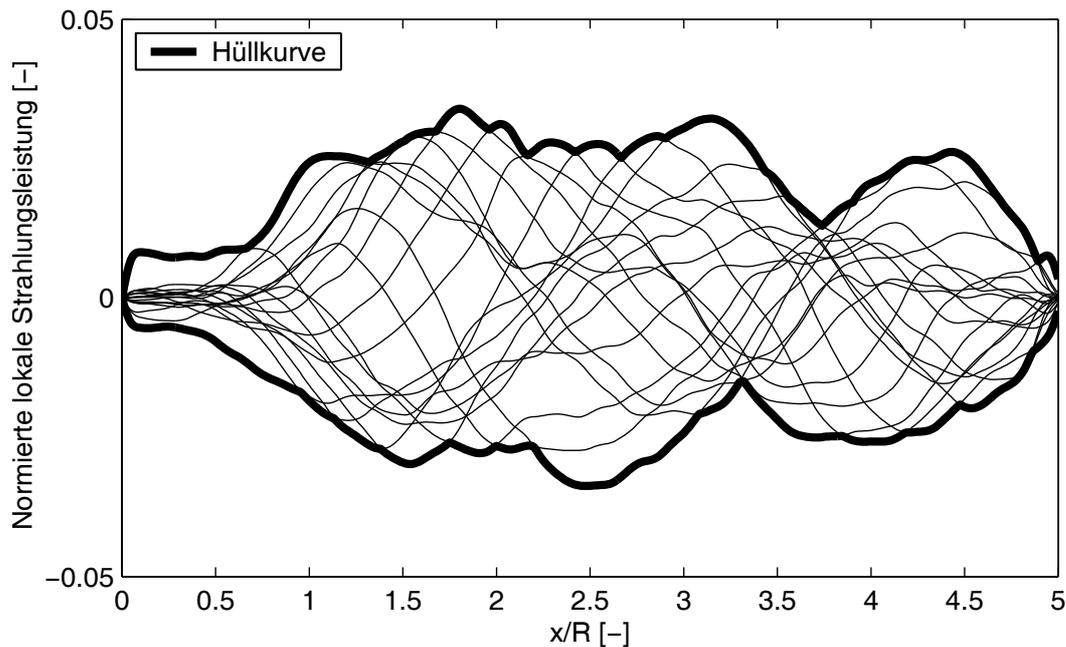


Abbildung 59: Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = 1,6 \text{ rad}$

Ist die Brennstoffmassenstromfluktuation dagegen der Brenneraustrittsströmung um $\frac{\pi}{2}$ voraus, so verzögert sich die Umsetzung des Brennstoffes. Dies wird durch das Quenchen der Flamme mit nachfolgendem kaltem und brennstoffärmeren Frischgas hervorgerufen. Erst ab dem zweiten Drittel der Flammenlänge setzt der Umsatz des fluktuierenden Brennstoffmassenstromes deutlich ein (siehe Hüllkurve in Abbildung 60).

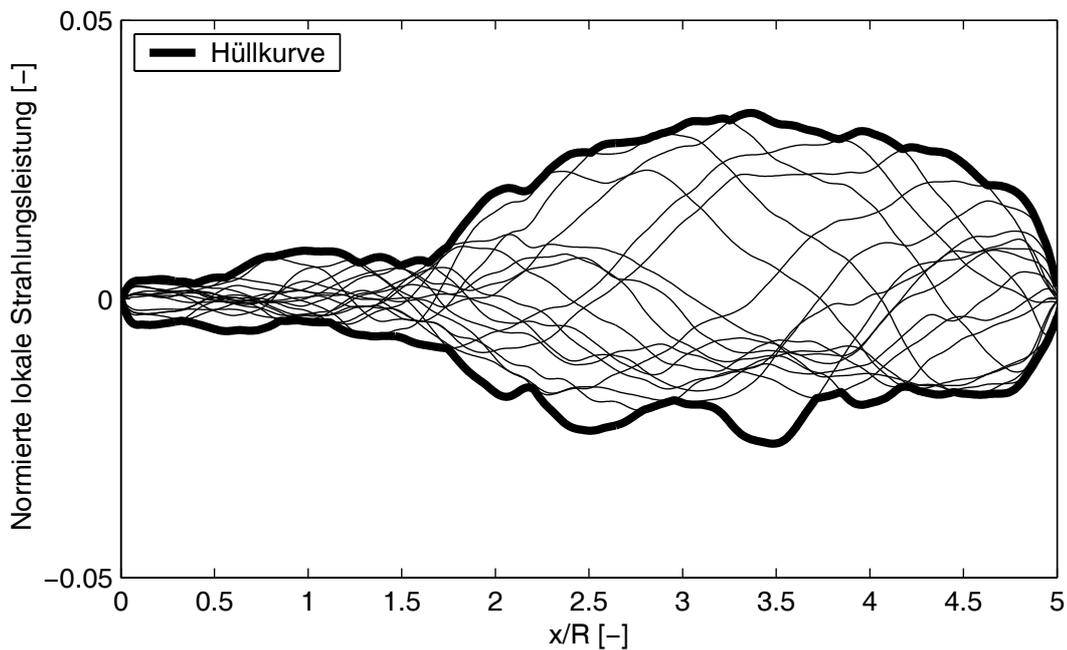


Abbildung 60: Phasenaufgelöste axiale Leistungsschwankungsverteilung und ihre Hüllkurven für den Fall $\angle(\dot{m}'_{B,E}, u'_E) = -1,5 \text{ rad}$

Diese Ausführungen machen das komplexe Wechselspiel zwischen dem Verbrennungsprozess und der Fluidodynamik deutlich und zeigen, dass der Phasenwinkel zwischen der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation und der Schnelle am Brenneraustritt einen Einfluss auf die Brennstoffumsetzung und damit auf die Wärmefreisetzung der Flamme hat. Entsprechend der Phasenlage wird der Ort und damit die Verzugszeit vom Brennkammereintritt bis zur Wärmefreisetzung verändert. Da sich diese Verzugszeit in der gleichen Größenordnung wie die Periodendauer der thermoakustisch relevanten Schwingungsfrequenzen bewegt, kann sie sowohl zu dämpfenden als auch zu anregenden thermoakustischen Verhältnissen führen. Bei breiten Verzugszeitverteilungen und damit langgestreckten Leistungsfreisetzungszonen, wie z.B. in Abbildung 57 dargestellt, können sich anregende und dämpfende Bereiche gegenseitig aufheben, sofern die Flamme als akustisch kompakt angesehen werden kann.

6.3 Thermoakustische Wechselwirkungen

Die beschriebenen brenner- und flammenimmanenten Verstärkungsmechanismen und ihre Wechselwirkung mit dem akustischen System werden in Abbildung 61 schematisch zusammengefasst.

Beginnend mit einer Schnelleschwankung u'_M und/oder einer Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,M}$ in der Mischungszone wird eine Gemischzusammensetzungsfluktuation λ'_M ausgelöst. Das entstehende Gemisch wird konvektiv an den Brenneraustritt transportiert und mit der dort vorherrschenden Schnelle u'_E moduliert. Abhängig vom Verhältnis der konvektiven Verzugszeit τ_{konv} zur Periodendauer der Schwingung T_f ergeben sich unterschiedliche effektive Brennstoffmassenstromfluktuationen $\dot{m}'_{B,E}$ am Brenneraustritt.

Die fluktuierende Brenneraustrittsströmung beeinflusst die Drallzahl und damit die Lage und Stabilität der inneren Rezirkulationszone. Das Gas der inneren Rezirkulationszone kommt in Kontakt mit dem Frischgemisch und die Reaktionszone breitet sich von der Scherschicht in Richtung der Reaktanden aus. Über die Gemischzusammensetzung, deren Temperatur und den Turbulenzgrad wird eine turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit definiert. Sowohl die innere Rezirkulationszone als auch die turbulente Flammenausbreitungsgeschwindigkeit haben sehr großen Einfluss auf die Flammenstabilisierung. Durch die Phasen- und Amplitudenverhältnisse der Brennstoff- und Austrittsmassenstromschwankungen werden diese jedoch periodisch verändert. Dies kann zu verzögertem oder beschleunigtem Brennstoffumsatz und damit zu örtlich und zeitlich schwankender Wärmefreisetzung führen. Im Falle sehr großer Schwankungen kann die Flamme verlöschen.

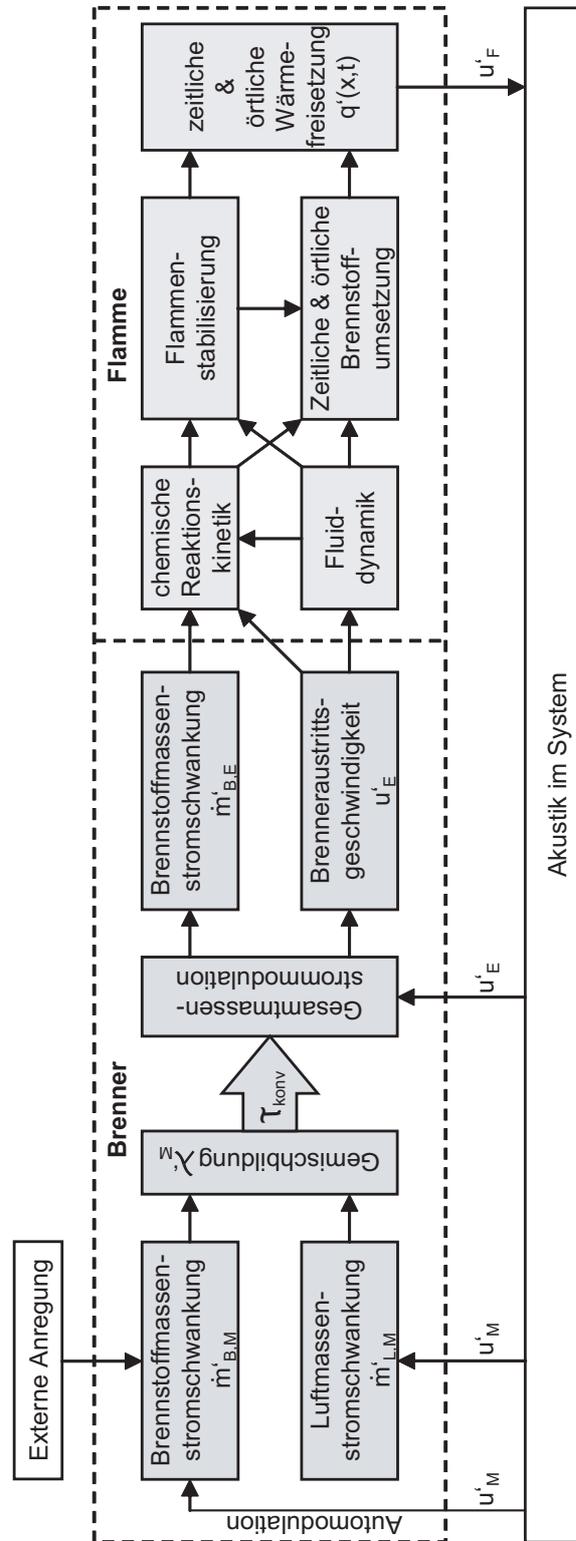


Abbildung 61: Schema der Wechselwirkungen

Die fluktuierende Wärmefreisetzung führt zu einer schwankenden Volumenproduktion. Ist diese Volumenproduktion im Bereich $\pm\frac{\pi}{2}$ der Phasenlage des Schalldrucks am gleichen Ort, so wirkt sie entsprechend dem Rayleigh-Kriterium verstärkend auf die Schalldruckschwingung. Liegt die Wärmefreisetzung und damit die Volumenproduktion außerhalb dieses Bereiches, so wirkt sie dämpfend auf das akustische System. Über die Akustik im Gesamtsystem sind die akustischen Größen im Bereich der Flamme mit denen im Brenner gekoppelt. Eine Anfachung oder Dämpfung im Bereich der Flamme verändert somit die Ausgangslage in der Mischungszone und ein neuer Zyklus beginnt.

Im beschriebenen Zyklus können die brenner- und flammenimmanenten Verstärkungsmechanismen entscheidend für die Stabilität des Systems sein, da durch Änderung der akustischen Bedingungen am Brenner nicht alle Parameter verändert oder zumindest nicht negativ verändert werden. Falls zum Beispiel die Amplitude der Schnelle in der Mischungszone u'_M anwächst, die Brennstoffmassenstrommodulation $\dot{m}'_{B,M}$ aber konstant bleibt, ändert sich die Phasenlage der Gemischzusammensetzung λ'_M . Über die konstante konvektive Verzugszeit τ_{konv} und der Modulation durch u'_E am Brenneraustritt kann sich die Amplitude der effektiven Brennstoffmassenstromfluktuation $\dot{m}'_{B,E}$ verringern und die Phasenlage zur Austrittsströmung vergrößern. Über die flammenimmanente Verstärkung kann sich so ein dämpfender Einfluss auf die Akustik ausbilden. In diesem Fall ist kein weiteres Aufklingen der Schwingung möglich.

Die Flammen können in den untersuchten Fällen im akustischen Sinne als kompakt bezeichnet werden, da die Flammenlängen von $L_F \approx 240\text{mm}$ deutlich unter 10% der thermoakustisch relevanten Wellenlängen in der Brennkammer liegen. Die integrale Leistungsfreisetzung ist für eine akustisch kompakte Flamme der entscheidende thermoakustische Kopplungsfaktor, da sich der dämpfende bzw. verstärkende Einfluss aus der amplituden- und phasengewichteten Integration der Leistungsfreisetzung über die gesamte, akustisch kompakte Flamme ergibt. Die integrale Erfassung der OH^*

-Chemilumineszenz, z.B. über einen Photomultiplier, als Maß der Leistungsfreisetzung der Flamme ist damit für akustisch kompakte Flammen zulässig. Deren Aussagekraft für modellbasierte AIC-Regelstrategien ist allerdings kritisch zu bewerten.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, welche Einflüsse Massenstromfluktuationen der Luft und des Brennstoffs auf die Dynamik turbulenter Drallflammen haben. Hierzu wurde eine Versuchseinrichtung entwickelt, die durch die Veränderung der Brennstoffmengen sowohl den stabilen Betrieb als auch den instabilen Betrieb im Grenzyklus einer selbsterregten Verbrennungsschwingung gestattet. Im stabilen Fall wurde die Luft künstlich angeregt, um den Schwingungszustand in einem weiten Frequenzbereich untersuchen zu können.

Zuerst wurde die Modulation der Luft- und Brennstoffmassenströme durch die Akustik modelliert und diskutiert. Besonders der Effekt der Automodulation und die Bestimmung der effektiv zur Flamme transportierten Brennstoffmenge wurden ausführlich erläutert.

In der experimentellen Untersuchung des Einflusses von Luftmassenstromschwankungen auf das System wurden sowohl die Selbsterregung als auch die luftseitige Fremderregung betrachtet. Es konnte gezeigt werden, dass die Flammenantwort maßgeblich vom effektiven Brennstoffmassenstrom beeinflusst wird. Ein Vergleich der Flammendynamik für beide Erregungsmechanismen demonstriert die Ähnlichkeit der Abläufe, zeigt aber auch eine klare Frequenzabhängigkeit.

Der Einfluss von Brennstoffmassenstromfluktuationen auf luftseitig fremderregte Schwingungen wurde ebenfalls experimentell untersucht. Durch die phasenverschobene Brennstoffzugabe in der Mischungszone konnte der Phasenwinkel zwischen den Schwankungen des effektiven Brennstoffmassenstromes und der Brenneraustrittsströmung in einem weiten Bereich variiert werden. Aus den Ergebnissen wurde abgeleitet, dass dieser Phasenwinkel einen wesentlichen Einfluss auf die Verbrennung des Gemisches und damit auf die axiale Verteilung der Leistungsfreisetzung hat.

Basierend auf den experimentellen Ergebnissen wurden allgemein gültige Theorien entwickelt und diskutiert. Eine Sensitivitätsanalyse der Einflussfaktoren auf die effektiv zur Flamme transportierte Brennstoffmenge zeigt einen Verstärkungsmechanismus, der zu sehr hohen Brennstoffmassenstromschwankungen führen kann.

Aus Untersuchungen zur Flammendynamik konnte eine Frequenzabhängigkeit der Brennstoffumsetzung in der Flamme abgeleitet werden. Dabei bildet das Verhältnis zwischen der Periodendauer der Schwingung und dem Quotienten der mittleren axialen Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen in der Flamme und der Flammenlänge eine wichtige Einflussgröße. Dieses Verhältnis gibt die mögliche Anzahl der gleichzeitig existierenden Leistungsextrema über die Flammenlänge an.

Komplexe reaktionskinetische und fluiddynamische Wechselwirkungen verzögern oder beschleunigen die Brennstoffumsetzung. Die resultierende axiale Wärmefreisetzung wird durch das Amplitudenverhältnis und dem Phasenwinkel zwischen dem effektiven Brennstoffmassenstrom und der Brenneraustrittsströmung beeinflusst.

Die axiale Verteilung der Wärmefreisetzung ist für akustisch kompakte Flammen nicht entscheidend, wohl aber die damit verbundene Verzögerung oder Beschleunigung der Wärmefreisetzung. Die entsprechende Verzugszeit vom Brenneraustritt zur Wärmefreisetzung kann gemäß dem Rayleigh-Kriterium dämpfend oder anregend wirken.

Die Zusammenhänge zwischen der Akustik im Verbrennungssystem und ihren Brennstoffsystemen und der Dynamik turbulenter Drallflammen wurde in allgemeiner Form illustriert und anhand eines Schemas diskutiert.

Literatur

- [1] ARMITAGE, C.A. ; RILEY, A.J. ; CANT, R.S. ; DOWLING, A.P. ; STOW, S.R.: Flame Transfer Function for Swirled LPP Combustion from Experiments and CFD. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, June 14-17, Vienna, Austria* GT2004-53820 (2004)
- [2] AUER, M.P. ; GEBAUER, C. ; MÖSL, K.G. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Active Instability Control: Feedback of Combustion Instabilities on the Injection of Gaseous Fuel. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, June 14-17, Vienna, Austria* GT2004-53055 (2004)
- [3] BARR, P.K. ; KELLER, J.O.: Premixed Combustion in a Periodic Flow Field. Part II: Importance of Flame Extinction by Fluid Dynamic Strain. In: *Combustion and Flame* 99 (1994), Nr. 1
- [4] BÜCHNER, Horst: Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch-Verbrennungssystemen. In: *Dissertation, Universität Karlsruhe* (1992)
- [5] BONNE, U. ; GREWER, T. ; WAGNER, H.G.: Messungen in der Reaktionszone von Wasserstoff-Sauerstoff- und Methan-Sauerstoff-Flammen. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie, Neue Folge* 26 (1960)
- [6] BRODA, J.C. ; SEO, S. ; SANTORO, R.J. ; SHIRHATTIKAR, G. ; YANG, V.: An Experimental Study of Combustion Dynamics of a Premixed Swirl Injector. In: *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute* 27:1849-1856 (1998)
- [7] CANDEL, S.M.: Combustion Instabilities Coupled by Pressure Waves and their Active Control. In: *Twenty-Fourth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute* pp. 1277-1296 (1992)

- [8] COHEN, J.M. ; BANASZUK, A.: Factors Affecting the Control of Unstable Combustors. In: *Journal of Propulsion and Power*, September-October 2003 19 (2003), Nr. 5
- [9] COHEN, J.M. ; REY, N. ; JACOBSON, C.A. ; ANDERSON, T.J.: Active control of combustion instability in a liquid-fueled low-NO_x combustor. In: *Int. Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Stockholm* 98-GT-267 (1998)
- [10] DANDY, David S. ; VOSSEN, Steven R.: Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames. In: *Combustion Science and Technology* 82 (1992)
- [11] FAHY, F.: *Foundations of Engineering Acoustics*. Academic Press, London, 2001
- [12] FISCHER, Andreas: Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern. In: *Dissertation, Technische Universität München* (2004)
- [13] FLEIFIL, M. ; ANNASWAMY, A. M. ; GHONEIM, Z. A. ; GHONIEM, A.F.: Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: A kinematic model and thermoacoustic instability results. In: *Combustion and Flame* 106 (1996)
- [14] FLOHR, P. ; PASCHEREIT, C.O. ; ROON, B. van ; SCHUERMAN, B.B.H.: Using CFD for Time-Delay Modeling of Premix Flames. In: *ASME TURBO EXPO 2001, June 4-7, New Orleans, Louisiana* 2001-GT-0376 (2001)
- [15] GEBAUER, Christian: Einfluss modulierter Massenströme auf die Flammendynamik. In: *Diplomarbeit, Technische Universität München* (2004)
- [16] HABER, L.C. ; VANDSBURGER, U. ; SAUNDERS, W.R. ; KHANNA, V.K.: An Examination of the Relationship between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate under

- Non-Adiabatic Conditions. In: *Proceedings of ASME TURBO EXPO 2000, Munich, Germany 2000-GT-121* (2000)
- [17] HABER, L.C. ; VANDSBURGER, U. ; SAUNDERS, W.R. ; KHANNA, V.K.: An Experimental Examination of the Relationship between Chemiluminescent Light Emissions and Heat-release Rate Under Non-Adiabatic Conditions. In: *RTO/AVT Symposium: Propulsion and Power Systems* Paper No. 20 (2000)
- [18] HATHOUT, J.P. ; FLEIFIL, M. ; ANNASWAMY, A.M. ; GHOMIEN, A.F.: Combustion Instability Active Control Using Periodic Fuel Injection. In: *Journal of Propulsion and Power* 18 (2002), Nr. 2
- [19] HERMANN, Jakob: Anregungsmechanismen und aktive Dämpfung (AIC) selbsterregter Verbrennungsschwingungen in Flüssigkraftstoffsystemen. In: *Dissertation Technische Universität München Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6, Nr. 364*, VDI Verlag (1996)
- [20] HOLDEMAN, J.D. ; WALKER, R.E.: Mixing of a Row of Jets in a Confined Crossflow. In: *AIAA Journal* (1977)
- [21] HUANG, Y. ; H.-G. SUNG, S.-Y. H. ; YANG, V.: Large-Eddy Simulation of Combustion Dynamics of Lean-Premixed Swirl-Stabilized Combustor. In: *Journal of Propulsion and Power, September-October 2003* 19 (2003), Nr. 5
- [22] HUANG, Y. ; YANG, V.: Bifurcation of Flame Structure in a Lean-Premixed Swirl-Stabilized Combustor: Transition From Stable to Unstable Flame. In: *Combustion and Flame* 136 (2004)
- [23] IBRAHEEM, Wagdi K.: Modalanalyse einer thermoakustischen Versuchsanlage. In: *Interne Mitteilung, Technische Universität München* (2003)
- [24] IBRAHEEM, Wagdi K.: OH* Chemiluminescence expressiveness and methods for combustion diagnostics. In: *Interne Mitteilung, Technische Universität München* (2003)
- [25] JÄHNE, B.: *Digitale Bildverarbeitung*. Springer Verlag, 1993

- [26] KELLER, J.O. ; BARR, P.K. ; GEMMEN, R.S.: Premixed Combustion in a Periodic Flow Field. Part I: Experimental Investigation. In: *Combustion and Flame* 99 (1994), Nr. 1
- [27] KHANNA, Vivek K. ; VANDSBURGER, Uri ; SAUNDERS, William R. ; BAUMANN, William T.: Dynamic Analysis of Swirl Stabilized Turbulent Gaseous Flames. In: *Proceedings of ASME TURBO EXPO 2002, June 3-6, 2002, Amsterdam, The Netherlands* GT-2002-30061 (2002)
- [28] KIESEWETTER, Frank: Charakterisierung eines Drallbrenners durch numerische Simulation. In: *Diplomarbeit, Technische Universität München* (2000)
- [29] KÜLSHEIMER, C. ; BÜCHNER, H.: Combustion Dynamics of Turbulent Swirling Flames. In: *Combustion and Flame* 131:70-84 (2002)
- [30] KREBS, Werner ; HOFFMANN, Stefan ; PRADE, Bernd ; LOHRMANN, Martin ; BÜCHNER, Horst: Thermoacoustic Flame Response of Swirl Flames. In: *Proceedings of ASME TURBO EXPO 2002, June 3-6, 2002, Amsterdam, The Netherlands* GT-2002-30065 (2002)
- [31] KUNZE, Klaas: Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer. In: *Dissertation, Technische Universität München* (2003)
- [32] LEE, J.G. ; SANTAVICCA, D.A.: Experimental Diagnostics for the Study of combustion Instabilities in Lean Premixed Combustors. In: *Journal of Propulsion and Power, September-October 2003* 19 (2003), Nr. 5
- [33] LEE, Jong G. ; KIM, Kwanwoo ; SANTAVICCA, D.A.: Effect of Injection Location on the Effectiveness of an Active Control System Using Secondary Fuel Injection. In: *28th Combustion Symposium, Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000)

- [34] LEE, S.-Y. ; SEO, S. ; BRODA, J.C. ; PAL, S. ; SANTORO, R.J.: An Experimental Estimation of Mean Reaction Rate and Flame Structure During Combustion Instability in a Lean Premixed Gas Turbine Combustor. In: *28th Combustion Symposium, Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000)
- [35] LIEUWEN, T.: Modeling Premixed Combustion - Acoustic Wave Interactions: A Review. In: *Journal of Propulsion and Power, September-October 2003* 19 (2003), Nr. 5
- [36] LIEUWEN, T. ; TORRES, H. ; JOHNSON, C. ; ZINN, B.T.: A Mechanism of Combustion Instability in Lean Premixed Gas Turbine Combustors. In: *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Indianapolis, Indiana, June 7-10 ASME* 99-GT-003 (1999)
- [37] LIEUWEN, T. ; ZINN, B.T.: The Role of Equivalence Ratio Oscillations in Driving Combustion Instabilities in Low NO_x Gas turbines. In: *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/ The Combustion Institute* pp. 1809-1816 (1998)
- [38] MCMANUS, K. ; HAN, Fei ; DUNSTAN, W. ; BARBU, C. ; SHAH, M.: Modeling and Control of Combustion Dynamics in Industrial Gas Turbines. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, June 14-17, Vienna, Austria* GT2004-53872 (2004)
- [39] MONGIA, R. ; DIBBLE, R. ; LOVETT, J.: Measurement of Air-Fuel Ratio Fluctuations caused by Combustor Driven Oscillations. In: *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Stockholm, Sweden, June 2-5, 1998* 98-GT-304 (1998)
- [40] MÖSL, Klaus G.: Untersuchungen zur Sekundärbrennstoffmodulation für die aktive Kontrolle von Verbrennungsschwingungen. In: *Interne Mitteilung, Technische Universität München* (2004)
- [41] MUNJAL, M.L.: *Acoustics of Ducts & Mufflers*. John Wiley & Sons, 1987

- [42] MUNJAL, M.L. ; DOIGE, A.G.: Theory of a Two Source-Location Method for Direct Experimental Evaluation of the Four-Pole Parameters of an Aeroacoustic Element. In: *Journal of Sound and Vibration* 141 (1990)
- [43] NAJM, H.N. ; KNIO, O.M. ; PAUL, P.H. ; WYCKOFF, P.S.: A Study of Flame Observables in Premixed Methane - Air Flames. In: *Combust. Sci. and Tech.* 140:369-403 (1998)
- [44] PAGGIARO, Ricardo G.: CFD-Simulations of secondary fuel injection into a swirl stabilized burner. In: *Master Thesis, Technische Universität München* (2002)
- [45] PASCHEREIT, Christian O. ; GUTMARK, Ephraim ; WEISENSTEIN, Wolfgang: Excitation of Thermoacoustic Instabilities by the Interaction of Acoustics and Unstable Swirling Flow. In: *AIAA Journal*, pp. 1025-1034 38 (2000), Nr. 6
- [46] PASCHEREIT, C.O. ; GUTMARK, E.: Proportional Control of Combustion Instabilities in a Simulated Gas-Turbine Combustor. In: *Journal of Propulsion and Power* 18 (2002), Nr. 6
- [47] PUTNAM, A. A. ; DENNIS, W. R.: Burner oscillations of the gauze-tone type. In: *J. Acoust. Soc. Am.* 26 (1954), Nr. 5
- [48] REINDL, Bernhard S.: Numerische Untersuchung modulierter Brennstoffzugabe in einem Drallbrenner. In: *Interne Mitteilung, Technische Universität München* (2003)
- [49] RICHARDS, G.A. ; STRAUB, D.L. ; ROBEY, E.H.: Passive Control of Combustion Dynamics in Stationary Gas Turbines. In: *Journal of Propulsion and Power, September-October 2003* 19 (2003), Nr. 5
- [50] SATTELMAYER, T.: Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities from Equivalence Ratio Fluctuations. In: *J. of Engineering of Gas Turbines and Power* 125 (2003)
- [51] SCARINCI, T. ; FREEMAN, C.: The Propagation of a Fuel-Air Ratio Disturbance in a Simple Premixer and its Influence on

- Pressure Wave Amplification. In: *Proceedings of ASME TURBO EXPO 2000, Munich/Germany 2000-GT-106* (2000)
- [52] SCHADOW, K. ; YANG, V. ; CULICK, F. ; ROSFJORD, T. ; STUR-
GESS, G. ; ZINN, B.: Active combustion control for propulsion
systems. In: *AGARD Report AGARD-R-820* (1996)
- [53] SCHILDMACHER, K.-U. ; KOCH, R.: Experimental Investigation
of the Interaction of Unsteady Flow with Combustion. In: *Pro-
ceedings of ASME Turbo Expo 2003, Jung 16-19,2003, Atlanta,
Georgia, USA GT2003-38644* (2003)
- [54] SCHÖNBACH, Bernd: Schallausbreitung in gekoppelten Rohr-
systemen. In: *Dissertation Universität Frankfurt Fortschr.-Ber.
VDI Reihe 7, Nr. 176, VDI Verlag* (1990)
- [55] SCHUERMANS, B. ; BELLUCCI, V. ; GUETHE, F. ; MEILI, F. ;
FLOHR, P. ; PASCHEREIT, C.O.: A Detailed Analysis of Ther-
moacoustic Interaction Mechanisms in a Turbulent Premixed
Flame. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, June 14-17,
Vienna, Austria GT2004-53831* (2004)
- [56] SLOOTEN, P.R. V. ; MADABHUSHI, R.K. ; STUFFLEBEAM, J.H. ;
LIENAU, J.: Simulation of Fuel/Air Premixing Under the Effects
of Acoustic Forcing. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004,
June 14-17, Vienna, Austria GT2004-54149* (2004)
- [57] STEELE, R.C. ; COWELL, L.H. ; CANNON, S.M. ; SMITH, C.E.:
Passive Control of Combustion Instability in Lean Premixed
Combustors. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and
Power* 122 (2000), Nr. 3
- [58] STRAUB, D.L. ; RICHARDS, G.A. ; BAUMANN, W.T. ; SAUN-
DERS, W.R.: Measurement of Dynamic Flame Response in
a Lean Premixed Single-Can Combustor. In: *ASME TURBO
EXPO 2001, June 4-7, New Orleans, Louisiana 2001-GT-0038*
(2001)

- [59] SUCKERT, Stefan: Numerische Untersuchung des Strömungsfeldes in einem Drallbrenner bei instationären Randbedingungen. In: *Diplomarbeit, Technische Universität München* (2003)