

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Untersuchung passiver Maßnahmen zur Erhöhung der thermoakustischen Stabilität von Ringbrennkammern

Michael Betz

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der
Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades
eines

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prof. Dr. rer. nat. Ulrich Walter

Prüfer der Dissertation:

1. Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. IAS Fellow Dr.-Ing. Mirko Bothien

Die Dissertation wurde am 19.09.2018 bei der Technischen Universität München eingereicht
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 22.11.2018 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen eines von General Electric Aviation geförderten Forschungsprojekts.

Ich möchte mich besonders bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Betreuung meiner Arbeit bedanken. Des Weiteren möchte ich mich bei ihm für die gewährten wissenschaftlichen Freiheiten, die nötige Unterstützung und die hilfreichen Ratschläge bedanken.

Herrn Dr.-Ing. Mirko Bothien danke ich für die Übernahme des Koreferates sowie die äußerst zügige Begutachtung der Arbeit. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Ulrich Walter für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfung.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Kollegen des Lehrstuhls für die schöne Zeit, für die vielen fachlichen Gespräche und für die lustigen Feiern bedanken. Besonders möchte ich hier meinem Bürokollegen Max Zahn erwähnen, mit dem ich gemeinsam das Forschungsprojekt bearbeitet habe. Weiterhin danke ich besonders Nicolai Stadlmair und Christoph Hirsch für ihre wertvolle Unterstützung bei experimentellen Fragestellungen. Ich möchte auf Seiten unseres Industriepartners vor allem Kwanwoo Kim und Krzysztof Kostrzewa für die gute, vertrauensvolle und produktive Zusammenarbeit danken. Weiterhin bedanke ich mich bei der mechanischen und elektrischen Werkstatt des Lehrstuhls für die Anfertigung der Bauteile für meine Versuche sowie bei den Sekretärinnen für ihre Unterstützung bei administrativen Aufgaben. Ebenfalls möchte ich mich bei Robin Weber und Adnan Muslić bedan-

ken, die als wissenschaftliche Hilfskräfte sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Ich möchte mich herzlich bei meinen Freunden bedanken, die mich während dieser Zeit unterstützt und motiviert haben.

Zuletzt gebührt der größte Dank meinen Eltern und meiner Familie für ihre stete Unterstützung während meiner Ausbildungszeit.

Isen, im Januar 2019

Michael Betz

Abstract

In gas turbines thermoacoustic instabilities often occur with lean premixed combustion. A common way of suppressing these oscillations is the application of passive dampers. Measures for effective attenuation of azimuthal modes were investigated in a lab scale annular combustor using modified quarter wave tubes and burner staging.

The system damping serves as a measure for damper performance. Three methods are available for its determination: From decaying signals after siren forcing, from the Lorentzian fit and from an analysis of the autocorrelation with stochastic forcing. Only the latter two show good results with dampers.

The dampers were optimized regarding their length, perforated plate and purge air, since even small deviations from the optimum reduce their performance significantly.

Concerning the numbers of dampers a nearly linear increase of damping was found in case of optimal placement. In azimuthally asymmetric arrangements it was found that the modes η_1 and η_2 are unevenly damped. Looking at spectral amplitudes this leads to a local pressure increase.

Hot gas ingestion in the dampers caused by strong combustor oscillations was investigated. The dependence of the cavity temperature on the combustor dynamics was spatially resolved. These measurements can be used for damper design.

With burner staging similar patterns were found most effective as with dampers. The unevenly distributed damping rates also occur with uneven staging patterns. The increase in damping is considerably lower compared to the use of dampers.

Kurzfassung

Thermoakustische Instabilitäten treten häufig in Gasturbinen mit magerer Vormischverbrennung auf. Ein gängiger Weg zur Unterdrückung dieser Schwingungen ist der Einsatz von passiven Dämpfern. In einer Laborringbrennkammer wurden Maßnahmen untersucht, um Umfangsmoden möglichst effizient zu dämpfen. Es kamen modifizierte $\lambda/4$ -Dämpfer sowie die Stufung von Brennern zum Einsatz. Im Fokus standen azimutale Moden.

Die Systemdämpfung dient als Maß der Dämpferwirkung. Sie wird aus dem abklingenden Signal nach Sirenenanregung, durch den Lorentz-Fit und durch eine Analyse der Autokorrelationsfunktion bei Rauschanregung bestimmt. Mit Dämpfern zeigten nur die beiden Letzteren gute Ergebnisse.

Die Dämpfer wurden bzgl. Länge, Lochblech und Spülluft optimiert. Bereits geringe Abweichungen vom Optimum reduzieren deren Wirkung deutlich.

Hinsichtlich der Anzahl der Dämpfer zeigt sich bei optimaler Verteilung eine fast lineare Dämpfungssteigerung. Bei azimutal asymmetrischen Anordnungen werden die beiden Moden η_1 und η_2 ungleichmäßig gedämpft. Das führt zu örtlich erhöhten spektralen Druckamplituden.

Der Heißgaseintritt in Dämpfer bei Auftreten von starken Brennkammerpulsationen wurde untersucht. Dabei konnte die Abhängigkeit der Kavitätstemperatur von der Brennkammerdynamik örtlich aufgelöst werden. Diese Daten können zur Auslegung von Dämpfern genutzt werden.

Bei Brennerstufung zeigt sich, dass ähnliche Muster wie bei der Dämpferplatzierung zur stärksten Erhöhung der Dämpfung führen. Ebenso tritt eine Aufspaltung der Dämpfungsraten bei ungleichmäßigen Stufungsmustern auf. Die Dämpfungserhöhung ist im Vergleich mit Dämpfern deutlich geringer.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xiii
Tabellenverzeichnis	xvii
Abkürzungsverzeichnis	xix
1 Einleitung	1
1.1 Thermoakustische Instabilitäten	1
1.2 Unterdrückung von Brennkammerschwingungen	3
1.2.1 Aktive Dämpfungskonzepte	3
1.2.2 Passive akustische Dämpfer	4
1.2.3 Untersuchungen zur Dämpferplatzierung	6
1.2.4 Brennerstufung in Gasturbinen zur Erhöhung der Dämpfung	7
1.3 Ziele und Struktur der Arbeit	8
2 Grundlagen	11
2.1 Akustik	11
2.1.1 Grundgleichungen	12
2.1.2 Akustik in Ringgeometrien	13
2.1.3 Modenformen	16
2.1.4 Azimutale Modenzerlegung	18
2.2 Dämpfung und Dämpfer	19
2.2.1 Akustische Dämpfung	19
2.2.2 Dämpfer	21
2.3 Flammendynamik	23
2.3.1 Betrieb mit perfekter Vormischung	23

2.3.2	Betrieb mit technischer Vormischung	25
2.3.3	Brennerstufung	26
2.4	Strömungsgrößen	26
2.4.1	Brennkammer	26
2.4.2	Resonatoren	28
3	Versuchsanlage und Resonatoren	31
3.1	Ringbrennkammer	31
3.2	Resonatoren	35
4	Messmethoden	39
4.1	Abklingkurven-Fit	40
4.2	Lorentz-Fit	42
4.3	Autokorrelationsanalyse	43
4.4	Testfälle	44
4.5	Vergleich der Methoden	46
5	Stabilität ohne Dämpfer	53
5.1	Stabilitätskarte	53
5.2	Systemdämpfung ohne Dämpfer	55
6	Dämpfercharakteristik	57
6.1	Optimierung der Länge	58
6.2	Einfluss des Lochblechs auf die Dämpfungswirkung	59
6.3	Einfluss der Spülluft auf die Dämpfungswirkung	62
6.4	Fazit	64
7	Dämpferanordnungen	67
7.1	Dämpferanzahl	68
7.2	Asymmetrische Anordnungen	70
7.2.1	Konfigurationen mit zwei Dämpfern	70
7.2.2	Konfigurationen mit drei Dämpfern	72
7.2.3	Konfigurationen mit vier Dämpfern	74
7.2.4	Untersuchung des Modensplits	75
7.3	Axiale Position	79
7.4	Abhängigkeit des Schalldrucks von der Dämpfung	81

7.5	Erweiterung des Betriebsbereichs durch Dämpfer	85
7.6	Fazit	88
8	Heißgaseintrag in Resonatoren	91
8.1	Messgrößen	92
8.1.1	Lokaler dynamischer Druck	92
8.1.2	Temperatur im Resonator	92
8.1.3	Strömungsgeschwindigkeiten	93
8.2	Temperaturverlauf im Resonator	95
8.3	Instationäres Verhalten	102
8.4	Fazit	106
9	Brennerstufung	109
9.1	Realisierung der Brennstoffungleichverteilung	109
9.2	Stabilität ohne Stufung	111
9.3	Einfluss der Stufung auf die Stabilität	115
9.4	Modensplit	116
9.5	Einfluss des Stufungsmusters auf die Stabilität	118
9.6	Fazit	119
10	Zusammenfassung	121
	Anhang	125
A	Teststandparameter	125
B	Einfluss von Filterweiten und Auswertungsfrequenzen auf die Dämpfungsratenbestimmung	129
C	Einfluss der Wand- und der Plenumtemperatur auf die Stabilität im PPM-Betrieb	133
D	Modendynamik der 1. Umfangsmode	135
E	Dämpfungswerte	141
F	Validierung der Resonatormodellierung	145

G Einfluss der Plenumstemperatur auf die Stabilität im TPM-Betrieb	147
Studienarbeiten	151
Veröffentlichungen	153
Literaturverzeichnis	167

Abbildungsverzeichnis

2.1	Modenformen.	17
2.2	Skizze der Resonatortypen.	21
3.1	Schematische Darstellung des Ringbrennkammerteststands (nach [4]).	31
3.2	CAD-Rendering der Ringbrennkammer [4].	32
3.3	Drallbrenner im TPM-Betrieb.	33
3.4	Umfangspositionen der Dämpferanschlüsse [4].	34
3.5	Axiale Positionen der Dämpferanschlüsse in der Brennkammer (oben) und im Plenum (unten) [4].	34
3.6	Schnittzeichnung des QWT.	36
3.7	Feindraht-Thermoelemente.	37
4.1	Signalverlauf während des periodischen Betriebs der Schnellab- schaltventile [4].	40
4.2	Histogramme der Dämpfungsraten, welche mit dem Abklingkurven-Fit bestimmt wurden [4].	47
4.3	Lorentz-Fit des LDS der modalen Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$. $P_{th}=515$ KW / $\lambda=1,80$ / $PA=15$ I_n /min, Sirene bei 50 Hz.	48
4.4	Auswirkung der QWTs auf den Lorentz-Fit des LDS von $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$. $P_{th}=565$ KW / $\lambda=1,80$ / $PA=15$ I_n /min.	49
4.5	Autokorrelations-Fit der modalen Amplitude $\eta_1(t)$	50
5.1	Stabilitätskarte der Ringbrennkammer im PPM-Betrieb ohne Dämpfer.	54
5.2	Betriebskennfeld mit Dämpfungsraten der Brennkammer ohne Dämpfer.	55

6.1	Einfluss der Längenkorrektur auf die Dämpfungsraten der Moden η_1 und η_2 bei Einsatz verschiedener Lochbleche (PP). Vergleich von 0 QWTs und 4 QWTs.	58
6.2	Einfluss des Lochblechs (PP) und der Spülluft (PA) auf die Dämpfungsraten. Vergleich von 0 QWTs und 4 QWTs.	60
6.3	Abhängigkeit der Dämpfungsrate von Spülluftmassenstrom und -temperatur.	62
7.1	Untersuchte Konfigurationen.	68
7.2	Variationen der Dämpferanzahl an den stromabliegenden Anschlüssen.	69
7.3	Untersuchte Konfigurationen mit zwei Dämpfern.	71
7.4	Konfigurationen mit zwei Dämpfern an stromaufliegenden Anschlüssen.	71
7.5	Konfigurationen mit zwei Dämpfern an stromabliegenden Anschlüssen.	72
7.6	Untersuchte Konfigurationen mit drei Dämpfern.	73
7.7	Konfigurationen mit drei Dämpfern an stromaufliegenden Anschlüssen.	73
7.8	Konfigurationen mit drei Dämpfern an stromabliegenden Anschlüssen.	74
7.9	Untersuchte Konfigurationen mit vier Dämpfern.	74
7.10	Konfigurationen mit vier Dämpfern an stromabliegenden Anschlüssen.	75
7.11	Konfigurationen zur Untersuchung des Modensplits.	76
7.12	Dämpfungsraten der Konfigurationen mit Modensplit.	77
7.13	Erklärung zum Modensplit.	78
7.14	An zwei axialen Positionen untersuchte Konfigurationen.	79
7.15	Dämpfungsraten verschiedener Konfigurationen an zwei axialen Positionen.	80
7.16	Verteilung des dynamischen Drucks über den Umfang der Brennkammer.	82
7.17	Verteilung des dynamischen Drucks über den Umfang der Brennkammer bei verschiedenen Dämpferanordnungen.	83

7.18	Zusammenhang von Dämpfungsrates und Spitzenamplitude des Druckspektrums.	84
7.19	Verlauf der Dämpfungsrates der D-Konfiguration, Variation von λ entlang der 348 g/s Luft-Isolinie.	85
7.20	Verlauf der Dämpfungsrates der D-Konfiguration, Variation von λ entlang der 380 g/s Luft-Isolinie.	86
7.21	Spektrum der Ringbrennkammer.	86
8.1	Untersuchte Konfiguration.	91
8.2	Drucksignal in der Kavität und Rekonstruiertes Drucksignal vor dem Resonator.	93
8.3	Geschwindigkeitsverläufe der Heißgasoszillation und der Spülluft am Lochblech.	95
8.4	Druckamplitude in der Kavität in Abhängigkeit der Brennkammeramplitude.	96
8.5	Temperaturverläufe im QWT bei PA 15.	97
8.6	Temperaturverläufe im QWT.	98
8.7	Temperaturverläufe im QWT.	99
8.8	Abhängigkeit verschiedener Parameter vom Schalldruck in der Kavität.	101
8.9	Zeitaufgelöste Temperaturverläufe im QWT.	103
8.10	Zeitkonstanten τ_T der Thermoelemente im QWT.	103
9.1	Durchflusscharakteristik der Feinregulierventile nach [90].	110
9.2	Stabilitätskarte der Ringbrennkammer im TPM-Betrieb ohne Dämpfer.	112
9.3	Flammentransferfunktionen der Drallbrenner im PPM- und TPM-Betrieb [110].	113
9.4	Stabilität der Moden η_1 und η_2 sowie der Helmholtz-Mode.	114
9.5	Brennerkonfigurationen der Untersuchung zum Einfluss des Stufungsgrades.	115
9.6	Einfluss der Stufung.	116
9.7	Untersuchung zum Modensplit durch Stufung.	117
9.8	Modensplit durch Brennerstufung.	117
9.9	Untersuchung zum Einfluss des Stufungsmusters.	118

9.10 Einfluss des Stufungsmusters auf die Dämpfung.	119
A.1 Axiale Positionen der Thermoelemente.	126
B.1 Spektrum der Ringbrennkammer bis 4000 Hz.	129
B.2 Einfluss von Filterweiten und Auswertungsfrequenzen auf die Dämpfungsraten der Testfälle.	130
C.1 Abhängigkeit der Dämpfungsrates von der Wand- und Plenum- temperatur.	133
C.2 Abhängigkeit der Dämpfungsratesänderung von der Änderung der Plenumtemperatur.	134
D.1 Bivariate Dichtefunktionen bei Sirenenanregung.	136
D.2 Bivariate Dichtefunktionen im PPM-Betrieb ohne Dämpfer. . . .	137
D.3 Bivariate Dichtefunktionen im TPM-Betrieb ohne Stufung. . . .	138
D.4 Bivariate Dichtefunktionen im PPM-Betrieb mit Dämpfern. . . .	140
E.1 Spektrum der Brennkammer und des Resonators.	145
E.2 Axiales Temperaturprofil des verstimmtten Resonators.	146
G.1 Einfluss des Plenumtemperatur auf die 1. Umfangsmode und die Helmholtz-Mode.	147
G.2 Spektren der Betriebspunkte aus Abbildung G.1.	148

Tabellenverzeichnis

3.1	Parameter der QWTs.	37
4.1	Methodenübersicht.	39
4.2	Vergleich der Dämpfungsraten.	51
9.1	Thermische Leistung und Luftzahl in Abhängigkeit der gestuften Brenner	111
A.1	Parameter der Brennkammergeometrie.	125
A.2	Positionen der Feindraht-Thermoelemente und der Lochblechöffnungen.	127
E.1	Dämpfungswerte der Ringbrennkammer ohne Dämpfer im PPM-Betrieb	141
E.2	Dämpfungswerte der Ringbrennkammer im TPM-Betrieb ohne Stufung	143

Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Buchstaben

\bar{c}_{Kav}	Volumengemittelte Schallgeschwindigkeit	[m/s]
A	Querschnittsfläche	[m ²]
c	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
D	Durchmesser	[m]
E _{1,2}	Einhüllende der modalen Amplituden $\eta_{1,2}$	
f	Frequenz	[Hz]
h	Sample-Index	
J	Anzahl der verwendeten dynamischen Drucksensoren	
j	Sensor-Index	
$k_{(x,y,z)}^{(\pm)}$	Wellenzahl (in x,y,z-Richtung), (Laufrichtung +/-)	[m ⁻¹]
K_v	Durchflusskoeffizient	[l/min]
$k_{\eta_n \eta_n}$	Autokorrelationsfunktion einer Mode η_n	
$k_{p'p'}$	Autokorrelationsfunktion des dynamischen Drucks	
L	Länge	[m]
l	Ordnung der axialen Mode	
l _n	Normliter	
M	Molare Masse	[$\frac{g}{mol}$]
\dot{m}	Massenstrom	[kg/s]
N	Höchste untersuchte Modenordnung	
n	Ordnung der Umfangsmode	
p	Druck	[Pa]
P _{th}	Thermische Leistung des Systems	[kW]

PA	Spülluftmassenstrom (engl. Purge Air)	$[\text{l}_n/\text{min}]$
PP	Lochblech-Porosität (engl. Perforated Plate)	$[\%]$
\dot{Q}	Wärmefreisetzungsrate	$[\text{W}]$
\dot{q}_V	Volumetrische Wärmefreisetzungsrate	$[\frac{\text{W}}{\text{m}^3}]$
R	Radius	$[\text{m}]$
r	Welle	
\mathfrak{R}	Universelle Gaskonstante	$[\frac{\text{J}}{\text{mol}\cdot\text{K}}]$
$R_{\pm\pm(1,2)n}$	Amplitude der Welle	
R_s	Spezifische Gaskonstante	$[\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}]$
T	Temperatur	$[\text{K}]$
t	Zeit	$[\text{s}]$
t_s	Periodendauer einer Schwingung	$[\text{s}]$
u	Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
V	Volumen	$[\text{m}^3]$
x	Axiale Position	$[\text{m}]$
y	Umfangsposition	$[\text{m}]$

Griechische Buchstaben

α	Dämpfungsrate	$[\text{rad}/\text{s}]$
β/α	Maximum der Lorentzfunktion	$[\text{Pa}^2/\text{Hz}]$
η	Modale Amplitude	$[\text{Pa}]$
$\eta_{1,2}$	Modale Amplituden der Umfangsmodenzerlegung	$[\text{Pa}]$
κ	Isentropenexponent	$[-]$
λ	Luftzahl (Verwendung im Verbrennungs-Kontext)	$[-]$
λ	Wellenlänge (Verwendung im Akustik-Kontext)	$[\text{m}]$
ω	Kreisfrequenz	$[\text{rad}/\text{s}]$
Φ	Äquivalenzverhältnis	$[-]$
ϕ	Phasendifferenz	$[\text{rad}]$
ρ	Dichte	$[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}]$
σ	Standardabweichung	$[\text{rad}/\text{s}]$
τ	Zeitverzug	$[\text{s}]$
τ_T	Zeitkonstante der Thermoelemente	$[\text{s}]$

τ_{TC}	Zeitkonstante der Thermoelemente (Herstellerangabe)	[s]
Θ	Dimensionslose Temperatur	[-]
θ	Umfangswinkel	[rad]
φ	Phasenwinkel	[rad]
$\varphi_{1,2}$	Phase der modalen Amplituden η_1 und η_2	[rad]
ζ	Druckverlustbeiwert	[-]

Hochgestellte Symbole

$(...)'$	Fluktuierender Anteil einer Größe
$(\dot{...})$	Zeitliche Ableitung
$(\hat{...})$	Komplexe Amplitude einer fluktuierenden Größe
$\overline{(...)}$	Mittelwert einer Größe
$(\vec{...})$	Vektor

Indizes

\pm	Laufriichtung der Welle (stromauf, -ab; positiv, negativ)
0	Anfangszustand
a	Außen
Ax	In axialer Richtung
Bk	Brennkammer
Brenner	Eigenschaft am Brenneraustritt
h	Resonatorhals
Hg	Heißgas
i	Innen
Kav	Eigenschaft der Resonatorhöhle
l	Ordnung der axialen Mode
Median	Medianwert der statistischen Verteilung
n	Ordnung der Umfangsmode
PA	Spülluft (engl. Purge Air)
Pl	Plenum
Res	Wert an der Resonanzfrequenz
th	Thermisch
U	Eigenschaft der Umgebung

V	Volumen
W	Eigenschaft der Brennkammerwand

Operatoren

$\angle(\dots)$	Phase
$ (\dots) $	Amplitude

Dimensionslose Kennzahlen

Ma	Machzahl
Re	Reynolds-Zahl

Abkürzungen

Ax	In axialer Richtung
Ax1	Stromaufliegende Dämpferanschlüsse
Ax2	Stromabliegende Dämpferanschlüsse
Az	In Umfangsrichtung (azimutal)
BL	Referenzmessung (engl. Baseline)
Fit	Kurvenanpassung (engl.)
FTF	Flammentransferfunktion
LDS	Leistungsdichtespektrum
LEE	Linearisierte Eulergleichungen
MCMC	Markov-Ketten-Monte-Carlo
PPM	Perfekt vorgemischter Betrieb
QWT	$\lambda/4$ -Resonator (engl. Quarter Wave Tube)
TC	Thermoelement (engl. Thermocouple)
TPM	Technisch vorgemischter Betrieb
WDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

1 Einleitung

Zur Einhaltung von Emissionsgrenzwerten werden stationäre Gasturbinen bereits seit längerer Zeit mit magerer Vormischverbrennung betrieben. Dabei steht die Reduktion der Stickoxidemissionen (NO_x) im Vordergrund. Flugzeugtriebwerke der neuesten Generation, wie beispielsweise das GENx-Triebwerk [26], werden zur Emissionsreduktion mittlerweile ebenfalls mager vorgemischt betrieben. Bei dieser Betriebsart sind Brennkammern häufig anfällig für thermoakustische Instabilitäten, welche zu einer Beschränkung des Betriebsfensters führen. Weiterhin können diese akustischen Schwingungen zu erhöhtem Verschleiß oder Bauteilversagen führen [52]. Zur Verbesserung des Betriebsverhaltens werden aktive oder passive Dämpfungsstrategien verwendet, die die Schwingungsamplituden auf ein akzeptables Maß senken.

1.1 Thermoakustische Instabilitäten

Thermoakustische Instabilitäten ergeben sich aus der Kopplung des Verbrennungsprozesses und akustischer Schwingungen in der Brennkammer [47, 48]. Sie zeichnen sich durch starke Druckpulsationen einer oder mehrerer Eigenmoden des Systems aus [52]. In der Brennkammerentwicklung sind diese Instabilitäten unter anderem aus Raketenbrennkammern, Gasturbinen, aber auch aus größeren Winderhitzern bekannt [41]. Die Schwingungen können angefacht werden, sobald Wärmefreisetzungsschwankungen \dot{q}'_V und akustische Schwingungen p' in Phase sind. Sobald der Phasenwinkel größer als 90° ist, klingen diese ab [76]. Diese Bedingung ist als Rayleigh-Kriterium bekannt [47]:

$$\int_V \int_0^{t_s} \dot{q}'_V \cdot p' \cdot dt \cdot dV. \quad (1.1)$$

Die Integration erfolgt über eine Schwingungsperiode t_S und dem Brennkammervolumen V . Ist der Wert positiv, so ist ein notwendiges Kriterium für eine Instabilität erfüllt. Durch Abstrahlung akustischer Energie oder durch Dämpfung kann die Entstehung einer Instabilität verhindert werden.

Die Rückkopplung der Akustik auf die Wärmefreisetzung entsteht in Gasturbinen unter anderem dadurch, dass akustische Schwingungen Geschwindigkeitsschwankungen im Brenner hervorrufen und so die dynamische Wärmefreisetzungsrates beeinflussen. Weiterhin können akustische Schwingungen die Luftzahl λ modulieren. Dies geschieht hauptsächlich durch Schmelleschwankungen im Bereich der Brennstoffinjektion. Luftzahlschwankungen können außerdem durch direkte Beeinflussung des Brennstoffmassenstroms entstehen, falls die Brennstoffzuleitung vom Brennkammerdruck abhängig ist [80]. Bei perfekt vorgemischtem Betrieb bestehen die letztgenannten Mechanismen nicht, da die Brennstoffinjektion in diesem Fall weit stromauf erfolgt. Ein weiterer Rückkopplungspfad der axialen Geschwindigkeitsschwankungen in den Brennern auf die fluktuierende Wärmefreisetzungsrates ist laut Gentemann et al. [30] die Schwankung der Drallzahl. Laut Komarek und Polifke [44] ist die lokale Drallzahl am Drallerzeuger nicht von Störungen des Frischgasmassenstroms abhängig. Dennoch entstehen mit einem Zeitverzug τ_S stromab des Drallerzeugers Drallzahlschwankungen. Der Grund hierfür sind die unterschiedlichen Transportmechanismen der Störungen der Geschwindigkeitskomponenten: axiale Schwankungen werden mit Schallgeschwindigkeit transportiert, während azimutale Schwankungen der Geschwindigkeit mit der Strömung konvektiert werden. Hirsch et al. [38] berücksichtigen diesen Mechanismus in ihrem Modellierungsansatz der Flammentransferfunktion. Candel [13] und Ducruix et al. [22] liefern einen umfassenden Überblick über die beteiligten Mechanismen.

Die Dämpfungsrates α eines Systems ist die Summe der Anfachungs- und Dämpfungsrates aller Elemente, wie beispielsweise Flammen oder Resonatoren. Diese Systemdämpfungsrates beschreibt die Stabilitätsreserve und ist ein wichtiger Indikator für die Betriebssicherheit der Anlage. Ist ein System linear instabil, ist die Dämpfungsrates negativ. In diesem Fall spricht man häufig

von Wachstumsraten, welche im linear instabilen Fall positiv sind. Studien zur quantitativen Bestimmung der Dämpfung- beziehungsweise Wachstumsraten wurden unter anderem von Noiray und Denisov [64] durchgeführt. Mejia et al. [59] vergleichen mehrere Methoden zur Bestimmung von Wachstums- und Dämpfungsraten. Weitere Arbeiten zur Bestimmung der Systemdämpfung wurden am Lehrstuhl für Thermodynamik von Schwing [89], Kathan [42], Wagner et al. [102], Stadlmair et al. [91, 92] und Betz et al. [4, 5] durchgeführt.

1.2 Unterdrückung von Brennkammerschwingungen

Laut Krebs et al. [47] besteht die Möglichkeit, auf drei Parameter Einfluss zu nehmen, um Brennkammerschwingungen zu vermindern:

- Änderung der Flammenantwort
- Erhöhung der Dämpfung
- Modulation des Brennstoffmassenstroms

Letztere ist als aktive Maßnahme bekannt, da hier geregelte Ventile zum Einsatz kommen. Die beiden anderen Maßnahmen sind passiv, das heißt es findet keine Regelung während des Betriebs statt.

In dieser Arbeit werden passive Maßnahmen untersucht: Die Erhöhung der Dämpfung erfolgt durch den Einsatz von Resonatoren, die Änderung der Flammenantwort durch Brennerstufung.

1.2.1 Aktive Dämpfungskonzepte

Als aktive Maßnahmen werden Konzepte bezeichnet, die mittels Aktuatoren Einfluss auf Komponenten des Systems nehmen. Die häufigste Ausführung sind Ventile, die Brenner oder Brennergruppen so modulieren, dass die Brennstoffzufuhr gegenphasig zu den Brennkammerschwingungen erfolgt. So wird eine Reduktion der Oszillationsamplituden erreicht. Je nach Kenntnis

der auftretenden Moden benötigt man zur Regelung mindestens einen, meist aber mehrere dynamische Drucksensoren.

Schuermans [85] liefert einen Überblick über Arbeiten, die sich mit aktiven Dämpfungskonzepten beschäftigen. Hermann und Hoffmann beschreiben in [52] die aktive Unterdrückung von Umfangsmoden in Gasturbinen von Siemens. Erläuterungen zu verschiedenen Regelkonzepten und Verweise auf weitere Übersichtsarbeiten finden sich bei Lefebvre und Ballal [48].

Im folgenden Abschnitt werden auch Dämpfertypen erwähnt, deren Resonanzfrequenz im Betrieb nachgeregelt werden kann. Dies ist eine Mischform aus aktiver und passiver Regelung, da Resonatoren auch ohne Regelung eine Dämpfungserhöhung erzielen.

1.2.2 Passive akustische Dämpfer

Die Dämpfung von Schallwellen erfolgt unter anderem an Brennkammerwänden mit Öffnungen zur Kühlluftzufuhr [47]. Hier dissipiert akustische Energie hauptsächlich durch Wirbelbildung. Somit tragen Kühlluftlöcher, wie sie in nicht vorgemischt betriebenen Brennkammern verwendet werden, stark zur Stabilisierung des Systems bei. In vorgemischt betriebenen Brennkammern wird versucht, möglichst ohne Öffnungen im Brennkammerliner auszukommen. Dann fällt diese Dämpfungsmöglichkeit weg. Eine Lösung dieses Problems ist der Einsatz von Resonatoren, welche keine oder nur wenig Luft aus dem Plenum benötigen [52].

Zu den gängigsten passiven Dämpfern gehören neben den perforierten Linern *Helmholtz-Resonatoren*, $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Resonatoren und *Baffles*. Zu diesen akustischen Dämpfern in Anwendungen der Luft- und Raumfahrtindustrie gibt es eine Reihe von Übersichtsarbeiten, beispielsweise von Zhao und Li [111], Richards et al. [77] und Culick et al. [19]. In dieser Arbeit stehen Resonatoren im Vordergrund, daher wird nun ein kurzer Literaturüberblick dazu gegeben.

$\lambda/4$ -Resonatoren (Quarter Wave Tubes - QWTs) werden in Raketenbrennkammern eingesetzt [70]. Bourquard und Noiray [10, 11] untersuchen den

Einfluss von QWTs und geben Empfehlungen zur Auswahl von Helmholtz-Resonatoren oder QWTs. Ein Patent aus dem Fahrzeugumfeld von van Ligten [100] zeigt ein QWT mit verschiedenen Möglichkeiten zur Frequenzeinstellung und mit Lochblech. Dieses Design ähnelt den QWTs, welche in dieser Arbeit verwendet werden. Pandalai et al. patentierten ebenfalls ein QWT mit Lochblech [71]. Das Lochblech dient zur Dissipation von akustischer Energie. Verschiedene konstruktive Lösungen sind hierfür patentiert [40, 96]

Keller und Zauner [43] leiten eine nichtlineare Theorie von Helmholtz-Resonatoren her. Schuermans et al. zeigen ein kombiniertes Helmholtz-Resonator- und Kühlsystem zur Dämpfung von hochfrequenten Schwingungen [86]. Camporeale et al. [12] untersuchen eine Ringbrennkammer mit Helmholtz-Resonatoren numerisch, Tournadre et al. [97] und Förner et al. [28] analysieren numerisch das Verhalten von Helmholtz-Resonatoren.

Zur Kühlung der Resonatoren wird häufig eine geringe Menge Spülluft aus dem Plenum eingesetzt, wie beispielsweise von Schuermans et al. [86] beschrieben oder von Macquisten et al. [54] patentiert.

Abgeleitet von den Grunddesigns entstanden viele Varianten, welche unter anderem mehrere Frequenzen dämpfen [37, 56, 104] oder eine einstellbare bzw. nachjustierbare Resonanzfrequenz besitzen [35, 39, 63]. Nachträglich können Dämpfer anstelle von Brennern eingesetzt werden [36, 55], was vor allem in Gasturbinen mit sehr vielen Brennern erfolgt.

In Anlehnung an perforierte Liner gibt es Entwicklungen, Resonatoren aus Lochblechen mit rückseitigem Volumen an der Brennkammerwand zu platzieren [82–84].

Am Lehrstuhl für Thermodynamik wurden bisher Untersuchungen mit QWTs [42, 87] und Hochfrequenz-Helmholtz-Dämpfern durchgeführt [89].

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist der Einfluss der Temperaturverteilungen innerhalb von Resonatoren in Abhängigkeit der Brennkammerdynamik. Ćosić et al. [16–18] untersuchen den Temperaturverlauf innerhalb des Halses eines Helmholtz-Resonators mit kalter Spülluft. Die Hauptströmung ist in einem Fall vorgeheizte Luft, im anderen Fall wird der Teststand mit Flamme

betrieben. Die Temperaturverläufe werden bei unterschiedlichen akustischen Anregungsleistungen aufgenommen. Daraus wird ein Modell entwickelt, das die Temperatur des Resonators abschätzt und die Dämpfungsleistung in Abhängigkeit von der verschobenen Resonanzfrequenz abbildet. Aufbauend auf diesen Untersuchungen leiten Wassmer et al. [105] eine verbesserte Modellierung der Halslängenkorrektur des Helmholtz-Resonators her.

Tournadre et al. [98, 99] verwenden die linearisierten Navier-Stokes-Gleichungen, um Temperatureffekte auf die Charakteristik von Helmholtz-Resonatoren zu untersuchen.

Bezüglich des erhöhten Wärmeübergangs bei turbulenten, pulsierenden Strömungen wurden von Cárdenas Miranda [14] numerische Untersuchungen durchgeführt. Ziel war dabei, Einflüsse des geänderten Wärmeübergangs auf das Dämpfungsverhalten herauszuarbeiten.

1.2.3 Untersuchungen zur Dämpferplatzierung

Obwohl sich eine Vielzahl von Studien mit dem Entwurf und der Charakterisierung von Dämpfern beschäftigt, gibt es nur wenige Veröffentlichungen, die gezielt die Anordnung von Dämpfern untersuchen.

Stow und Dowling [94] betrachten die azimutale Anordnung von Dämpfern an einer Ringbrennkammer und geben Empfehlungen zur Platzierung abhängig von der Modenform.

Camporeale et al. [12] variieren in einer numerischen Studie Dämpferparameter, -anzahl und -positionen am Umfang einer Ringbrennkammer. Es kommen 14 Helmholtz-Dämpfer zum Einsatz, deren Umfangsanordnung wenig Einfluss auf die Dämpfungswirkung hat.

Untersuchungen zur Dämpferplatzierung wurden am Lehrstuhl für Thermodynamik von Zahn et al. [107] an einem ringförmigen Kaltgasprüfstand und von Betz et al. [5] an einer Ringbrennkammer durchgeführt. Mazur et al. [57] führten ähnliche Experimente durch. Die Ergebnisse zeigen, dass die Positio-

nierung bei festgelegter Dämpferanzahl Auswirkungen auf die Dämpfungsleistung hat.

Noiray et al. [67] beschäftigen sich mit der Verteilung von Dämpfungselementen (beispielsweise Dämpfer oder gestufte Brenner) über den Umfang von Ringgeometrien. Daraus wird ein Kriterium für die optimale Verteilung in Abhängigkeit von der Umfangsmodenordnung n abgeleitet. Dieser sogenannte C_{2n} -Wert ergibt sich aus der Dämpferverteilung und sollte minimal sein. Bothien et al. [8] bauen auf diesen Erkenntnissen auf. In ihrer Studie werden zwei Moden durch geschickte Platzierung eines Mehrfrequenzdämpfers gedämpft.

Mensah und Moeck [60] zeigen einen auf Adjungierten basierenden Ansatz zur Bestimmung der optimalen Dämpferparameter und -verteilung. Im Verlauf der Optimierung eines generischen Ringbrennkammermodells wird nach einigen Iterationen eine Konfiguration gefunden, die das System stabilisiert. Diese Verteilung erfüllt das C_{2n} -Kriterium aus den davor erwähnten Untersuchungen.

1.2.4 Brennerstufung in Gasturbinen zur Erhöhung der Dämpfung

Brennerstufung ist in Gasturbinen im Bereich niedriger Last notwendig, in [47] werden dazu verschiedene Verfahren erörtert. Das Ziel dieses Verfahrens ist, die Anlage mit niedrigen Emissionen bis zu niedriger Teillast betreiben zu können und die Brennkammer im stabilen Betriebsbereich zu halten.

Ein anderes Einsatzgebiet der Brennerstufung ist die Erhöhung der thermoakustischen Stabilität. Diese Art der Stufung zielt nicht auf die Leistungsregelung ab, sondern variiert vielmehr die Brennstoffzufuhr zu einzelnen Brennern oder Brennergruppen bei gleichbleibender Gesamtleistung der Anlage. Hierbei kann die Leistung einzelner Brenner um bis zu 15 % variiert werden [15, 52]. Studien befassen sich mit Brennergruppen [65], Ringgeometrien [62] und Ringbrennkammern [9, 15, 61, 67]. Durch die veränderte Luftzahl der Brenner können sich die Emissionswerte verschlechtern, weshalb diese Methode nicht unbeschränkt anwendbar ist.

1.3 Ziele und Struktur der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, passive Maßnahmen zur Erhöhung der Dämpfung von Ringbrennkammern auf ihre Effektivität hin zu untersuchen. Dabei sollen einerseits modifizierte QWTs zum Einsatz kommen, andererseits soll die Möglichkeit der Dämpfungssteigerung durch Brennerstufung in Betracht gezogen werden.

Für Helmholtzdämpfer oder QWTs gibt es bereits Auslegewerkzeuge, allerdings ist eine weitere Validierung unter maschinenähnlichen Bedingungen notwendig. Zum Einsatz kommen QWTs mit Lochblechen am brennkammerseitigen Ende, deren Geometrie- und Betriebsparameter an der Laborbrennkammer optimiert werden sollen. Ziel ist hier, die Dämpfungsleistung verschiedener Varianten zu quantifizieren und daraus abzuleiten, wie eine hohe Dämpfungsratesteigerung der einzelnen Dämpfer zu erreichen ist. Ein weiterer beim Dämpfereinsatz zu beachtender Effekt ist die Temperaturabhängigkeit des Resonators von der Brennkammerdynamik. Dieser soll ebenfalls genauer untersucht werden, um daraus Designkriterien zu erarbeiten.

Es existieren kaum Studien, in denen Dämpfer oder gestufte Brenner an Ringbrennkammern variiert werden, um eine optimale Dämpfungswirkung zu erzielen. Der Teststand bietet eine hohe Flexibilität bezüglich der Dämpferplatzierung. Dieser wird genutzt, um verschiedene Anordnungen zu realisieren. Die zwölf Brenner bieten ebenfalls hinreichende Möglichkeiten zur Untersuchung von Stufungsmustern. Ziel der Untersuchungen ist, jeweils Vorschläge zur optimalen Dämpferplatzierung, bzw. zur optimalen Brennerstufung herauszuarbeiten.

Die Arbeit unterteilt sich in folgende Abschnitte: Zunächst werden in Kapitel 2 die Grundlagen der Akustik und Thermoakustik in Ringgeometrien dargestellt, welche zum Verständnis der folgenden Untersuchungen notwendig sind. Der Aufbau der Versuchsanlage und ihrer Komponenten wird in Kapitel 3 zusammengefasst. Kapitel 4 befasst sich mit den drei verwendeten Messmethoden, welche zur Dämpfungsbestimmung eingesetzt werden. Die Methoden werden anhand von Testfällen miteinander verglichen. In Kapitel 5 wird

der Teststand ohne Dämpfer akustisch charakterisiert. Dies bildet die Basis für die folgenden Untersuchungen mit Dämpfern. Die verwendeten Dämpfer werden in Kapitel 6 bezüglich ihrer Parameter (Länge, Lochblech-Porosität, Spülluft) optimiert, um ihren positiven Einfluss auf die Systemstabilität zu maximieren. Die Untersuchung verschiedener Dämpferanordnungen mit unterschiedlicher Dämpferanzahl sowie mit symmetrischen und asymmetrischen Konfigurationen wird in Kapitel 7 präsentiert. Der Einfluss der Brennkammerdynamik auf den Heißgaseintrag und damit auf die mittlere Temperatur des Resonators wird in Kapitel 8 anhand von hochauflösenden Temperaturmessungen in der Resonatorhöhle untersucht. Das Potenzial der Brennerstufung zur Erhöhung der Dämpfung ist Gegenstand von Kapitel 9.

2 Grundlagen

Ziel dieses Kapitels ist die Vermittlung der wesentlichen Kenntnisse, welche zum Verständnis der Messmethoden sowie zur Interpretation der Messergebnisse notwendig sind. Zur Untersuchung von Konzepten zur Dämpfung von thermoakustischen Instabilitäten sollen zunächst die Grundlagen der linearen Akustik mit besonderem Augenmerk auf Ringgeometrien gelegt werden. Im folgenden Abschnitt werden die Mechanismen erklärt, die zur Dämpfung in Brennkammern beitragen und wie Dämpfer die Stabilität erhöhen. Weiterhin werden Einflussfaktoren auf die Flammendynamik benannt. Die Unterschiede von perfekter Vormischung und technischer Vormischung werden dabei herausgearbeitet, da sich im Betrieb der Brennkammer ein deutlich unterschiedliches Stabilitätsverhalten zeigt. Zur Untersuchung des Heißgaseintrags in Resonatoren werden am Ende Kenngrößen der Strömung hergeleitet, um unter anderem die Strömungsgeschwindigkeit der Heißgasoszillation zu berechnen.

2.1 Akustik

Die akustischen Eigenschaften von Ringbrennkammern werden typischerweise als zylinderförmiger Ringspalt modelliert [24, 25, 74, 85]. Es gibt allerdings auch Ansätze zur Beschreibung von Ringbrennkammern mit variablem Querschnitt [74]. Meist wird die Höhe des Ringspalts vernachlässigt, da die Frequenzen der Radialmoden sehr hoch sind. Diese Moden sind in den meisten Fällen stark gedämpft. Diese Vereinfachung lässt eine Beschreibung der Akustik als zweidimensionales Phänomen zu. Aufgrund der zahlreichen Veröffentlichungen zu dieser speziellen Geometrie wird die Herleitung in den folgenden beiden Abschnitten basierend auf [23, 25] möglichst kompakt und nur auszugsweise dargestellt.

2.1.1 Grundgleichungen

Die in dieser Arbeit betrachtete Ringbrennkammer wird vornehmlich im stabilen Betriebsbereich untersucht. Hier kann lineare Akustik angenommen werden. Wird die Brennkammer jenseits der Stabilitätsgrenze betrieben, stellt sich ein nichtlinearer Grenzyklus ein, der allerdings nicht Teil dieser Arbeit ist und nur bezüglich der Stabilitätsgrenze erwähnt wird.

Zur Herleitung der linearen Wellengleichung werden die Strömungsgrößen Druck p , Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}$ und die Dichte ρ in einen Mittelwert und in einen Schwankungsanteil aufgeteilt:

$$p(\vec{x}, t) = \bar{p} + p'(\vec{x}, t), \quad (2.1)$$

$$\mathbf{u}(\vec{x}, t) = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'(\vec{x}, t), \quad (2.2)$$

$$\rho(\vec{x}, t) = \bar{\rho} + \rho'(\vec{x}, t). \quad (2.3)$$

Dabei werden Terme höherer Ordnung vernachlässigt. Diese Vereinfachung ist zulässig, solange die Schwankungsanteile deutlich kleiner als die Mittelwerte sind. Zum Beispiel liegen die Druckschwankungen in der hier verwendeten Ringbrennkammer typischerweise unter 2000 Pa, während der Mittelwert etwa $1,3 \cdot 10^5$ Pa beträgt. Die Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}$ besteht aus drei Geschwindigkeitskomponenten in Koordinatenrichtung.

Nimmt man eine isentrope Strömung an, kann die Schallgeschwindigkeit aus dem Verhältnis der Druck- und Dichteschwankungen berechnet werden. Weiterhin kann sie aus der Temperatur T unter Verwendung des Isentropenexponenten κ und des spezifischen Gaskonstante R_s des Mediums ermittelt werden [78]:

$$c^2 = \frac{p'}{\rho'} = \kappa \cdot R_s \cdot T. \quad (2.4)$$

Man erhält die linearisierten Eulergleichungen (LEE), indem man die Linearisierungen der Strömungsgrößen (Gleichung 2.1-2.3) in die Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls einsetzt [72]. Terme, die nur aus Mittelwerten der Strömungsgrößen bestehen, werden abgezogen. Terme, die aus

dem Produkt zweier Schwankungsgrößen bestehen, sind sehr klein und werden vernachlässigt.

Aus den LEEs kann als Sonderfall die konvektive Wellengleichung hergeleitet werden, siehe [74]. Eine isentrope Strömung wird angenommen, sodass Gleichung 2.4 verwendet werden kann.

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 p' = 0. \quad (2.5)$$

Berücksichtigt man dabei eine Hauptströmung mit der räumlich konstanten Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}$, erhält man die konvektive Wellengleichung:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \right)^2 p' - c^2 \nabla^2 p' = 0. \quad (2.6)$$

Wie bereits erwähnt, wird der dreidimensionale Fall in Ringbrennkammern häufig zu einer zweidimensionalen Betrachtung vereinfacht. Zur Beschreibung der Grundströmung in Gasturbinenbrennkammern wird angenommen, dass diese nur aus einer axialen Komponente besteht. Die Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}$ vereinfacht sich dann zu \bar{u} . Für den zweidimensionalen Fall ergibt sich folgende konvektive Wellengleichung:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 p' - c^2 \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right) = 0. \quad (2.7)$$

Im folgenden Abschnitt wird für dünne Ringgeometrien eine Lösung dieser Gleichung im Frequenzbereich gezeigt.

2.1.2 Akustik in Ringgeometrien

Ettner [23] und Fanaca [25] haben für die Ringbrennkammer Lösungen für die zweidimensionale Wellengleichung ermittelt. Schuermans [85] berücksichtigte in seiner Arbeit auch die radiale Ausdehnung der Ringgeometrie, während Ettner und Fanaca diese Koordinatenrichtung vernachlässigten.

Meist können Ringbrennkammern vereinfacht als zweidimensionale Geometrien angenommen werden. Aufgrund der geringen Brennkammerhöhe sind

radiale Moden zwischen der Innen- und Außenwand sehr hochfrequent und spielen in dieser Arbeit keine Rolle. Weiterhin kann die Ringgeometrie abgewickelt als Rechteck abgebildet werden. Die Verwendung von kartesischen Koordinaten erlaubt eine einfachere Lösung der Wellengleichung als die Verwendung von Zylinderkoordinaten. Dabei wird der Umfangswinkel θ durch die Koordinate y ersetzt. Die axiale Koordinate wird weiterhin mit x bezeichnet. Um dem Umfangscharakter der Geometrie zu entsprechen, muss jede Variable bei $y=2\pi\bar{R}$ dem Wert von $y=0$ entsprechen.

Der mittlere Radius \bar{R} der Geometrie ist wie folgt definiert, die Definition des mittleren Durchmessers \bar{D} erfolgt analog dazu:

$$\bar{R} = \frac{R_i + R_a}{2}. \quad (2.8)$$

Die Lösung der zweidimensionalen konvektiven Wellengleichung (Gleichung 2.7) für dünne Ringspalte ist laut [74]:

$$\frac{p'(t, x, y)}{\bar{\rho}c} = \frac{1}{\bar{\rho}c} \hat{p}(x, y) e^{i\omega t} = r_{++} + r_{+-} + r_{-+} + r_{--} e^{i\omega t}. \quad (2.9)$$

Dazu nimmt man an, dass es sich bei den Druckschwankungen p' um harmonische Schwingungen handelt, es gilt deshalb folgender Ausdruck:

$$p'(t) = \hat{p}(x) e^{i\omega t}. \quad (2.10)$$

Hierbei ist \hat{p} die komplexe Amplitude, ω ist die Kreisfrequenz. $r_{\pm\pm}$ sind vier spiralförmigen Wellen, die stromauf und -ab sowie in positiver und negativer Umfangsrichtung laufen. Diese Wellen werden wie folgt definiert:

$$r_{\pm\pm}(x, y) = R_{\pm\pm} e^{-ik_x^\pm x - ik_y^\pm y}. \quad (2.11)$$

$R_{\pm\pm}$ sind die komplexen Amplituden der Wellen. Die Variablen $k_{x,y}^\pm$ sind die Wellenzahlen in den entsprechenden Koordinatenrichtungen. Allgemein ist die Wellenzahl als $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ definiert, wobei k_x beispielsweise die Projektion von k in x-Richtung ist.

Setzt man Gleichung 2.11 in Gleichung 2.9 ein und verwendet die anfangs genannte Bedingung zum Umfangscharakter in y-Richtung, erhält man folgende Wellenzahl:

$$k_y^\pm = \pm \frac{n}{R}. \quad (2.12)$$

Berücksichtigt man den Einfluss der Machzahl Ma auf die Wellenzahl, ergibt sich k_x^\pm durch einsetzen von k_y^\pm in

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 = \left(\frac{\omega}{c} - Ma k_x \right)^2 \quad (2.13)$$

und man erhält [25, 74]:

$$k_x^\pm = \frac{\omega}{c(1 - Ma^2)} \left(-Ma \pm \sqrt{1 - \left(\frac{n}{R} \frac{c}{\omega} \right)^2 (1 - Ma^2)} \right). \quad (2.14)$$

Umfangsmoden können stehend, rotierend oder in gemischter Form (langsam rotierend) auftreten. Diese Eigenschaft lässt sich aus den Verhältnissen der komplexen Amplituden $R_{\pm\pm}$ ablesen. Sind die Amplituden der Wellen, die in und gegen die Umfangsrichtung rotieren gleich,

$$R_{++} = R_{+-} \quad (2.15)$$

und

$$R_{-+} = R_{--}, \quad (2.16)$$

so steht die Umfangsmode. Die Lage der Druckknoten und -bäuche ist zeitlich unveränderlich. Die Form der Umfangsmode kann dann durch eine Kosinusfunktion ausgedrückt werden [25]:

$$\frac{\hat{p}(x, y)}{\bar{\rho}c} = \cos\left(\frac{n}{R}y\right) \left(2R_{++}e^{-ik_x^+} + 2R_{-+}e^{-ik_x^-} \right). \quad (2.17)$$

Wenn die Amplituden $R_{\pm\pm}$ die oben genannten Kriterien nicht erfüllen, dann rotiert die Umfangsmode und die Lage der Druckknoten und -bäuche ist zeitlich veränderlich.

Die Bestimmung der Eigenmoden des Ringspalts ist mit Hauptströmung nur numerisch möglich [23]. In Gasturbinen ist die Machzahl in der Regel sehr gering. In der Laborringbrennkammer liegt diese typischerweise im Bereich von

0,017. So kann man vereinfacht annehmen, dass $Ma=0$ gilt. Unter der Annahme vollreflektierender Randbedingungen in axialer Richtung kann durch Verwendung von Gleichung 2.17 ein Zusammenhang von Frequenz f und axialer (l) sowie azimuthaler (n) Modenordnung gefunden werden [23]:

$$f_{l,n} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{l\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{R}\right)^2}. \quad (2.18)$$

Die Gleichung erlaubt die Bestimmung der Frequenzen rein axialer Moden ($n=0$), rein azimuthaler Moden ($l=0$) sowie von Mischformen ($l>0, n>0$). Diese Gleichung wird in den folgenden Kapiteln einerseits dazu verwendet, um von der Frequenz der 1. Umfangsmode auf die Schallgeschwindigkeit zurückzuschließen, siehe Abschnitt 2.4.1 und 8.1.3. Andererseits wird die 1. axiale Mode anhand der Frequenz identifiziert, welche durch diese Gleichung ermittelt wird, vergleiche Abschnitt 7.5.

2.1.3 Modenformen

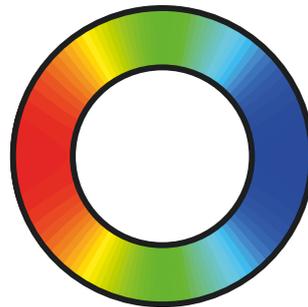
In der Laborringbrennkammer, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wird, tritt eine Vielzahl von Moden auf, wobei vier Moden selbsterregte Instabilitäten hervorrufen. Drei davon sind für die Untersuchungen relevant, da sie entweder durch die Resonatoren gedämpft werden sollen oder den gewünschten Betriebsbereich begrenzen. Sie sind daher in diesem Abschnitt veranschaulicht. Abbildung 2.1 zeigt die Druckverteilung der Moden.

Erste Umfangsmode

Die 1. Umfangsmode ist in Abbildung 2.1a dargestellt. Umfangsmoden können stehend oder rotierend sein, ebenso gibt es Mischformen, siehe Anhang D. Bei stehenden Moden sind die Umfangsposition der Druckknoten und -bäuche fixiert [25]. In der Ringbrennkammer ist die dominierende Mode die 1. Umfangsmode der Brennkammer.

Erste axiale Mode

Abbildung 2.1b zeigt den Verlauf des Schalldrucks der ersten axialen Mode. In der Ringbrennkammer tritt die 1. axiale Mode der Brennkammer auf, aller-



(a) 1. Umfangsmode.



(b) 1. axiale Mode.



(c) Helmholtz-Mode.

Abbildung 2.1: Modenformen.

dings nur beim Einsatz von Dämpfern im vormals instabilen Bereich der 1. Umfangsmode, siehe Abschnitt 7.5.

Helmholtz-Mode

Gillis und Moldover beschreiben in [2] die Helmholtz-Mode als niederfrequente Schwingung zwischen zwei gekoppelten Volumina, deren Wellenlänge deutlich länger ist als die Innenmaße des Systems.

Meissner [58] untersucht solche Moden. Durch eine Einschnürung in einem Rohr sinkt die Frequenz der ersten axialen Mode trotz konstanter Länge der Geometrie ab. Bei einer Einschnürung auf 10 % liegt die Frequenz bei 62 % der ersten axialen Mode. Die Einschnürung wirkt wie eine virtuelle Verlängerung der Geometrie, siehe Abbildung 2.1c. In dieser Arbeit tritt eine Helmholtz-Mode bei technisch vorgemischtem Betrieb auf, siehe Kapitel 9. Die Oszillation erfolgt zwischen dem Plenum und der Brennkammer, wobei die Brenner die Einschnürung darstellen. In diesen Untersuchungen hat das Plenum eine niedrigere Temperatur als die Brennkammer, was zu unterschiedlichen

Schallgeschwindigkeiten in den Volumina führt. Diese Mode äußert sich in der Laborringbrennkammer als tieffrequente Schwingung im Bereich von 190 Hz.

2.1.4 Azimutale Modenzerlegung

In ringförmigen Geometrien ist es möglich, den Verlauf des dynamischen Drucks in Umfangsrichtung in zwei Moden zu zerlegen. Laut Noiray et al. [66, 67] sind folgende Gleichungen geeignet, um das Druckfeld in Umfangsrichtung anzunähern:

$$p'(\theta, t) \simeq \eta_1(t) \cos(n\theta) + \eta_2(t) \sin(n\theta), \quad (2.19)$$

mit

$$\eta_1(t) = E_1(t) \cos(\omega_n t + \varphi_1(t)) \quad (2.20)$$

und

$$\eta_2(t) = E_2(t) \cos(\omega_n t + \varphi_2(t)). \quad (2.21)$$

$\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$ sind die modalen Amplituden zweier Moden mit einer $\cos(n\theta)$ - und einer $\sin(n\theta)$ -Verteilung. Somit sind die beiden Moden orthogonal und stehend. Die modalen Amplituden enthalten dabei die zeitliche Dynamik, die örtliche Dynamik wird durch den $\cos(n\theta)$ - und $\sin(n\theta)$ -Term abgebildet. Aus den modalen Amplituden kann der dynamische Druck an jeder beliebigen Umfangsposition θ rekonstruiert werden. Eine Validierung ist möglich, indem die rekonstruierten Signale mit den Messwerten der Drucksensoren verglichen werden. $\varphi_1(t)$ und $\varphi_2(t)$ sind die Phasen der modalen Amplituden, $E_1(t)$ und $E_2(t)$ die Einhüllenden. Diese Größen werden im Verhältnis zur Frequenz der Umfangsschwingung ω_n als nur langsam variierend angenommen.

Noiray und Schuermans [66] zeigen, wie aus J azimutal verteilten dynamischen Drucksensoren die modalen Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$ extrahiert werden können. Dazu werden die beiden folgenden Näherungen angewendet:

$$\eta_1(t) \approx \frac{2}{J} \sum_{j=1}^J p'(\theta_j t) \cos(n\theta_j) \quad (2.22)$$

und

$$\eta_2(t) \approx \frac{2}{J} \sum_{j=1}^J p'(\theta_j t) \sin(n\theta_j). \quad (2.23)$$

Dabei werden die gemessenen Zeitreihen entsprechend der Umfangsposition θ_j der Drucksensoren aufsummiert und mit der Anzahl der Sensoren normiert.

Die Modenzerlegung der Umfangsmoden wird zur Analyse der Dämpfungsmessungen verwendet. Da die modalen Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$ die zeitliche Dynamik der Moden beinhalten, lassen sich daraus die Dämpfungsraten der Moden ableiten. In den folgenden Kapiteln wird daher sprachlich vereinfacht von der Stabilität, bzw. den Dämpfungsraten der Moden η_1 und η_2 gesprochen, obwohl die Dämpfungsraten aus den modalen Amplituden ermittelt werden. Zwei der drei in Kapitel 4 vorgestellten Auswertungsmethoden verwenden die modalen Amplituden als Eingangsgrößen, siehe Tabelle 4.1. Aus den Dämpfungsraten der Amplituden der orthogonalen Moden werden in den Kapiteln 7 und 9 Rückschlüsse auf die Dämpfungswirkung von asymmetrischen Dämpferanordnungen und Brennerstufungsmustern gezogen.

Durch die Zerlegung des dynamischen Druckfelds in Umfangsrichtung können laut Noiray und Schuermans [66] Aussagen darüber getroffen werden, ob eine Umfangsmode steht, rotiert, oder langsam rotiert. Eine Analyse des Verhaltens der 1. Umfangsmode wird in Anhang D durchgeführt. Dabei wird betrachtet, wie sich stabile und instabile Fälle mit oder ohne Dämpfer unterscheiden.

2.2 Dämpfung und Dämpfer

2.2.1 Akustische Dämpfung

Als Dämpfung bezeichnet man Prozesse, die die akustische Energie innerhalb einer Geometrie in einem bestimmten Frequenzbereich verringern [51]. Lieu-

wen et al. [51, 52] beschreiben die wichtigsten Mechanismen, die zur Brennkammerdämpfung beitragen:

- Übertragung von akustischer Energie auf Wirbel- oder Entropiestörungen
- Konvektion oder Abstrahlung von akustischer Energie
- Streuung in andere Frequenzbereiche

Der erste Mechanismus kann in mehrere Teilmechanismen unterteilt werden [25]: Grenzschichtverluste, Verluste außerhalb der Grenzschicht und Verluste durch Strömungsablösung. Verluste außerhalb der Grenzschicht sind nur bei sehr langen Geometrien oder sehr hohen Frequenzen von Bedeutung. Verluste in der Grenzschicht treten auf, wenn akustische Wellen im Bereich von Grenzschichten auftreten, an denen Viskositätseffekte und thermische Dissipation dominieren. Laut Fanaca [25] ist dieser Teilmechanismus in der Ringbrennkammer vernachlässigbar. Strömungsablösungen treten an scharfkantigen Übergängen oder bei starker Expansion der Strömung auf. Dabei wird akustische Energie in Wirbel umgewandelt. Die Wirkung von Dämpfern beruht hauptsächlich auf diesem Mechanismus, da dort im Resonanzfall starke Oszillationen auftreten, die zu hoher Dissipation von Energie führen. Auch ohne Dämpfer dominiert dieser Teilmechanismus die Dämpfungseigenschaften von Brennkammern.

Akustische Energie kann eine Geometrie auch durch Schallausbreitung oder durch Konvektion mit der mittleren Strömung verlassen. Die Größenordnung der konvektiven Verluste skaliert mit Machzahl. Da Brennkammern oft schwach gedämpft sind, kann die Konvektion, trotz der typischerweise geringen Machzahl dieser Systeme, starken Einfluss haben.

Die Streuung von akustischer Energie verringert selbige zunächst nicht. Über nichtlineare Prozesse wird Energie in Unter- und Obertöne übertragen, also zu Frequenzen mit ganzzahligen Brüchen oder ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz. Bei höherfrequenten Obertönen ist die Dissipation typischerweise höher. Außerdem kann auf diesem Weg Energie von instabilen Moden auf stabile übertragen werden. Akustische Energie kann nicht nur zu harmo-

nischen Moden übertragen werden, sondern durch Streuung oder Reflexion, beispielsweise an einer Flamme, auch breitbandiger verteilt werden. Dadurch sinkt die Spitzenamplitude der akustischen Störungen im System. Die Bedeutung der Streuung in andere Frequenzbereiche im Vergleich zu anderen Dämpfungsmechanismen ist für Verbrennungssysteme noch nicht bekannt. Sie wird unter anderem von Förner et al. [28] numerisch untersucht.

2.2.2 Dämpfer

Die am häufigsten verwendeten Dämpfer sind Helmholtz- und $\lambda/4$ -Resonatoren (Quarter Wave Tubes, QWT). Für ihre Auslegung existieren Modellierungsansätze, die hier kurz vorgestellt werden. Die Resonatoren sind in Abbildung 2.2 skizziert. Die relevanten Geometrieparameter sind ebenfalls eingezeichnet.

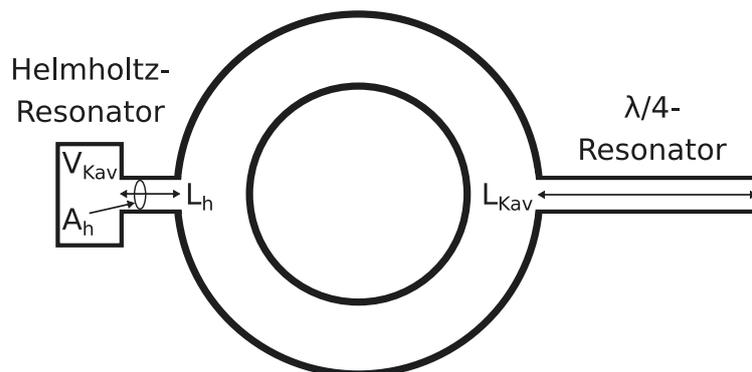


Abbildung 2.2: Skizze der Resonatortypen.

Helmholtz-Resonatoren

Helmholtz-Resonatoren bestehen aus einem beliebig geformten Volumen und einem Hals, der das Volumen (die Kavität) mit der Brennkammer verbindet. Sie werden typischerweise als Feder-Masse-Dämpfer System modelliert. Das Gas in der Kavität bildet dabei das Analogon zur Feder, die oszillierende Gassäule im Hals bildet die Masse. Strömungsablösungen an den Querschnittsprüngen entsprechen dem Dämpfer [73]. Eine ausführliche Herleitung, inklusive der Behandlung einer Variante mit Durchspülung findet sich in Keller und Zauner [43].

Die Resonanzfrequenz des Helmholtz-Dämpfers kann aus der Querschnittsfläche A_h und Länge L_h des Resonatorhalses sowie dem angrenzenden Volumen V_{Kav} berechnet werden:

$$\omega_{Res} = \bar{c}_{Kav} \sqrt{\frac{A_h}{V_{Kav} L_h}}. \quad (2.24)$$

Für die Halslänge L_h muss eine virtuelle Verlängerung angenommen werden. Diese Längenkorrektur hängt stark von der Strömung in der Brennkammer und im Resonatorhals ab, ist aber für eine korrekte Modellierung unerlässlich. Wassmer et al. [105] untersuchen die Längenkorrektur und geben bekannte Korrelationen aus der Literatur an. Beispielsweise wird eine Verlängerung des Halses um $0,61\sqrt{A_h/\pi}$ vorgeschlagen [78], um die Resonanzfrequenz korrekt zu erfassen. Weitere Untersuchungen zu Helmholtz-Dämpfern wurden unter anderem von Bothien und Wassmer [7] und Ćosić et al. [17] durchgeführt.

$\lambda/4$ -Resonatoren (Quarter Wave Tubes, QWT)

QWTs dämpfen das System, indem sie, wie Helmholtz-Resonatoren, akustische Energie durch Umwandlung in Wirbelenergie dissipieren.

Dabei sind $\lambda/4$ -Dämpfer meist rohrförmige Körper, deren offenes Ende mit einer Brennkammer verbunden ist. Die Länge ist so konzipiert, dass sich in ihrem Inneren eine stehende Welle etabliert, deren Frequenz an die Brennkammer angepasst ist. Außerdem ist an der Resonanzfrequenz die Welle am offenen Resonatorende so zur Brennkammer phasenverschoben, dass sich ein destruktiver Effekt ergibt [88].

Die Resonanzfrequenz von QWTs berechnet sich alleine aus deren Länge L_{Kav} und der mittleren Schallgeschwindigkeit des QWT \bar{c}_{Kav} :

$$\omega_{Res} = 2\pi \frac{\bar{c}_{Kav}}{4L_{Kav}}. \quad (2.25)$$

Es können auch Obertöne mit einem ungeraden ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz auftreten. Analog zum Helmholtz-Resonator muss auch bei QWTs eine Längenkorrektur berücksichtigt werden.

Ein Nachteil von $\lambda/4$ -Resonatoren ist, dass sie bei niedrigen Frequenzen länger als Helmholtz-Resonatoren sind. Es ist allerdings zu beachten, dass die Resonatoren häufig von Luft aus dem Plenum um- und durchspült werden und somit über eine niedrigere Schallgeschwindigkeit verfügen. Dies wiederum führt zu einer etwas verringerten Länge [70].

Es wurde bereits erwähnt, dass in Gasturbinen QWTs teilweise mit Lochblechen eingesetzt werden. In dieser Arbeit werden solche QWTs verwendet. Der Resonator, der von Scarpato et al. [83] und Scarpato [84] untersucht wird, weist Ähnlichkeiten zu diesem Design auf. Die Lochbleche sollen die Dissipation erhöhen [71]. Dieses Lochblech verschiebt aber die Frequenz der Resonatoren so stark, dass Gleichung 2.25 nicht mehr angewendet werden kann. Daher erfolgt deren Auslegung durch ein validiertes Netzwerkmodell [110].

2.3 Flammendynamik

Zur Modellierung von thermoakustischen Systemen muss die frequenzabhängige Antwort der Wärmefreisetzung einer Flamme auf akustische Störungen bekannt sein. Bei hohen akustischen Amplituden wird das nicht-lineare Verhalten der Flamme typischerweise durch die Flammenbeschreibungsfunktion abgebildet. Bei niedrigen Amplituden genügt die lineare Flammentransferfunktion (FTF) zur Charakterisierung der Flammendynamik. Eine große Anzahl an Arbeiten am Lehrstuhl für Thermodynamik befasst sich mit der Bestimmung von Flammentransferfunktionen, z.B. [1, 3, 27, 33, 93]. In den folgenden Abschnitten sollen die Grundlagen dazu kurz erörtert werden. Weitergehende Informationen können in den genannten Quellen gefunden werden. In Hauser [33] findet sich ein Literaturüberblick zur Wechselwirkung von Flammen und Umfangsschwingungen, wie sie hier auftreten.

2.3.1 Betrieb mit perfekter Vormischung

Bei perfekt vorgemischtem Betrieb wird die FTF häufig als Zusammenhang der relativen Wärmefreisetzungsschwankungen $\frac{\dot{Q}'(\omega)}{\bar{Q}}$ und der relativen Ge-

schwindigkeitsschwankungen $\frac{u'(\omega)}{\bar{u}}$ am Brenneraustritt definiert:

$$\frac{\dot{Q}'(\omega)}{\bar{Q}} = FTF(\omega) \left(\frac{u'(\omega)}{\bar{u}} \right). \quad (2.26)$$

Nimmt man an, dass der Verlauf der Schwankungen sinusförmig ist, können diese als harmonische Schwingungen dargestellt werden:

$$\dot{Q}'(\omega) = \hat{Q}(\omega) \cdot e^{i\omega t - \varphi_{\dot{Q}}(\omega)}, \quad (2.27)$$

$$u'(\omega) = \hat{u}(\omega) \cdot e^{i\omega t - \varphi_u(\omega)}. \quad (2.28)$$

Die Darstellung der FTF erfolgt durch den Verlauf der *Amplitude* \widehat{FTF} in Abhängigkeit von der Frequenz und durch den frequenzabhängigen *Phasenverlauf* $\angle \widehat{FTF}$:

$$FTF(\omega) = \widehat{FTF}(\omega) e^{i\angle \widehat{FTF}(\omega)} \quad (2.29)$$

mit

$$\widehat{FTF}(\omega) = \frac{\hat{Q}(\omega)}{\bar{Q}} \cdot \frac{\bar{u}}{\hat{u}(\omega)}, \quad (2.30)$$

$$\angle \widehat{FTF}(\omega) = \varphi_{\dot{Q}}(\omega) - \varphi_u(\omega). \quad (2.31)$$

Diese beiden Werte ergeben sich aus der soeben eingeführten Annahme der harmonischen Oszillation. Die Amplitude berechnet sich aus dem Verhältnis der Amplituden der Schwankungsgrößen, die Phase aus der Differenz der Phasen der Schwankungsgrößen.

Die Amplitude der FTF beschreibt, ob dem akustischen Feld durch die Flamme Energie zugeführt oder entnommen wird. Die Amplitudenantwort der FTF beschreibt das frequenzabhängige Verhältnis der normierten Wärmefreisetzungsschwankungen der Flamme auf die (normierten) Geschwindigkeitsstörungen [53]. In Frequenzbereichen mit einer Amplitude größer als eins reagiert die Wärmefreisetzung der Flamme überproportional auf Oszillationen des Brennstoff-Luft-Gemischs.

Der Verlauf der Phase ist in diesem System typischerweise von der Konvektion bestimmt. Schwankungen des Frischgasmassenstroms am Brenneraustritt führen mit einem Zeitverzug τ zu einer Schwankung der Wärmefreisetzung. Die Phase kann also im einfachsten Fall wie folgt angenähert werden [27, 33]:

$$\angle \widehat{FTF}(\omega) = -\omega\tau. \quad (2.32)$$

Sofern der Zeitverzug nicht frequenzabhängig ist, ergibt sich aus dieser Gleichung ein konstant abfallender Verlauf der Phase. Durch den Einfluss auf die Phase ist der Zeitverzug τ ein wichtiger, die thermoakustische Stabilität bestimmender Parameter.

2.3.2 Betrieb mit technischer Vormischung

Bei technischer Vormischung existiert ein zusätzlicher Rückkopplungspfad [46, 75]: Durch Druck- oder Geschwindigkeitsschwankungen im Bereich der Brennstoffinjektion wird die Luftzahl λ moduliert: Entweder durch Schwankungen der Geschwindigkeit des Luftstroms bei konstanter Brennstoffzufuhr oder zusätzlich durch Brennstoffmassenstromschwankungen, falls die Brennstoffzufuhr drucksensitiv ist. Diese Störungen werden mit der Strömung zur Flamme transportiert und führen dort zu einer zusätzlichen Schwankung der Wärmefreisetzung. Durch die längere Konvektionslänge von der Brennstoffinjektion bis zur Flamme ist die Verzugszeit dieses Rückkopplungsmechanismus höher als die Verzugszeit aus Gleichung 2.32. Bei technisch vorgemischter Verbrennungsführung treten beide Mechanismen auf, bei perfekt vorgemischtem Betrieb entfallen die Luftzahlschwankungen.

Bade [3] und Freitag [27] vergleichen die Flammeneigenschaften mehrerer perfekt und technisch vorgemischt betriebener Brenner. Die FTFs bei technischer Vormischung sind sehr ähnlich zu denen bei perfekter Vormischung. Abweichungen durch die langen Konvektionszeiten der Luftzahlstörungen treten nur bei niedrigen Frequenzen auf.

2.3.3 Brennerstufung

Sattelmayer erörtert in [47] bezüglich der technischen Vormischung von Brennern, dass es vorteilhaft ist, eine Verteilung der Verzugszeiten durch axial gestaffelte Brennstoffinjektion zu erreichen. Polifke [73] erwähnt diesen Effekt ebenfalls. Mehrbrenneranordnungen mit unterschiedlichen Brennercharakteristiken sollen stabiler gegenüber selbsterregten Instabilitäten sein, da die Flammenantworten der Brenner durch die unterschiedlichen Verzugszeiten inkohärenter wird. Ein ähnlicher Effekt wird in Kapitel 9 durch leicht unterschiedliche Brennstoffmassenströme erreicht und dazu genutzt, das System zu stabilisieren.

2.4 Strömungsgrößen

Zur Untersuchung des Heißgaseintrags in die verwendeten Resonatoren in Kapitel 8 werden verschiedene Kenngrößen der Brennkammer und Stoffwerte des Abgases und der Spülluft benötigt. Die notwendigen Gleichungen werden in diesem Abschnitt hergeleitet.

2.4.1 Brennkammer

Die Schallgeschwindigkeit c_{Bk} kann aus Messdaten berechnet werden, indem man die Frequenz der 1. Umfangsmode $f_{0,1}$ in Gleichung 2.18 einsetzt. Dabei entfällt der axiale Term ($l=0$). Es ergibt sich:

$$c_{Bk} = f_{0,1} \pi \bar{D}_{Bk}. \quad (2.33)$$

Aus der gasdynamischen Gleichung zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit (Gleichung 2.4) ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 2.33 die Temperatur der Brennkammer:

$$T_{Bk} = \frac{c_{Bk}^2}{\kappa R_{s,Bk}} = \frac{f_{0,1}^2 \pi^2 \bar{D}_{Bk}^2}{\kappa R_{s,Bk}}. \quad (2.34)$$

Diese Temperatur entspricht der mittleren Temperatur auf Höhe der dynamischen Drucksensoren, mittels denen die Frequenz der 1. Umfangsmode bestimmt wird. Im Folgenden wird angenommen, dass diese Temperatur auch weiter stromauf vorherrscht, sofern der Ausbrand der Flamme an dieser Stelle bereits vollständig erfolgt ist.

Setzt man die Temperatur in das ideale Gasgesetz ein, erhält man die Dichte der Abgase ρ_{Bk} in der Brennkammer:

$$\rho_{Bk} = \frac{\kappa p_{Bk}}{f_{0,1}^2 \pi^2 \overline{D}_{Bk}^2}. \quad (2.35)$$

Der statische Brennkammerdruck p_{Bk} kann einfach gemessen werden. Der temperatur- und gemischabhängige Isentropenexponent κ kann aus der Literatur abgeschätzt werden. In Kapitel 8 wird dieser Wert als Dichte des Heißgases verwendet, das in den Resonator einströmt.

Die spezifische Gaskonstante der Brennkammer $R_{s,Bk}$ wird zur Berechnung der Temperatur benötigt:

$$R_{s,Bk} = \frac{\mathfrak{R}}{\overline{M}_{Bk}}. \quad (2.36)$$

Die mittlere molare Masse \overline{M}_{Bk} ergibt sich aus der allgemeinen Gaskonstante \mathfrak{R} und den nach Stoffmengenanteilen gewichteten molaren Massen der Spezies. Auf die Herleitung der Abgaszusammensetzung wird hier verzichtet, sie kann beispielsweise bei Doering et al. [21] nachvollzogen werden.

Da der Brennstoff- und Luftmassenstrom gemessen wird, kann die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer $\overline{u}_{Bk,Ax}$ berechnet werden:

$$\overline{u}_{Bk,Ax} = \frac{\dot{m}_{Bk}}{\rho_{Bk} A_{Bk}}. \quad (2.37)$$

In Kapitel 8 wird die axiale Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer verwendet, um zu überprüfen, ob Heißgas oder eine Mischung aus Heißgas und rezirkulierter Spülluft in die Resonatoren eindringt.

2.4.2 Resonatoren

Um das Auftreten von Heißgaseintrag in Resonatoren zu untersuchen, werden hier einige Größen berechnet, die den Heißgaseintrag und den Spülluftstrom beschreiben. Diese Größen werden in Abschnitt 8.2 verwendet, um den Einfluss der Brennkammerdynamik und der Spülluft auf die Resonatortemperaturen zu untersuchen.

Keller und Zauner [43] und Ćosić et al. [16, 17] beschäftigen sich mit Helmholtz-Resonatoren und Heißgaseintrag. Aus diesen Arbeiten lässt sich ein Zusammenhang für die Geschwindigkeit des Heißgaseintrags in die Kavität des QWT durch den dynamischen Druck in der Brennkammer entnehmen. Unter der Annahme, dass die Wellenlängen viel größer als Abmessungen der Öffnungen im Lochblech sind, lautet die Gleichung der Massenerhaltung in der Kavität wie folgt:

$$\frac{d\rho_{Kav}}{dt} V_{Kav} = -u'_{Hg,h} \rho_h A_h. \quad (2.38)$$

Der Einfluss der Spülluft wird vorerst vernachlässigt, daher entfallen die Terme der Spülluftzu- und -abführung.

Nach einer Transformation in den Frequenzbereich ergibt sich zusammen mit Gleichung 2.4 folgender Ausdruck für die Fluktuation der akustischen Geschwindigkeit:

$$\hat{u}_{Hg,h} = \frac{-i\omega \hat{p}_{Kav} V_{Kav}}{\bar{c}_{Kav}^2 A_h \rho_h}. \quad (2.39)$$

Bisher wurde die Spülluft, die die QWTs durchströmt, vernachlässigt. In den folgenden Schritten wird die Strömungsgeschwindigkeit der Spülluft berechnet.

Die mittlere Dichte in der Resonatorkavität ergibt sich aus

$$\bar{\rho}_{Kav} = \frac{p_{Kav}}{T_{Kav} \cdot R_{s,Luft}}. \quad (2.40)$$

Der Druckverlust zwischen Resonator und Brennkammer ist gering, deshalb kann der Messwert des statischen Brennkammerdrucks anstelle des statischen Resonatordrucks verwendet werden.

Die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit in der Resonatorhöhle berechnet sich mit Gleichung 2.42 wie folgt:

$$\bar{u}_{Kav} = \frac{\dot{m}_{PA}}{\bar{\rho}_{Kav} \cdot A_{Kav}}. \quad (2.41)$$

Der Spülluftmassenstroms wird in dieser Arbeit mit dem Präfix, bzw. dem Index PA bezeichnet. Die Einstellung der Luftspülung im Resonator erfolgt in Normliter pro Minute (l_n/min). Die Umrechnung vom Massenstrom der Luft in den Normvolumenstrom ist folgende:

$$1 \text{ g/s (Luft)} \hat{=} 46,44 \text{ l}_n/\text{min}. \quad (2.42)$$

Möchte man die Strömungsgeschwindigkeit der Spülluft in den Öffnungen des Lochblechs oder beim Eintritt in die Brennkammer berechnen, muss entsprechend die Austrittsfläche und die Dichte am Austritt verwendet werden:

$$\bar{u}_{PA,h} = \bar{u}_{Kav} \cdot \frac{A_h}{A_{Kav}} \cdot \frac{\bar{\rho}_{Kav}}{\rho_h}. \quad (2.43)$$

Überlagert man die Geschwindigkeit des Heißgases mit der der Spülluft im Lochblech, erhält man den effektiven zeitlichen Verlauf des Heißgaseintritts.

$$u_h(t) = |\hat{u}_{Hg,h}| \sin(\omega t) - \bar{u}_{PA,h}. \quad (2.44)$$

3 Versuchsanlage und Resonatoren

Für die experimentellen Untersuchungen wird ein Ringbrennkammerversuchsstand verwendet, welcher für die Bedürfnisse der Untersuchungen erweitert wurde. Das verwendete Dämpferdesign basiert auf einem modifizierten *Quarter Wave Tube* (QWT). Teile dieses Kapitels wurden bereits in [4] veröffentlicht.

3.1 Ringbrennkammer

Die Ringbrennkammer ist in Abbildung 3.1 und Abbildung 3.2 dargestellt. Sie wurde bereits von Kunze [45], Fanaca [25] und in ihrer aktuellen Konfiguration in [4] vorgestellt.

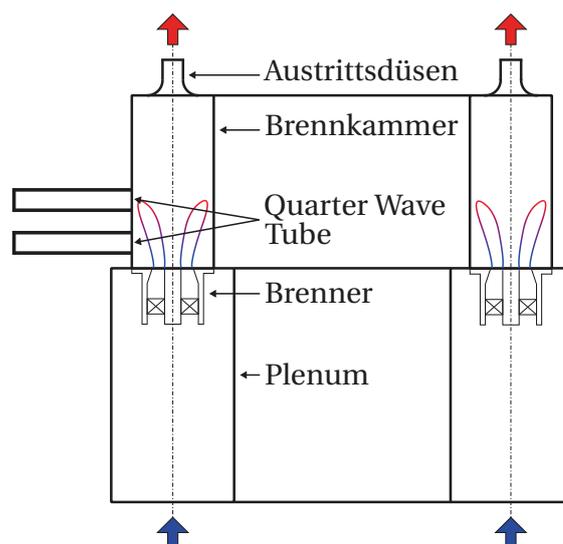


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Ringbrennkammerteststands (nach [4]).

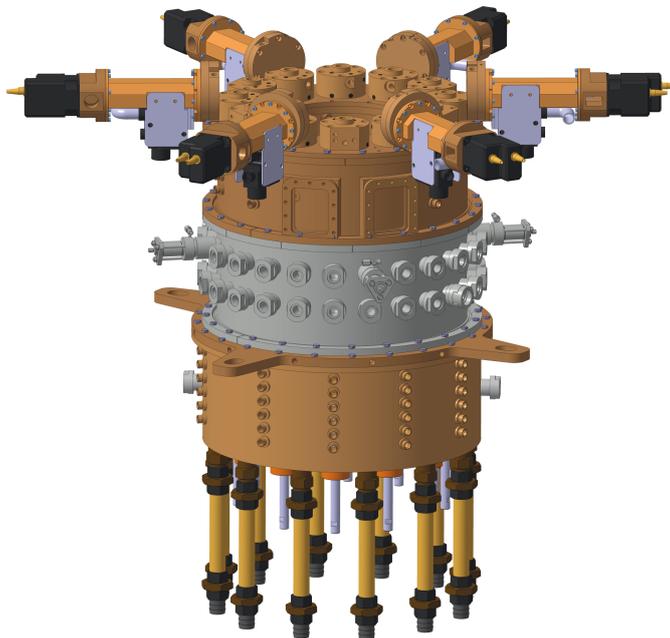


Abbildung 3.2: CAD-Rendering der Ringbrennkammer [4].

Der Hauptluftmassenstrom wird in einem elektrischen Luftherhitzer auf 573 K vorgeheizt. Nach einem Verteiler strömt die Luft über zwölf Zuleitungen in das Plenum ein. Im Plenum befinden sich zwölf Brenner mit axialen Drallerzeugern, siehe Abbildung 3.5, welche von Zahn et al. [106] akustisch charakterisiert wurden. Alle Brenner sind identisch und in Gleichdrall-Anordnung montiert. In dieser Arbeit wird ausschließlich Erdgas als Brennstoff verwendet, dessen Zusammensetzung vom Netzbetreiber bereitgestellt wird, siehe [95]. Bei perfekt vorgemischtem Betrieb (PPM) wird der Brennstoff in die Zuleitungen des Plenums eingedüst. Direkt stromab dieser Zuführung befinden sich Delta-Mischer. Um Versuche mit technischer Vormischung (TPM) durchführen zu können, ist in die Mittellanze der Brenner eine Gaszuleitung eingebaut, vergleiche Abbildung 3.3. In dieser Betriebsart wird der Brennstoff innerhalb des Brenners, stromauf des Drallerzeugers, aus acht radialen Bohrungen in den Luftstrom eingedüst. Die Winkelpositionen der Bohrungen sind so gewählt, dass sie jeweils in einen Durchgangsschlitz des Drallerzeugers eindüsen. Durch diese Positionierung bilden sich im Brenner keine Zonen, in denen sich der Brennstoff am Drallerzeuger staut und somit die Verzugszeit der Brennstoffinjektion verlängert. Eine definierte Verzugszeit ist für die korrek-

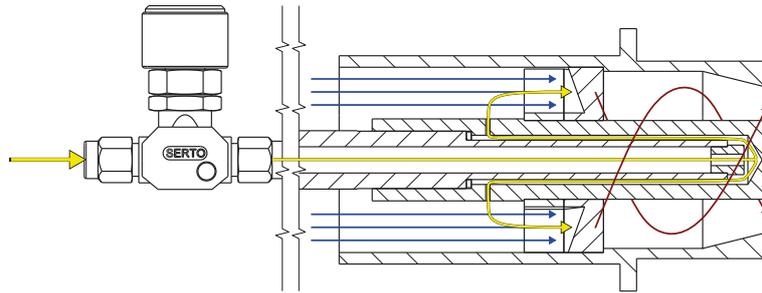


Abbildung 3.3: Drallbrenner im TPM-Betrieb.

te Modellierung der Flammencharakteristik bei technischer Gemischbildung notwendig.

Die Brennkammer besteht aus hochwarmfestem Stahl ($X15CrNiSi25-21$), wodurch es trotz einwandiger Konstruktion möglich ist, hohe Wandtemperaturen zu erreichen. Der Vorteil dieser maschinenähnlichen Temperaturen ist der geringere Wärmeverlust der Brennkammer. Die Kühlung der Brennkammer ist als Prallluftkühlung ausgeführt, welche sowohl den Innen- als auch den Außenring anströmt. Bevor die Kühlluft den Innenring erreicht, kühlt sie konvektiv den Brennerflansch. Die Luft wird direkt aus der Medienversorgung entnommen und die Abluft vermischt sich mit der Umgebungsluft.

Der Teststand bietet wohldefinierte Randbedingungen: Die Lufteinlässe im Plenum haben einen hohen Druckverlust, Plenum und Brennkammer sind frei von Kühlluft eintrag und Leckagen. Der Auslass besteht aus zwölf konvergenten Düsen, welche die erste Leitschaufelreihe einer Turbine imitieren. Um hohe Machzahlen in den Austrittsdüsen zu erreichen, wird die Brennkammer bei 1,1-1,5 bar Absolutdruck betrieben. Zahn et al. [109] liefern eine akustische Charakterisierung der Düsen.

Zur dynamischen Druckmessung werden Drucksensoren des Typs *106B* von *PCB Piezotronics* eingesetzt. Das Plenum ist mit zwei Sensoren ausgestattet, während die Brennkammerakustik von bis zu zehn axial und azimuthal verteilten Sensoren aufgenommen wird. Teilweise werden auch einige Dämpfer mit Sensoren instrumentiert, um die Akustik in der Resonatorhöhle aufzuzeichnen, siehe Abbildung 3.6. Weiterhin wird die Wandtemperatur des Test-

stands mittels Mantelthermoelementen überwacht. Der statische Druck des Plenums und der Brennkammer werden ebenfalls aufgezeichnet.

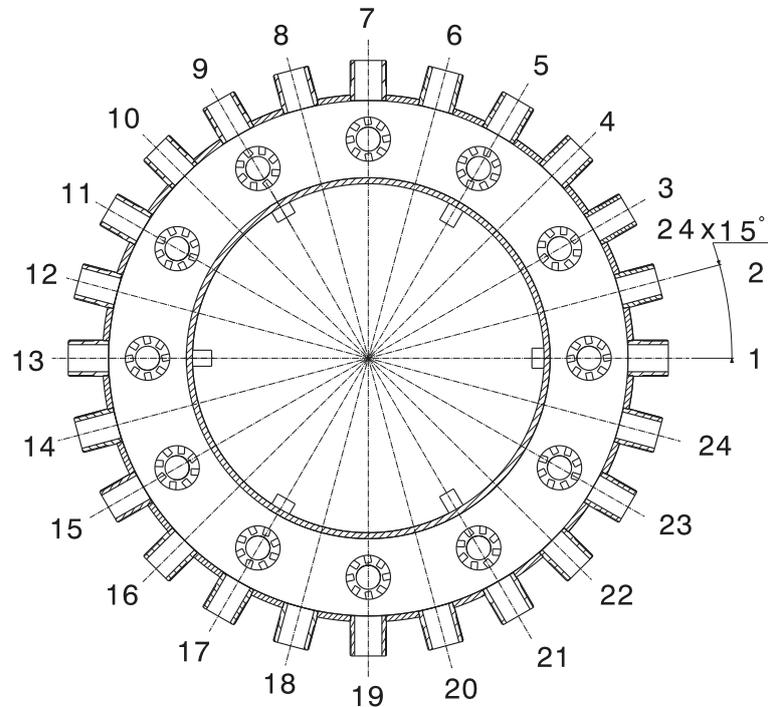


Abbildung 3.4: Umfangspositionen der Dämpferanschlüsse [4].

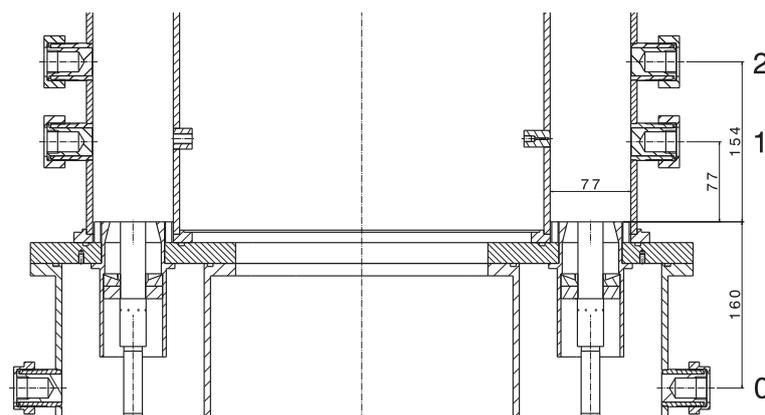


Abbildung 3.5: Axiale Positionen der Dämpferanschlüsse in der Brennkammer (oben) und im Plenum (unten) [4].

Zur akustischen Anregung des Teststands sind an sechs der zwölf Austrittsdüsen Sirenen angebracht. Durch vernetzte Steuergeräte lassen sich Frequenz

und Modenform des Anregungssignals einstellen. Die Brennkammer mit einer Nennleistung von 1250 kW besteht aus zwei axialen Segmenten. Das stromabliegende Segment bietet Platz für Messtechnik. Das stromauffliegende Segment besteht außen aus 48 Dämpferanschlüssen. An zwei axialen Positionen bestehen jeweils stromab aller Brenner sowie dazwischen Montagemöglichkeiten, vergleiche hierzu Abbildung 3.4 und 3.5. Hierdurch besteht die Möglichkeit, vielfältige Dämpferanordnungen zu realisieren. Ungenutzte Anschlüsse sind mit Verschlussstopfen versehen, die bündig mit der Innenwand abschließen. Tabelle A.1 in Anhang A.1 zeigt eine Übersicht über die wichtigsten Parameter der Ringbrennkammer.

3.2 Resonatoren

Die verwendeten Resonatoren basieren auf $\lambda/4$ -Rohren, wobei ein Lochblech am brennkammerseitigen Ende die Absorptionscharakteristik verbessert. Bei einer Verschlechterung der maximalen Dämpfungswirkung an der Resonanzfrequenz erhält man durch das Lochblech eine breitbandigere Dämpfung. Abbildung 3.6 zeigt den segmentierten Aufbau. Die Gesamtlänge wird über ein Rohrsegment eingestellt, der Innendurchmesser aller Segmente beträgt 25 mm. Zur Instrumentierung steht ein Segment bereit, an welches sich ein dynamischer Druckaufnehmer montieren lässt. Zur Temperaturmessung können durch die Endplatte Thermoelemente eingebracht werden. Üblicherweise wird die Temperatur der Kavität 10 mm vor der Brennkammer durch ein Mantelthermoelement überwacht. Die Resonatoren sind zur Minimierung der Wärmeverluste mit Glasgewebekband isoliert.

Um den Heißgaseintrag zu kontrollieren, wird der Resonator mit vorgewärmter Luft durchströmt. Die Spülluft wird durch einen eigenen Massenstromregler eingestellt und verteilt sich gleichmäßig auf alle angeschlossenen Resonatoren. Separate elektrische Luftherhitzer konditionieren die Spülluft kurz vor Eintritt in die Dämpfer. Dabei werden plenumsähnliche Temperaturen angestrebt, da die Luft in Gasturbinen direkt aus dem Plenum entnommen wird. Der Druckverlust über den Resonator beträgt, wie in realen Anwendungen, etwa 2,5 %. Über einen Verteilerring strömt die Luft durch vier Bohrungen in die

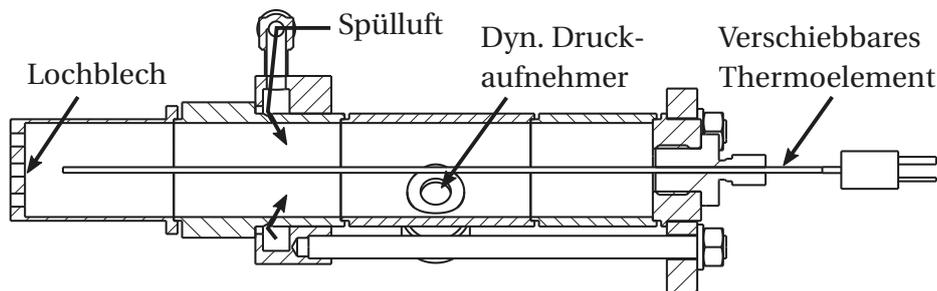


Abbildung 3.6: Schnittzeichnung des QWT.

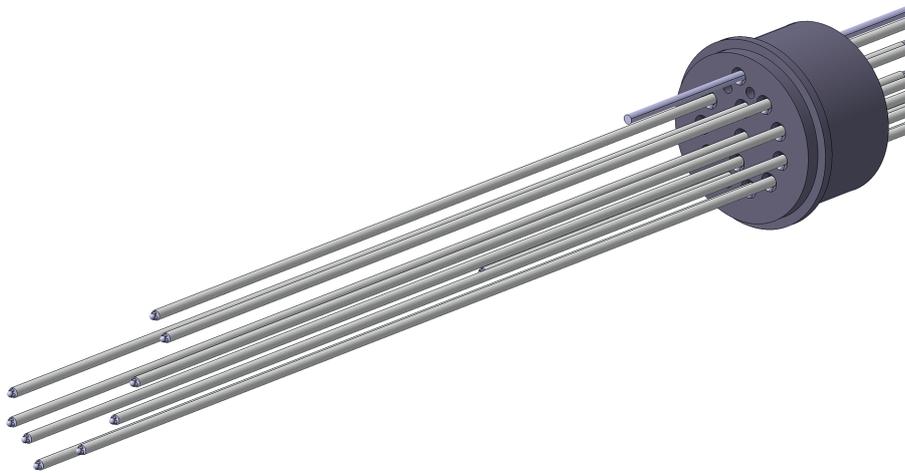
Kavität ein und verlässt den Resonator durch das Lochblech. Die Porosität der Lochbleche stellt einen wichtigen Designparameter dar. Um diesen Einfluss zu quantifizieren, stehen Lochbleche mit 6,53 %, 12,13 % und 17,64 % Porosität zur Verfügung. Die Gesamtlänge des Resonators muss dabei jeweils angepasst werden, um die Resonanzfrequenz konstant zu halten. Abbildung 3.6 zeigt einen QWT mit einem zusätzlichen Rohrsegment am rechten Ende zur Längenkorrektur. Die Auswirkungen dieser Längenkorrektursegmente wird in Abschnitt 6.1 untersucht. Die Lochblechgeometrien werden der Einfachheit halber mit PP 6,5, PP 12 und PP 18 bezeichnet, wobei PP für *Perforated Plate* steht. Durch die geforderten 2,5 % Druckverlust müssen den Lochblechgeometrien entsprechend verschiedene Spülluftmassenströme eingestellt werden. Das Basisdesign (PP 6,5) sieht $4,5 \text{ l}_n/\text{min}$ vor, bei 12,13 % werden typischerweise $10 \text{ l}_n/\text{min}$ eingesetzt und bei 17,64 % $15 \text{ l}_n/\text{min}$. Im Folgenden wird der Spülluftmassenstrom mit dem Präfix PA (*Purge Air*) bezeichnet. Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht der verwendeten Dämpferkonfigurationen. Werte, die für alle Ausführungen gelten, sind jeweils nur einmal eingetragen.

Die akustischen Eigenschaften eines Prototypen wurden vorab in einem atmosphärischen Impedanzrohr bei Umgebungstemperatur untersucht. Hierbei wurden Reflexionskoeffizienten für verschiedene Spülluftmassenströme und Lochblech-Porositäten von Zahn et al. [107, 108] ermittelt. Die Modellierung der Resonatoren erfolgte ebenfalls durch Zahn [110].

Um ein räumlich aufgelöstes Temperaturfeld zu erhalten, können Messungen mit unisolierten Feindraht-Thermoelementen simultan an 13 Stellen durchgeführt werden, siehe Abbildung 3.7. Der Drahtdurchmesser beträgt 0,38 mm, während laut [69] die Messperle etwa um den Faktor 2,5 größer

Tabelle 3.1: Parameter der QWTs.

		PP 6,5	PP 12	PP 18
Lochblech-Porosität	[%]	6,53	12,13	17,64
Dicke Lochblech	[mm]		3,81	
Länge Kavität	[mm]	140,97	153,67	166,37
Resonanzfrequenz (modelliert)	[Hz]		570	
Durchmesser Kavität	[mm]		25	
Spülluftmassenstrom (typ.)	[l _n /min]	4,5	10	15
Spüllufttemperatur	[K]		473-523	
Position Spüllufteinlass	[mm]		65,69	
Position dyn. Drucksensor	[mm]		108,19	

**Abbildung 3.7:** Feindraht-Thermoelemente.

ist ($\approx 0,95$ mm). Das Thermoelement wird durch einen Zweilochstab aus der Keramik *Pythagoras* geführt. Laut [31] beträgt die Wärmeleitfähigkeit dieses Materials nur etwa $2,0$ W/(m K). Zusammen mit den langen Anschlussleitungen innerhalb des keramischen Isolators werden die axialen Wärmeverluste der Messperle im Vergleich zu Mantelthermoelementen deutlich verkleinert. Hierdurch können die Kavitätstemperaturen auch bei hohen axialen Gradienten-

ten mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Da im vorderen Teil der Kavität starke 3D-Effekte erwartet werden, sind 0,5 mm und 5 mm vom Lochblech entfernt jeweils zwei Thermoelemente positioniert: vor einer Öffnung des Lochblechs und zwischen zwei Öffnungen. Die Positionen von 10-140 mm sind nur mit jeweils einem Thermoelement bestückt. Die exakten Positionen sind in Anhang A.2 dargestellt.

4 Messmethoden

Zur Quantifizierung des Einflusses verschiedener Parameter auf die Gesamtdämpfung der Brennkammer stehen mehrere Methoden zur Verfügung. Drei verschiedene Methoden werden in dieser Arbeit verwendet, die bereits in früheren Publikationen detailliert hergeleitet und beschrieben wurden [4, 92, 93, 102]. Tabelle 4.1 zeigt einen Überblick über die verwendeten Methoden und zeigt die wichtigsten Unterschiede. Die Einbindung der Drucksensoren bezieht sich auf die Auswertung von Umfangsmoden. Die Auswertung der 1. axialen Mode und der Helmholtz-Mode erfolgt in dieser Arbeit mittels des Lorentz-Fits und der Autokorrelationsanalyse jeweils durch die Mittelung der Einzelergebnisse der Sensoren.

Tabelle 4.1: Methodenübersicht.

Methode	Anregung	Eingangsgrößen	Auswertungsalgorithmus	Ausgangsgrößen	Einbindung der Drucksensoren
Abklingkurven-Fit	abschaltbare Sirenen	dynamische Drucksignale d. Sensoren	Bayes'sche Statistik mittels Gibbs-Sampler	u.a. Dämpfungsrate α inkl. Standardabweichung $\sigma(\alpha)$ pro Auswertungsfrequenz ω	Abbildung aller Drucksensoren in der Fit-Funktion, s. Gl. 4.1
Lorentz-Fit	turbulenter Verbrenungslärm	Modale Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$	Kurvenanpassung	u.a. eine Dämpfungsrate $\alpha(\eta)$ pro Mode η und pro Auswertungsfrequenz ω	s. Modenzerlegung im Abschnitt 2.1.4, separate Analyse von η_1 und η_2
Autokorrelationsanalyse	turbulenter Verbrenungslärm	Modale Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$	Bayes'sche Statistik mittels Gibbs-Sampler	u.a. $\alpha(\eta)$ inkl. $\sigma(\alpha)$ pro Mode η und pro Auswertungsfrequenz ω	s. Modenzerlegung im Abschnitt 2.1.4, separate Analyse von η_1 und η_2

Zur Überprüfung der Anwendbarkeit auf das hier betrachtete System werden Testfälle spezifiziert und ein Methodenvergleich durchgeführt. Dieser wurde, genau wie die Messmethoden, bereits in [4] veröffentlicht.

4.1 Abklingkurven-Fit

Wagner et al. [102] haben die Grundlagen für den Einsatz des Markov-Ketten-Monte-Carlo-Verfahrens (MCMC-Verfahren) an der Ringbrennkammer gelegt. Dieses Verfahren zur Bestimmung der Dämpfung basiert auf einem Bayes'schen-Netz-Ansatz. In der genannten Arbeit werden drei Methoden zur Bestimmung der Dämpfungsrate eines abklingenden Drucksignals im Zeitbereich verglichen: (1) das MCMC-Verfahren, (2) eine direkte exponentielle Anpassung an die Einhüllende des Signals und (3) die Auswertung der Bilanz der akustischen Energie. Zur Erzeugung eines abklingenden Signals muss die Brennkammer periodisch angeregt werden. Das MCMC-Verfahren stellte sich, vor allem in Hinsicht auf verrauschte Signale, als das Robusteste heraus.

Stadlmair et al. [92] zeigen die Anwendbarkeit der Methode an einem atmosphärischen Einzelbrenner-Teststand mit Anregung durch Sirenen. Sie werden baugleich an der Ringbrennkammer eingesetzt. Die Sirenen sind an den Austrittsdüsen montiert und modulieren deren Gegendruck.

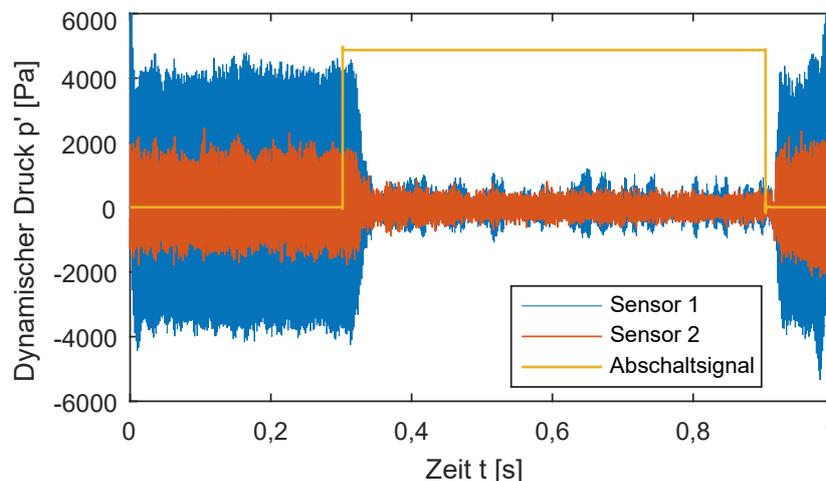


Abbildung 4.1: Signalverlauf während des periodischen Betriebs der Schnellabschaltventile [4].

Zur Bestimmung der Dämpfungsrate wird bei dieser Methode ein abklingendes Signal benötigt. Messungen können daher nur im stabilen Betriebsbereich durchgeführt werden. Das System wird bei seiner Eigenfrequenz angeregt. Nach genügend langer Zeit, in der das System seinen Gleichgewichtszustand

erreicht, wird die Anregung abrupt unterbrochen. Hierzu wird die Luftzufuhr der Sirenen durch Schnellabschaltventile abgestellt. Dies geschieht typischerweise innerhalb weniger Schwingungszyklen, sodass ein eindeutiger Startzeitpunkt des Abklingvorgangs festgelegt werden kann. Abbildung 4.1 zeigt die Zeitreihe einer Abklingmessung. Die Aufzeichnung des Abschaltsignals der Ventile vereinfacht die Auswertung der Abklingvorgänge. In der Auswertung wird der deutlich erkennbare Zeitverzug der Ventilansteuerung berücksichtigt. Durch die hohe Dämpfung dauert der Abklingvorgang in diesem Beispiel nur etwa 30 ms.

Die Bestimmung der Dämpfungsrate erfolgt beim Abklingkurven-Fit wie folgt: Die aus den Messungen entnommenen abklingenden Zeitreihensegmente werden durch das MCMC-Verfahren ausgewertet. Ein Spezialfall des Metropolis-Algorithmus, welcher wiederum eine Umsetzung des MCMC-Verfahrens darstellt, ist Gibbs-Sampling [93].

Es wird eine Reihe von bedingten Korrelationen aufgebaut, also Gleichung 4.1 mit den dynamischen Drucksignalen für jeweils jeden Sensor. Somit sind alle Ein- und Ausgangsgrößen (siehe Tabelle 4.1) über ein Gleichungssystem verknüpft, welches das Umfangsdruckfeld beschreibt.

Ein Gibbs-Sampler ermittelt nun eine gemeinsame Verteilung der Parameter, die den eben aufgestellten Modellgleichungen entspricht. Dazu werden wiederholt Stichproben eines Parameters gezogen, während alle anderen Variablen unverändert bleiben. Dieses Vorgehen wird für jeden Parameter der Gleichung durchgeführt. Daraus entstehen Schätzwerte für alle Ausgangsgrößen.

Aus den Ausgabewerten des Gibbs-Samplers können die Wahrscheinlichkeitsverteilungen aller Variablen bestimmt werden, sodass es möglich ist Histogramme der Dämpfungsrate α und der Eigenfrequenz ω zu bestimmen. Die zugrundeliegende Gleichung der Anpassung wird aus der Lösung der Wellengleichung für dünne Ringspalte abgeleitet (Gleichung 2.9) und lautet nach Wagner [103] wie folgt:

$$p'(h, j) = \sum_{n=1}^N e^{-\alpha_n \cdot t(h)} \cdot (r_{++n} + r_{+-n} + r_{-+n} + r_{--n}), \quad (4.1)$$

mit

$$r_{\pm\pm n} = R_{\pm\pm 1n} \cdot \sin \left(\pm \sqrt{\left(\frac{2 \cdot n}{D_{Bk}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_n}{c}\right)^2} \cdot x(j) \pm \frac{2 \cdot n}{D_{Bk}} \cdot y(j) - \omega_n \cdot t(h) \right) + \dots \quad (4.2)$$

$$R_{\pm\pm 2n} \cdot \cos \left(\pm \sqrt{\left(\frac{2 \cdot n}{D_{Bk}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_n}{c}\right)^2} \cdot x(j) \pm \frac{2 \cdot n}{D_{Bk}} \cdot y(j) - \omega_n \cdot t(h) \right).$$

Die abgetasteten zeitlichen Verläufe (Variable h) des dynamischen Drucks p' werden für alle aufgezeichneten Brennkammer-Sensoren (Variable j) durch vier Wellen mit Sinus- und Kosinusanteil dargestellt: jeweils eine stromauf- und stromablaufende Welle, die entweder in positiver oder negativer Umfangsrichtung rotiert. Der hier vorgestellte Ansatz basiert auf Abschnitt 2.1.2 mit einer Anpassung an die zeit- und ortsdiskrete experimentelle Erfassung des reelwertigen Signals. Prinzipiell können mehrere Moden ausgewertet werden ($n=1 \dots N$). Dem Gibbs-Sampler müssen zur korrekten Identifikation der Mode sinnvolle Einschränkungen der Frequenzbänder vorgegeben werden. Letzteres ist ebenfalls für die lineare Dämpfung α möglich, aber nicht zwingend nötig.

Weitere Informationen über die Markov-Ketten-Monte-Carlo-Methode können bei Schwing [89] und Stadlmair [93] gefunden werden. Beide Autoren waren an der Entwicklung des Abklingkurven-Fits am Lehrstuhl für Thermodynamik beteiligt.

4.2 Lorentz-Fit

In Gleichung 4.1 des Abklingkurven-Fits werden die Drucksignale aller Sensoren zur Bestimmung der Dämpfungsrate berücksichtigt. Dadurch steigert sich die Robustheit der Messungen [102]. Die Gleichungen, die den im Folgenden vorgestellten Methoden zugrunde liegen, bilden die Umfangsverteilung der Drucksensoren nicht ab. Stattdessen erhält man hier für jeden Sensor eine eigene Dämpfungsrate. Daher wird das Druckfeld nach der Methode aus Ab-

schnitt 2.1.4 durch die modalen Amplituden $\eta_1(t)$ & $\eta_2(t)$ beschrieben. Diese beiden modalen Amplituden bilden daher anstelle der dynamischen Drucksignale die Eingangssignale für den Lorentz-Fit und die Autokorrelationsanalyse, vergleiche Tabelle 4.1.

Im stabilen Betriebsbereich können Dämpfungsrate auch durch die Anpassung einer Lorentz-Kurve an das Leistungsdichtespektrum (LDS) bestimmt werden. Das Spektrum entsteht aus der breitbandigen Anregung durch Verbrennungslärm [64]. Beispielsweise beschreiben Schulze et al. [87] und Sattelmayer et al. [81] die Anwendung dieser Methode zur Dämpfungsratebestimmung eines Kaltgas-Raketenkammer-Teststands unter Strömungsanregung. Die Gleichung der Lorentz-Kurve lautet wie folgt:

$$L(\omega) = \frac{\beta\alpha}{\alpha^2 + (\omega - \omega_{Res})^2}. \quad (4.3)$$

Die Dämpfungsrate α kann so aus der Kurvenanpassung entnommen werden. 2α entsprechen dabei der Breite der Kurve bei der Hälfte ihres Maximums. Die sogenannte Halbwertsbreite ist also ein Maß für die Dämpfung. Breite Kurven sind Ausdruck einer hohen Systemdämpfung, während die Kurven schmaler werden, je mehr man sich der Stabilitätsgrenze nähert. Beispiele sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die gefundene Resonanzfrequenz des Systems wird mit ω_{Res} bezeichnet, β/α ist der Maximalwert der Anpassung bei ω_{Res} .

4.3 Autokorrelationsanalyse

Unter Anwendung des Wiener-Chintschin-Theorems [29] kann das LDS mit der Autokorrelationsfunktion $k_{\eta_n\eta_n}$ einer Mode η_n in Verbindung gebracht werden. Die Autokorrelationsfunktion des Drucksignals $k_{p'p'}$ kann laut Stadlmair [93] als Summe seiner modalen Anteile dargestellt werden. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$k_{p'p'}(\tau) = \sum_{n=1}^N e^{-\alpha_n\tau} \cos(\omega_n\tau). \quad (4.4)$$

Lieuwen [50] nutzt diesen Zusammenhang, um die Abklingrate des Systems durch einen Least-Square-Fit der Einhüllenden der Autokorrelationsfunktionen eines bandpassgefilterten Zeitsignals des dynamischen Drucks zu erhalten. Unsicherheiten in der Auswertungsqualität entstehen durch die Notwendigkeit, das Signal um die gewünschte Eigenfrequenz so zu filtern, dass zum einen keine Energie anderer Moden einbezogen wird, und zum anderen die zu untersuchende Mode nicht durch den Filter beeinflusst wird. Weiterhin zeigt sich, dass die Dämpfungsrate durch die Anzahl der für den Fit berücksichtigten Schwingungszyklen abhängig sein kann, da die Einhüllende der Autokorrelationsfunktion des Signals bei höheren Zeitdifferenzen τ nicht mehr exponentiell abfällt.

Eine Verbesserung der soeben beschriebenen Methode wird von Stadlmair et al. [91] vorgeschlagen und von Betz et al. [4] für die Ringbrennkammer angewandt. Die verbesserte Methode beruht ebenfalls auf Gleichung (4.4), wobei die Dämpfungsrate mit Bayes'scher Parameterschätzung durch einen Gibbs-Sampler bestimmt wird. Dadurch ist es nicht unbedingt nötig, das Signal zu filtern. Vielmehr wird eine sehr robuste Parameterbestimmung ohne zusätzliche Vorgaben möglich. Eine Untersuchung des Filtereinflusses auf die ermittelten Dämpfungsraten kann in Anhang B gefunden werden. Die Validierungsarbeit in [91] deutet darauf hin, dass die Autokorrelationsanalyse mit Bayes'scher Parameterschätzung im Vergleich zu älteren Methoden überlegen ist.

Wie bereits beschrieben, werden die Dämpfungsraten der Umfangsmoden in dieser Arbeit durch separate Analyse von η_1 und η_2 bestimmt, siehe Tabelle 4.1.

4.4 Testfälle

Um die drei in Frage kommenden Methoden bezüglich ihrer Anwendbarkeit auf Messdaten der Ringbrennkammer vergleichen zu können, werden im Folgenden Testfälle spezifiziert. Dazu werden drei Betriebspunkte verwendet: Punkt (1) liegt bei $P_{th}=565$ kW / $\lambda=1,80$ und Betriebspunkt (2) bei

$P_{th}=515 \text{ kW} / \lambda=1,80$. Zur Erläuterung der Ergebnisse werden noch Messdaten eines Betriebspunkts mit höherer thermischer Leistung ($P_{th}=617 \text{ kW} / \lambda=1,80$) herangezogen. Alle Betriebspunkte sind auch in Abbildung 5.1 eingezeichnet.

Der erste Testfall stellt die Brennkammer ohne Dämpfer dar. Er dient auch als Referenzmessung zur Feststellung des Resonatoreinflusses auf die Dämpfungsrage. Beim zweiten Testfall ist die Brennkammer mit vier Resonatoren konfiguriert. Sie sind gleichmäßig über den Umfang verteilt (90° Abstand) und werden an den stromabliegenden Anschlüssen der Brennkammer montiert, siehe Abbildung 3.5. Die Porosität der Lochbleche in dieser Untersuchung beträgt 18 %, der Spülluftmassenstrom wird auf $15 \text{ l}_n/\text{min}/\text{Dämpfer}$ festgesetzt.

Die Sirenenanregung erhöht den statischen Brennkammerdruck, da hierbei die Austrittsdüsen periodisch teilweise versperrt werden. Die Dämpfung hängt aber von der Brenneraustrittsgeschwindigkeit ab und diese wiederum vom statischen Druck [108]. Um die Methoden vergleichen zu können, werden Messungen mit erhöhtem statischen Brennkammerdruck durchgeführt. Dabei wird das System aber mit 50 Hz angeregt, sodass das Anregungssignal nicht im Bereich der Frequenz der 1. Umfangsmode (etwa 570 Hz) liegt. So können alle drei Methoden bei gleichen Bedingungen, also bei gleicher Brenneraustrittsgeschwindigkeit, miteinander verglichen werden.

Weiterhin werden Messungen bei reduzierter Leistung ohne Sirenenanregung durchgeführt. Das Ziel ist hier ebenfalls, die gleiche Brenneraustrittsgeschwindigkeit zu erreichen.

Die Machzahlen in den Austrittsdüsen lagen bei den Messungen mit höherem Systemdruck bei etwa 0,55. Bei den Testfällen 1.3 und 2.3 mit niedrigerem Druck lag die Austrittsmachzahl bei etwa 0,40.

Testfall 1 ohne Dämpfer:

- 1.1 Sirenenanregung bei 560 Hz, Einzelauswertung von 60 Abklingkurven ($P_{th}=565 \text{ kW} / \lambda=1,80$).

- 1.2 Anregung mit Verbrennungslärm und Sirenenanregung bei 50 Hz, um den gleichen statischen Brennkammerdruck wie bei Testfall 1.1 zu erhalten ($P_{th}=565 \text{ kW}/\lambda=1,80$).
- 1.3 Anregung mit Verbrennungslärm mit etwas niedrigerem statischen Brennkammerdruck und niedrigerer thermischer Leistung, um die gleiche Brenneraustrittsgeschwindigkeit wie in Testfall 1.1 & 1.2 zu erhalten ($P_{th}=515 \text{ kW}/\lambda=1,80$).

Testfall 2 mit Dämpfer:

- 2.1 Sirenenanregung bei 560 Hz, Einzelauswertung von 63 Abklingkurven ($P_{th}=565 \text{ kW}/\lambda=1,80$).
- 2.2 Anregung mit Verbrennungslärm und Sirenenanregung bei 50 Hz, um den gleichen statischen Brennkammerdruck wie bei Testfall 2.1 zu erhalten ($P_{th}=565 \text{ kW}/\lambda=1,80$).
- 2.3 Anregung mit Verbrennungslärm mit etwas niedrigerem statischen Brennkammerdruck und niedrigerer thermischer Leistung, um die gleiche Brenneraustrittsgeschwindigkeit wie in Testfall 2.1 & 2.2 zu erhalten ($P_{th}=515 \text{ kW}/\lambda=1,80$).

4.5 Vergleich der Methoden

Die Ergebnisse des Methodenvergleichs werden in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Zunächst sollen jedoch vorab die Beschränkungen und Defizite der drei Methoden untersucht werden.

In Abbildung 4.2a und 4.2b sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Dämpfungsraten der Testfälle 1.1 und 2.1 dargestellt, welche mit dem Abklingkurven-Fit bestimmt wurden. Die Histogramme weisen eine hohe Standardabweichung auf, die auf eine hohe Streuung der Abklingmessungen hindeuten. Die Standardabweichungen der einzelnen Messungen ist aber meist sehr klein. Die fehlende Reproduzierbarkeit kann auf den störenden Einfluss des Verbrennungslärms auf den Abklingvorgang hinweisen. Folglich

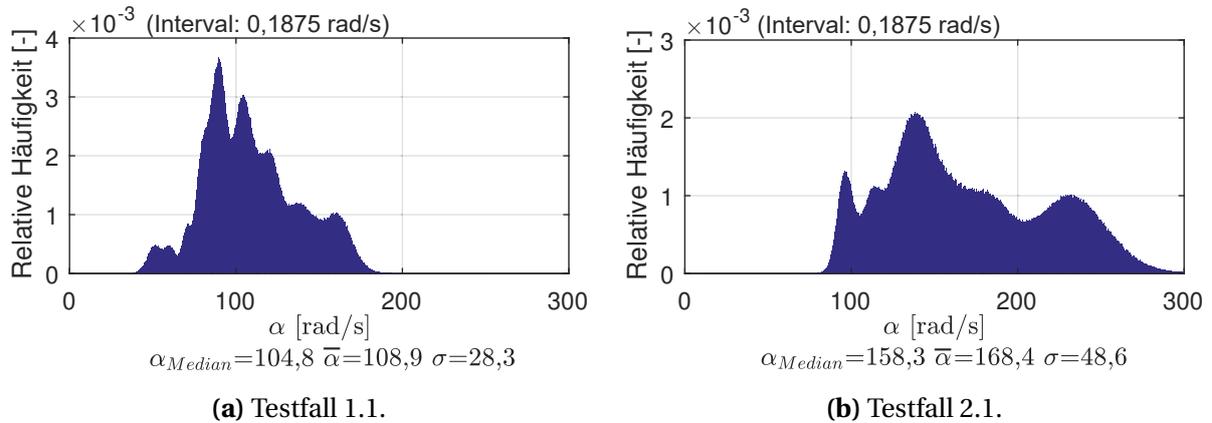


Abbildung 4.2: Histogramme der Dämpfungsrate, welche mit dem Abklingkurven-Fit bestimmt wurden [4].

müssen die Ergebnisse beim Einsatz dieser Methode kritisch betrachtet werden, da keine sehr hohe statistische Sicherheit erreicht wird.

Abbildung 4.3 zeigt die Lorentz-Fits der Messdaten der Testfälle 1.2 und 2.2. Es zeigt sich, dass der Fit für den Fall ohne Dämpfer sehr gut ist, d.h. die Dämpfungsrate kann mit hoher Sicherheit bestimmt werden. In den Testfällen 2.2 und 2.3 entstehen durch den Einsatz der Dämpfer jedoch erhebliche Abweichungen vom LDS. Dieser Trend kann mit steigender Systemdämpfung verstärkt beobachtet werden. Abbildung 4.4 zeigt zur Verdeutlichung eine Konfiguration mit 4 und 8 QWTs, wobei vor allem in Abbildung 4.4b das LDS durch die Dämpfer so beeinflusst wird, dass es nur noch sehr schwach einer Lorentzfunktion ähnelt. Im Vergleich dazu lassen sich Systeme ohne Dämpfer, wie in Abbildung 4.3a, sehr gut analysieren. In Systemen, die sehr stark durch Dämpfer beeinflusst werden, kann der Lorentz-Fit also nur schlecht oder mit hoher Unsicherheit angewandt werden.

Abbildung 4.5a und 4.5b zeigen Anpassungen der Gleichung 4.4 durch den Gibbs-Sampler an die Autokorrelationen der modalen Amplitude $\eta_1(t)$ der Testfälle 1.3 und 2.3. Der Fit bildet den Verlauf der Daten des Testfalls 1.3 sehr präzise ab. Bei der Anpassung an Testfall 2.3 kann man Abweichungen erkennen, die allerdings im Vergleich zum Lorentz-Fit aus Abbildung 4.3a deutlich kleiner ausfallen. Weiterhin liefert diese Methode direkt die Standardabweichung des Fit-Ergebnisses als Qualitätskriterium, vergleiche Tabelle 4.2. Die

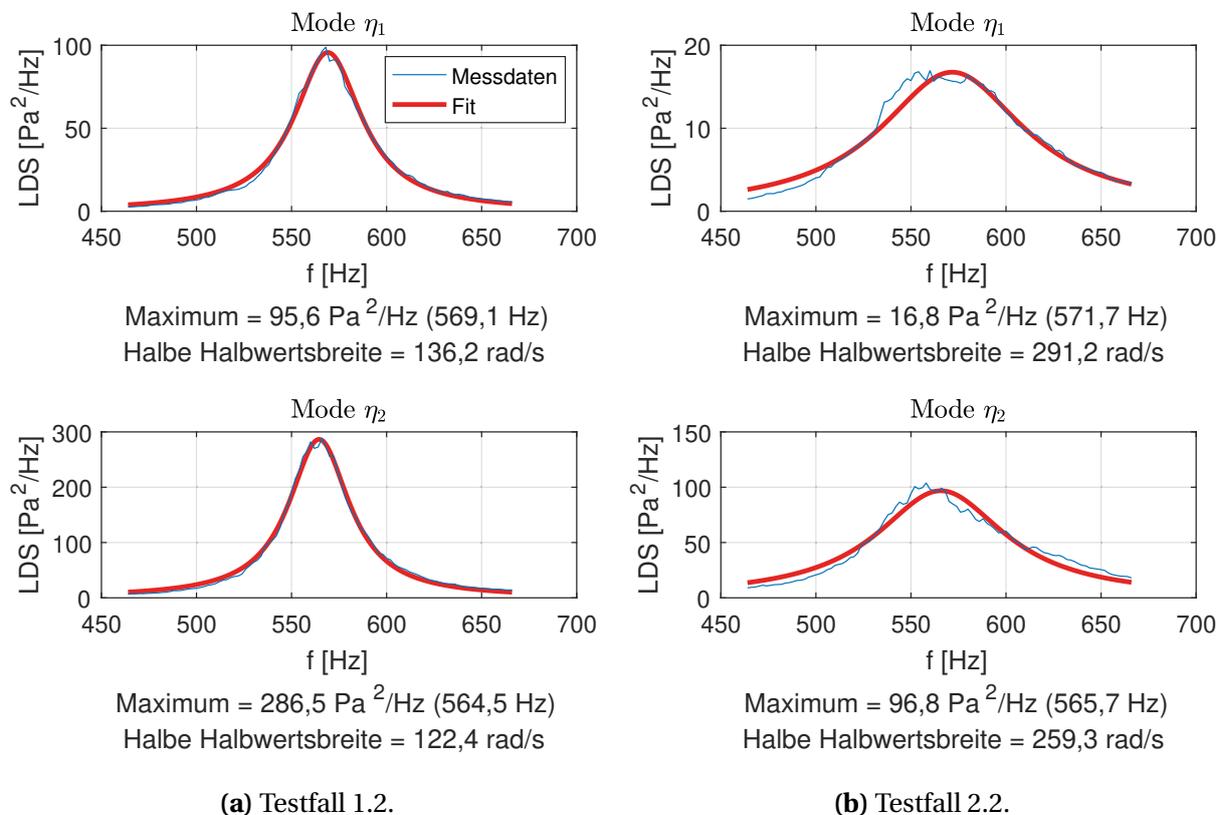


Abbildung 4.3: Lorentz-Fit des LDS der modalen Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$.
 $P_{th}=515$ KW / $\lambda=1,80$ / $PA=15$ l_n/min, Sirene bei 50 Hz.

Ergebnisse in den eben gezeigten Abbildungen wurden durch Analyse von gefilterten Signalen ermittelt. Die Gründe hierfür werden in Anhang B erörtert. Durch die Filterung erhöht sich die Qualität der Ergebnisse. Die Autokorrelationsanalyse ist die einzige der drei Methoden ohne erkennbare Defizite.

Zur Auswertung der Dämpfungsraten, welche in Tabelle 4.2 dargestellt sind, lassen sich folgende Beobachtungen machen: Die drei Methoden liefern im Testfall 1 etwa die gleichen Ergebnisse. Durch den fehlenden Dämpfereinfluss weist dieser Fall niedrige Dämpfungsraten auf. Der Abklingkurven-Fit liegt trotz seiner hohen Standardabweichung etwa auf dem Niveau der beiden anderen Methoden. Ob diese Beobachtung für alle Fälle ohne Dämpfer gültig ist, ist allerdings fraglich. Im Testfall 2 lässt sich bezüglich des Abklingkurven-Fits beobachten, dass erstens die Unsicherheit der Dämpfungsratenbestimmung zunimmt und zweitens der Mittelwert der Dämpfung im Vergleich zu

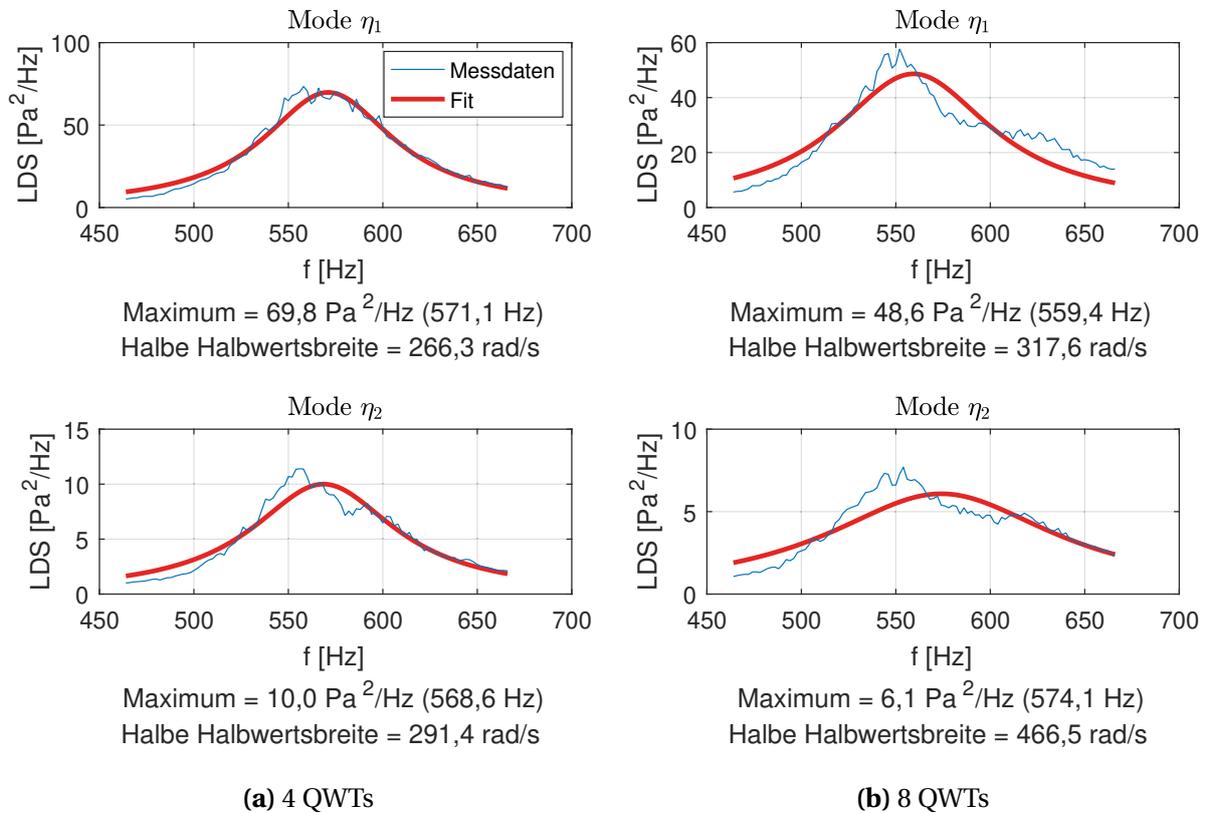


Abbildung 4.4: Auswirkung der QWTs auf den Lorentz-Fit des LDS von $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$. $P_{th}=565$ KW / $\lambda=1,80$ / $PA=15$ l_n/min.

den anderen Methoden deutlich niedriger liegt. Die Ergebnisse des Lorentz-Fits liegen vor allem im zweiten Testfall etwas höher als die der Autokorrelationsanalyse. Im Sinne einer konservativen Brennkammerauslegung kann der Lorentz-Fit also eine zu hohe Stabilitätsreserve suggerieren.

Während der Untersuchung der Abweichung des Abklingkurven-Fits von den anderen Methoden wurden zwei Mechanismen ermittelt, welche sich einerseits stark auf die Anwendbarkeit dieser Methode, andererseits auch auf den Betrieb der Brennkammer mit Dämpfern im Allgemeinen auswirkt:

Zur Bestimmung der Dämpfung über ein abklingendes Signal muss die Brennkammer durch Sirenen angeregt werden. Bei steigender Dämpfung nimmt allerdings das Signal-Rausch-Verhältnis ab, was wiederum zu höheren Unsicherheiten in der Bestimmung der Dämpfung führt. Positiv ist, dass

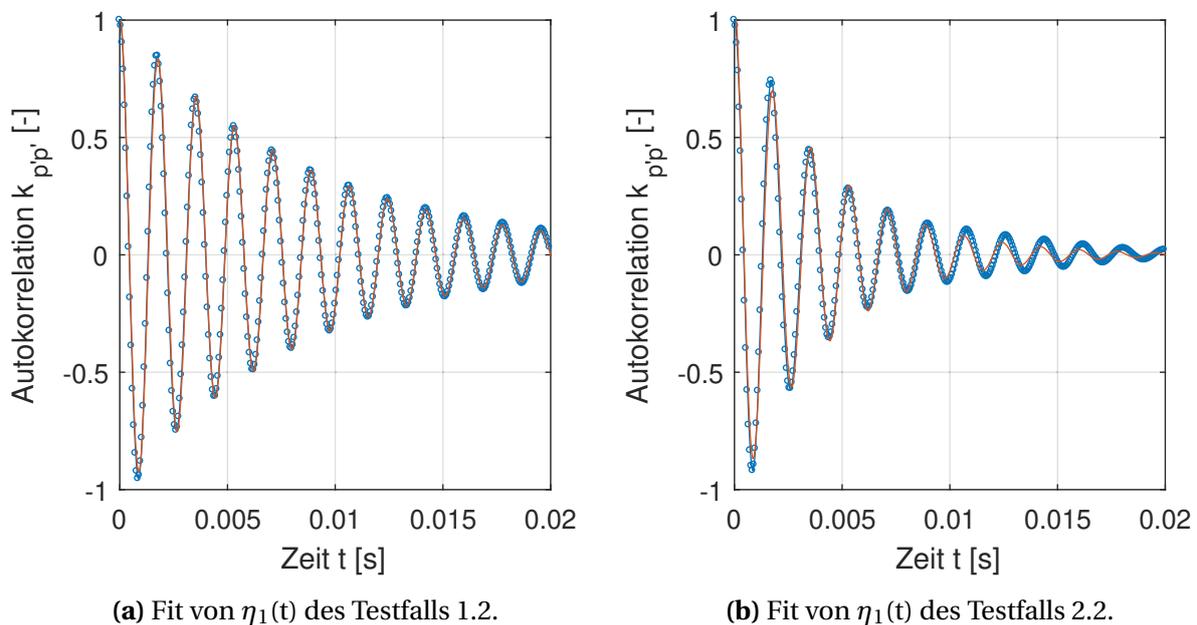


Abbildung 4.5: Autokorrelations-Fit der modalen Amplitude $\eta_1(t)$.

die Dämpfungsrate vor allem nahe der Stabilitätsgrenze von Interesse ist. Hier kann die Dämpfung mit höherer Sicherheit bestimmt werden.

Der zweite Mechanismus, der sich auf die Dämpfung des Systems auswirkt, wurde durch das Thermoelement in der Kavität entdeckt, vergleiche Abbildung 3.6: Die Temperaturverteilung innerhalb der Kavität hängt stark vom dynamischen Druck in der Brennkammer ab. Durch stärkere Pulsationen wird Heißgas aus der Brennkammer in den Resonator gespült. Die mittlere Temperatur des Resonators erhöht sich durch die Zone heißen Gases, welche im vorderen Teil der Kavität entsteht. Der Resonator verstimmt sich dadurch hin zu höheren Frequenzen. Da der Dämpfer bei normaler Temperaturverteilung auf die Eigenfrequenz der Brennkammer abgestimmt ist, verschlechtert sich die Dämpfungswirkung der Resonatoren durch die Sirenenanregung. Der gleiche Verstimmungseffekt tritt bei einer selbsterregten Instabilität auf, sobald die Pulsationen an den Resonatoröffnungen größer als die Strömungsgeschwindigkeit der Spülluft werden. Zahn et al. [108] untersuchen die Auswirkungen genauer, indem sie die Dämpfungsraten einer Brennkammer mit verschiedenen stark verstimmt Resonatoren berechnen.

Tabelle 4.2: Vergleich der Dämpfungsraten.

Testfall	Abklingkurven-Fit	Lorentz-Fit	Autokorrelations-Fit
1.1	108,9 rad/s σ : 28,3 rad/s		
1.2		η_1 : 136,2 rad/s η_2 : 122,4 rad/s	η_1 : 134,3 rad/s σ : 0,5 rad/s η_2 : 120,5 rad/s σ : 0,4 rad/s
1.3		η_1 : 134,3 rad/s η_2 : 124,9 rad/s	η_1 : 138,3 rad/s σ : 0,6 rad/s η_2 : 121,0 rad/s σ : 0,5 rad/s
2.1	168,4 rad/s σ : 48,6 rad/s		
2.2		η_1 : 291,2 rad/s η_2 : 259,3 rad/s	η_1 : 270,2 rad/s σ : 2,0 rad/s η_2 : 253,3 rad/s σ : 2,1 rad/s
2.3		η_1 : 307,7 rad/s η_2 : 267,2 rad/s	η_1 : 281,0 rad/s σ : 2,0 rad/s η_2 : 257,9 rad/s σ : 1,5 rad/s

Die starke Sirenenanregung, welche vom Abklingkurven-Fit benötigt wird, stellt also einen Eingriff in das System dar. So wird statt eines stabilen Systems mit entsprechenden Dämpfern ein stabiles System mit verstimmtten Dämpfern untersucht. Die Methode kann also bei Konfigurationen mit Dämpfern nicht verwendet werden.

5 Stabilität ohne Dämpfer

Zu den Voruntersuchungen gehört die Bestimmung der Stabilitätsgrenzen der neuen Brennkammerkonfiguration, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wurde. Für diese Arbeit kommen neue Brenner zum Einsatz, ebenso wird die Brennkammerlänge im Vergleich zu Kunze [45] und Fanaca [25] verändert. Deshalb wird zunächst ein Stabilitätskennfeld bestimmt, um geeignete Betriebspunkte für Untersuchungen mit Dämpfern zu ermitteln.

Der Einfluss der Dämpfer wird nur an einigen Betriebspunkten untersucht. Nimmt man an, dass die Dämpfungsratensteigerung der Resonatoren an jedem Punkt im Betriebskennfeld gleich hoch ist, kann man die gemessenen Werte auf Betriebspunkte übertragen, an denen die Dämpfung nur ohne Dämpfer bestimmt wurde. Die Untersuchungen in Kapitel 7 zeigen, dass die Annahme einer identischen Dämpfungsleistung im gesamten Stabilitätskennfeld nicht uneingeschränkt gilt. Die Dämpfungsraten des Systems ohne Dämpfer werden von Zahn [110] genutzt, um einen numerischen Modellierungsansatz zu validieren.

Eine Untersuchung der Auswirkung der Brennkammerwandkühlung und der Temperatur der Luftvorwärmung auf die Stabilität der Brennkammer kann in Anhang C gefunden werden. Die Charakteristik der 1. Umfangsmode bezüglich ihrer Rotation wird in Anhang D untersucht.

5.1 Stabilitätskarte

Abbildung 5.1 zeigt die Stabilitätskarte der Brennkammer ohne Dämpfer. Die grünen Quadrate markieren die Stabilitätsgrenze der 1. Umfangsmode. Bei höheren thermischen Leistungen und/oder fetterer Gemischzusammensetzung (grün markierter Bereich) stellt sich sehr schnell ein Grenzyklus ein.

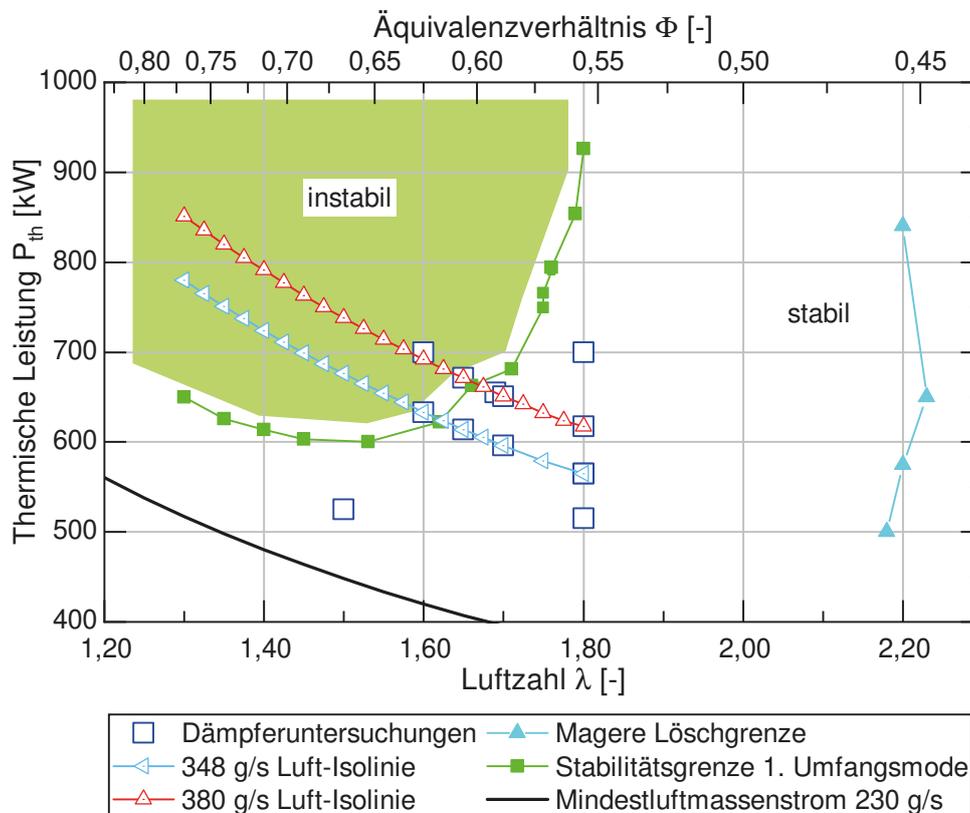


Abbildung 5.1: Stabilitätskarte der Ringbrennkammer im PPM-Betrieb ohne Dämpfer.

Der dynamische Druck dieser Schwingung kann bis zu 50 % des statischen Drucks betragen. Die türkisen Dreiecke zeigen die Lage der mageren Löschgrenze. Unterhalb von etwa 600 kW thermischer Leistung gibt es keinen Betriebspunkt mehr, an dem die 1. Umfangsmode instabil wird. Hier tritt bei $\lambda \approx 1,30$ stattdessen eine Mode mit höherer Frequenz auf. Numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass es sich um eine Mischform mit Longitudinalanteil handelt ($l=2, n=1$) [4]. Da diese Mode aber nicht näher untersucht wird, ist sie nicht in der Stabilitätskarte eingetragen. Weiterhin zeigt Abbildung 5.1 die Betriebspunkte, an denen die Dämpfung in den folgenden Kapiteln mit Dämpfern bestimmt wird. Diese sind mit blau umrandeten Quadraten markiert.

In diesem und den folgenden drei Kapiteln wird die Brennkammer mit perfekt vorgemischter Verbrennungsführung betrieben. Dies bedeutet ebenfalls, dass

alle Brenner mit der gleichen thermischen Leistung betrieben werden. Werden die Brenner technisch vorgemischt betrieben, stellt sich eine veränderte Stabilitätskarte ein, welche in Kapitel 9 besprochen wird.

5.2 Systemdämpfung ohne Dämpfer

Abbildung 5.2 zeigt, in Anlehnung an die Stabilitätskarte (Abbildung 5.1), das Betriebskennfeld mit eingezeichneter Stabilitätsgrenze. Im stabilen Bereich werden an verschiedenen Stellen die Dämpfungsraten des Systems ohne Dämpfer bestimmt. Dargestellt sind die Ergebnisse des Autokorrelations-Fits für η_1 und η_2 als Zahlenpaare. Die Ergebnisse des Lorentz-Fits finden sich in Tabelle E.1 in Anhang E.

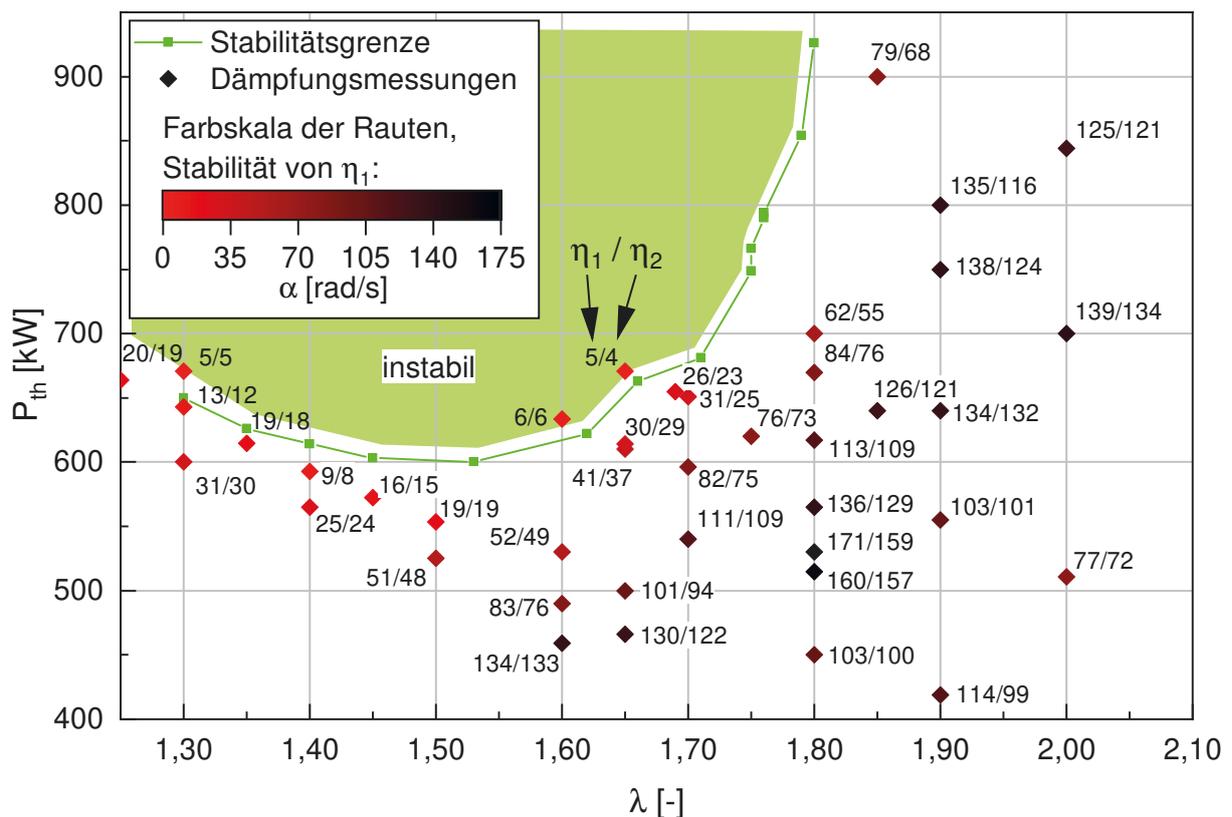


Abbildung 5.2: Betriebskennfeld mit Dämpfungsraten der Brennkammer ohne Dämpfer.

Im Bereich von $P_{th}=500 \text{ kW} / \lambda=1,60$ bis $P_{th}=900 \text{ kW} / \lambda=2,00$ ist die Ringbrennkammer mit den hier eingesetzten Drallbrennern auch ohne Dämpfer bereits sehr stabil. Die Dämpfungsraten liegen hier bei über 100 rad/s. Erst relativ nahe an der Stabilitätsgrenze fallen die Dämpfungsraten massiv ab. Der Übergangsbereich von sehr hoher Stabilität bis zum Auftreten eines Grenzzykluses ist sehr klein.

Anhand des Verlaufs der Dämpfungsraten bei $\lambda=1,30$ können beispielhaft die Grenzen der Auswertemethoden gezeigt werden. Da nur positive Dämpfungsrate bestimmt werden können, liefern diese Methoden immer eine Dämpfungsrate ≥ 0 rad/s. Dämpfungsrate unter 10 rad/s markieren den Übergang zur Instabilität, unterhalb davon sollte die Charakteristik des Signals genauer untersucht werden. In Abschnitt 7.4 wird dieses Phänomen näher gezeigt.

6 Dämpfercharakteristik

Die verwendeten Dämpfer, wie sie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben wurden, bieten die Möglichkeit, mehrere Parameter zu verändern. Um eine optimale Dämpfungswirkung beim Einsatz an der Ringbrennkammer zu erzielen, werden verschiedene Optimierungsstudien bei Gleichverteilung des Brennstoffs auf alle Brenner durchgeführt:

- Einfluss der Resonatorlänge (Abschnitt 6.1)
- Einfluss des Lochblechs (Abschnitt 6.2)
- Einfluss des Spülluftmassenstroms (Abschnitt 6.3)

Die Ergebnisse der Untersuchung zum Lochblecheinfluss basieren auf Messdaten, welche hierfür bereits in [4] verwendet wurden. Die Daten werden jedoch aufbauend auf den Erkenntnissen aus Anhang B neu ausgewertet.

Die Betriebspunkte in den Abschnitten 6.1 und 6.2 entsprechen denen der Testfälle 2.1 – 2.3. Ebenso wie in den Testfällen kommen vier QWTs mit 90° Zwischenwinkel zum Einsatz. In Abschnitt 6.3 werden noch andere Betriebspunkte und Dämpferkonfigurationen untersucht. Diese sind in den entsprechenden Diagrammen beschrieben.

Die von der vorgewärmten Spülluft abhängige Kavitätstemperatur kann nicht gesondert untersucht werden. Die geringen Spülluftmengen erlauben in Kombination mit den Temperatur- und Leistungsgrenzen des Heizelements nur eine sehr geringe Verschiebung des mittleren Temperaturniveaus. Die Messungen zum Verhalten bei hohen Spülluftmassenströmen in Abschnitt 6.3 sind also zum Teil auch von der Spüllufttemperatur abhängig.

Im Kapitel 8 wird der Einfluss der Brennkammer auf die Kavitätstemperatur tiefergehend untersucht.

6.1 Optimierung der Länge

Abbildung 6.1 zeigt Dämpfungsraten der Moden η_1 und η_2 bei zwei Betriebspunkten. Zuerst kamen die Dämpfer in ihrem Auslegungsdesign mit 6,5 % Lochblech-Porosität zum Einsatz. Die Auslegungslänge der Kavität liegt bei 124,5 mm. Hier kann keine Erhöhung der Dämpfungsraten beobachtet werden. Bei einer Erhöhung der Lochblech-Porosität auf 12 %, bzw. 18 % zeigt sich ebenfalls keine Steigerung der Dämpfung. Zur Analyse dieses Problems wurden Netzwerkmodelle der Resonatoren mit den verschiedenen Lochblechen und verschiedenen Resonatorlängen aufgebaut. Die Beschreibung des Netzwerkmodells eines QWT kann bei Zahn [110] gefunden werden. Die Modelle zeigen, dass zur Erhöhung der Dämpferleistung eine Korrektur der Resonatorlänge erforderlich ist. Tabelle 3.1 zeigt die Länge der Kavität für die verschiedenen Lochbleche, welche durch das Netzwerkmodell berechnet wurden, um die Resonanzfrequenz auf 570 Hz einzustellen.

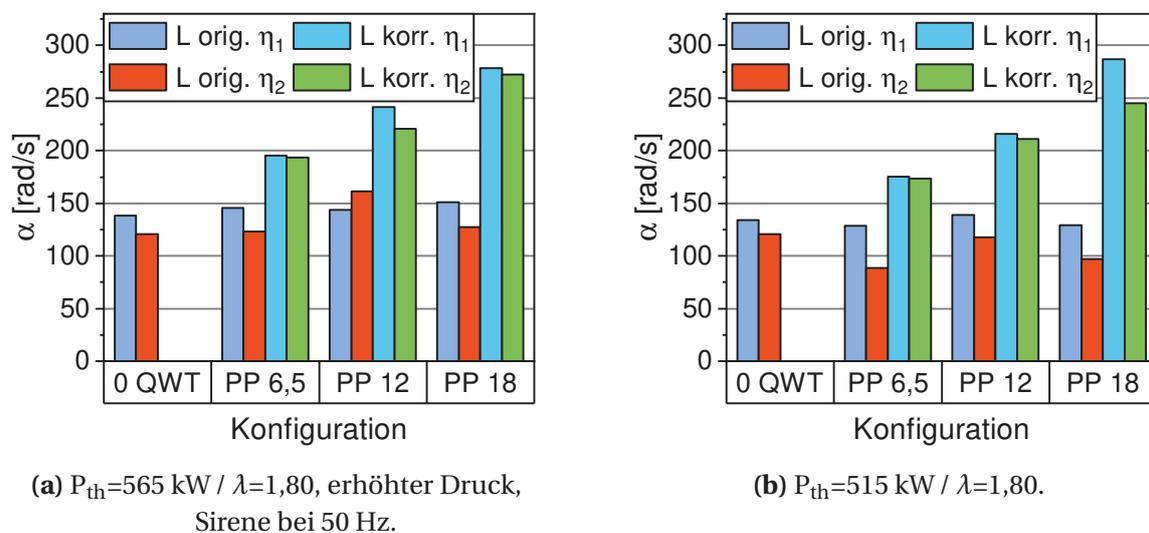


Abbildung 6.1: Einfluss der Längenkorrektur auf die Dämpfungsraten der Moden η_1 und η_2 bei Einsatz verschiedener Lochbleche (PP). Vergleich von 0 QWTs und 4 QWTs.

Der Einsatz der Längenkorrekturen bringt eine deutliche Steigerung der Dämpfungsrate bei beiden Betriebspunkten mit sich. Die Ursache für dieses Verhalten ist, dass zum einen die ursprüngliche Auslegungsfrequenz der

Dämpfer bei 613 Hz liegt und zum anderen eine Veränderung der Lochblechporosität eine deutliche Längenkorrektur erfordert.

Die Auslegungsfrequenz von 613 Hz tritt in der Ringbrennkammer bei Betriebspunkten mit einer Luftzahl von $\lambda=1,30$ auf. Da jedoch die überwiegende Anzahl der Versuche im Bereich von $\lambda=1,50$ bis $\lambda=1,80$ stattfindet, ist die Dämpfungswirkung bei der Eigenfrequenz dieser Betriebspunkte von etwa 570 Hz deutlich reduziert.

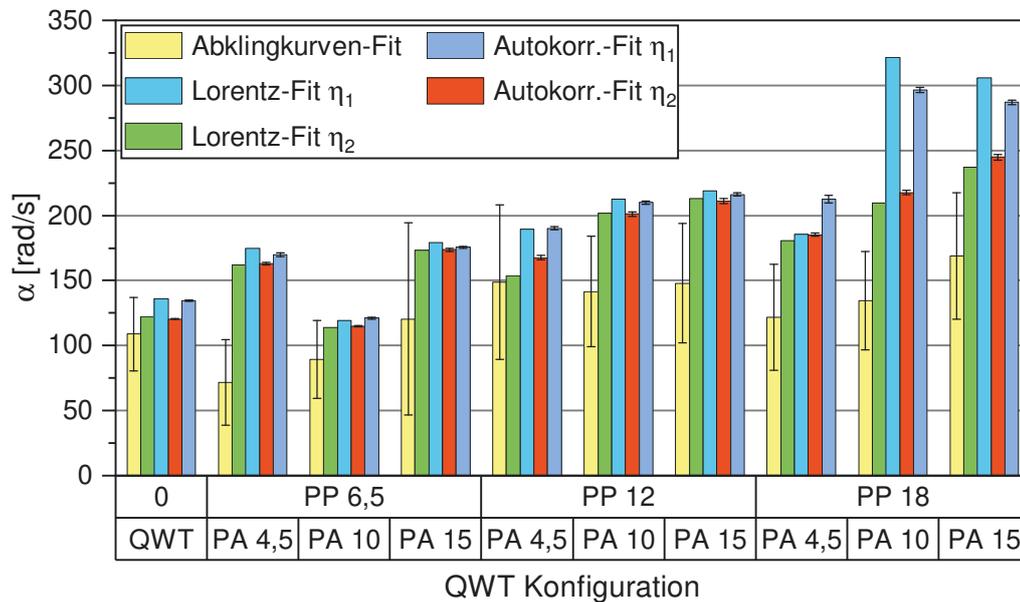
Es ist also zwingend notwendig, die Dämpfer mit einem spezifischen Längenkorrektursegment auf die Eigenfrequenz des Betriebspunkts und die Porosität des verwendeten Lochblechs einzustellen. Ein Dämpfer dieser Bauart ist ohne Anpassung nur für einen verhältnismäßig engen Betriebsbereich optimal wirksam.

6.2 Einfluss des Lochblechs auf die Dämpfungswirkung

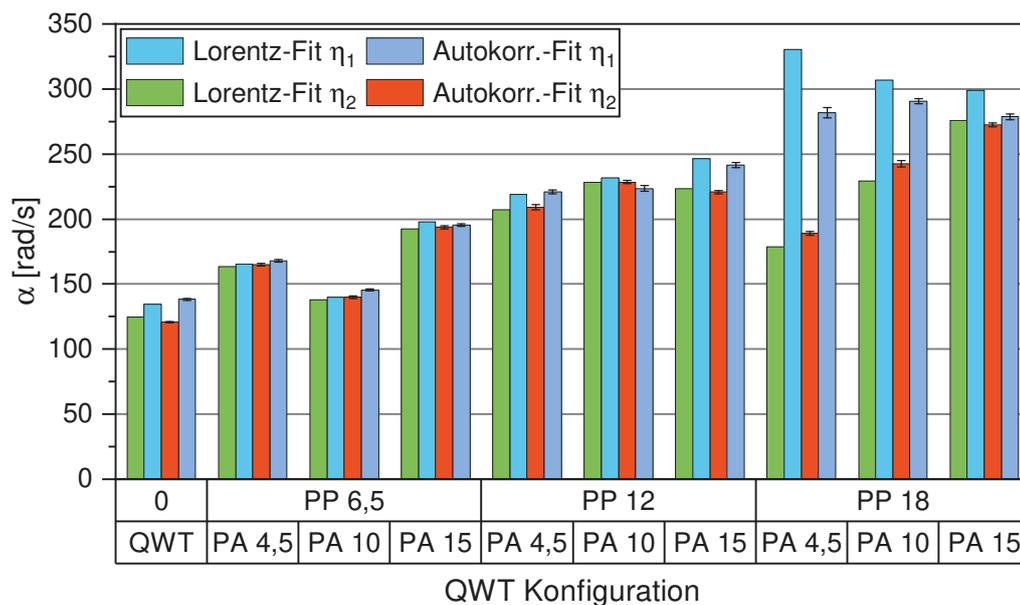
Der Einfluss verschiedener Lochbleche wurde bereits während der kalten Charakterisierung erkannt und von Zahn et al. [108] in einer numerischen Studie quantitativ nachgerechnet. In diesem Abschnitt wird der Einfluss verschiedener Lochbleche und Spülluftmassenströme mit vier gleichmäßig verteilten Dämpfern an der Ringbrennkammer untersucht.

Die Lochbleche werden jeweils mit drei Spülluftmassenströmen PA 4,5, PA 10 und PA 15 untersucht, sodass 9 Kombinationen entstehen. Zum Vergleich dient die Referenzmessung ohne Dämpfer. Die Untersuchung wird mit der Dämpferanordnung und den Betriebspunkten der Testfälle 2.1 bis 2.3 durchgeführt.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.2 dargestellt, wobei der Betriebspunkt in Abbildung 6.2a demjenigen aus den Testfällen 2.1 & 2.2 entspricht. Abbildung 6.2b zeigt Ergebnisse am Betriebspunkt des Testfalls 2.3, also bei niedriger Leistung und niedrigerem Brennkammerdruck (ohne Sirenenanregung).



(a) $P_{th}=565 \text{ kW} / \lambda=1,80$, erhöhter Druck, Sirene bei 50 Hz.



(b) $P_{th}=515 \text{ kW} / \lambda=1,80$.

Abbildung 6.2: Einfluss des Lochblechs (PP) und der Spülluft (PA) auf die Dämpfungsraten. Vergleich von 0 QWTs und 4 QWTs.

Bezüglich der Lochblech-Porosität zeigt sich ein ansteigender Trend. Während PP 6,5 einen Dämpfungsanstieg von etwa 50 rad/s bewirkt, zeigen Konfigurationen mit PP 12 einen Anstieg von 100 rad/s. Die größte Steigerung der

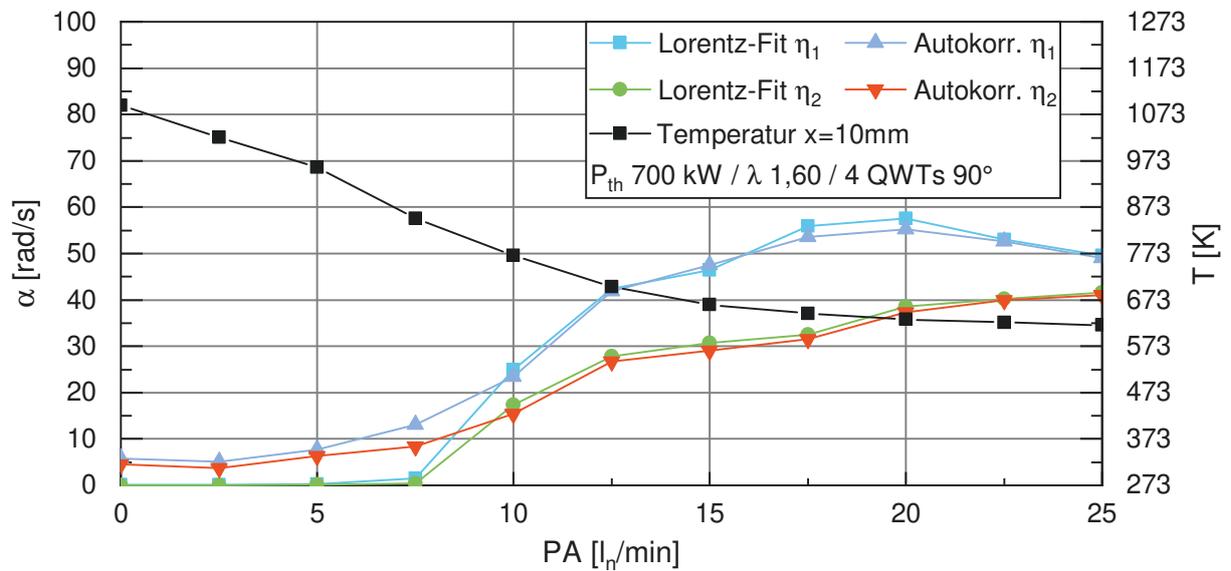
Stabilität wird mit PP 18 erreicht, da die Dämpfungsraten hier teilweise um 150 rad/s höher liegen als in der Referenzmessung. Dies entspricht in der Spitze mehr als einer Verdopplung der Stabilitätsreserve und zeigt, dass die Konfiguration mit vier Dämpfern und optimal gewähltem Spülluftmassenstrom (PA 15) und Lochblech (PP 18) sehr leistungsfähig ist.

Die Ergebnisse des Abklingkurven-Fits in Abbildung 6.2a liefern im Vergleich zu den beiden anderen Methoden bei Betriebspunkten mit Dämpfern deutlich geringere Dämpfungswerte. Die Abweichungen steigen mit zunehmender Lochblech-Porosität an. Als Grund für den geringen Zuwachs an Dämpfungsrate gegenüber der Referenzmessung wird die starke Verstimmung der Resonatoren durch Heißgaseintrag vermutet. Hierdurch wird in diesen Fällen die Dämpfungswirkung signifikant verschlechtert. Die Anregungsamplituden der Sirenen sind hier derart hoch, dass selbst der höchste Spülluftmassenstrom nicht ausreicht, um den Heißgaseintrag zu verhindern.

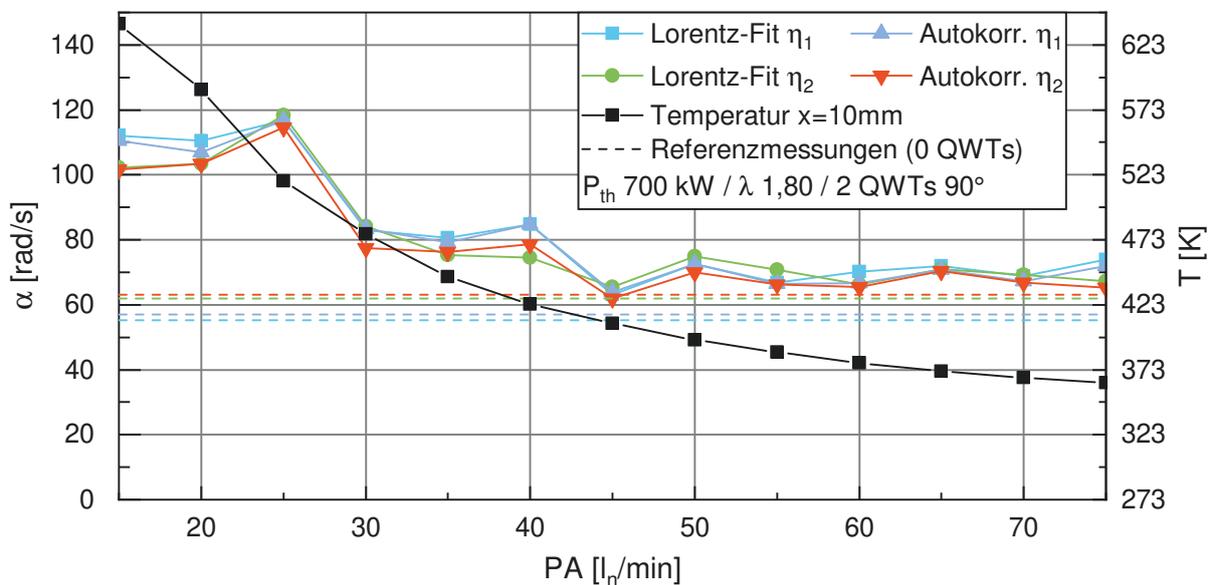
Insgesamt betrachtet liefern der Lorentz-Fit und der Autokorrelations-Fit vergleichbare Werte, wobei die Abweichungen bei sehr hohen Dämpfungsraten größer sind. Die Gründe hierfür wurden bereits in Abschnitt 4.5 besprochen.

Betrachtet man den Einfluss der Spülluft genauer, erkennt man, dass PA 4,5 im Gegensatz zu PA 10 eine niedrigere Dämpfung aufweist. Von PA 10 zu PA 15 ist ebenfalls ein Anstieg erkennbar, der allerdings deutlich geringer ausfällt. Im Impedanzteststand bei Umgebungsbedingungen zeigen QWTs hingegen keine Abhängigkeit der Dämpfungswirkung von der Spülluftmenge bei diesen geringen Massenströmen. Dies weist darauf hin, dass der Einfluss der Spülluft bei dieser Untersuchung mit Verbrennung durch die Unterdrückung von Heißgaseintrag entsteht. Anscheinend dringt bei PA 4,5 so viel Heißgas ein, dass der Resonator nicht optimal gestimmt ist. Sofern die Druckamplituden der Brennkammer gering sind, also im stabilen Betriebsbereich, genügen 10 - 15 l_n/min , um den Resonator optimal einzustellen. Bei höheren Brennkammeramplituden, also beispielsweise während einer selbsterregten Instabilität oder bei Sirenenanregung, werden höhere Spülluftmassenströme benötigt.

6.3 Einfluss der Spülluft auf die Dämpfungswirkung



(a) Untersuchung bei geringen Spülluftmassenströmen.



(b) Untersuchung bei hohen Spülluftmassenströmen.

Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Dämpfungsrate von Spülluftmassenstrom und -temperatur.

In der vorherigen Untersuchung wurden drei verhältnismäßig niedrige Spülluftmassenströme verwendet, die bei Sirenenanregung nicht genügen, um Heißgaseintrag zu verhindern. In diesem Abschnitt soll das Verhalten der Dämpfer bei stärkerer Spülung untersucht werden. Die in diesem Rahmen gezeigten Untersuchungen werden mit der PP 18-Konfiguration durchgeführt.

Abbildung 6.3a zeigt eine systematische Untersuchung der Dämpfung bei einer Absenkung der Spülluft. Man erkennt, dass vor allem der Lorentz-Fit unterhalb von PA 10 keine stabilen Werte ermittelt, das System also instabil wird. Oberhalb dieses Werts steigt die Dämpfung an und erreicht bei PA 15 – PA 25 ein Maximum. Ein analoges Verhalten ist bei höheren Spülluftmassenströmen in Abbildung 6.3b zu erkennen. Hier beginnt die Dämpfung ab PA 30 abzusinken und fällt dann kontinuierlich ab, bis sich die Werte knapp oberhalb der Referenzmessung (gestrichelte Linien) stabilisieren.

Auf der Sekundärachse ist jeweils der Verlauf der Temperatur in der Kavität 10 mm vom Lochblech entfernt angezeigt. Bei geringen Spülluftmengen unterhalb von PA 15 steigt die Temperatur an, da die Spülluft den Heißgaseintrag nicht unterdrücken kann. Bei hohen Spülluftmengen fällt die Temperatur ab, vergleiche Abbildung 6.3b. Die Heizleistung der Spülluftherhitzer ist begrenzt und erklärt so die sinkenden Temperaturen.

Die Dämpfungswirkung nimmt durch den Temperaturabfall stark ab. Bei sehr hoher Spülluft ist der Resonator zu stark verstimmt, um das System noch wirkungsvoll zu stabilisieren. Auf Basis der Erkenntnisse aus der kalten Charakterisierung ist ab PA 30 außerdem eine Verstimmung des Resonators alleine durch die Spülluft zu erwarten. In Summe führt diese Änderung der Dämpfungseigenschaften zu Dämpfungsraten, die ab PA 45 nur noch wenig oberhalb der Referenzmessung liegen.

6.4 Fazit

Im Zuge der Optimierung des Dämpfers wurde der Einfluss folgender Parameter untersucht:

- Die Dämpfungsraten zeigen eine klare Proportionalität zur Lochblech-Porosität.
- Ohne Längenkorrektursegment haben die Resonatoren keine Auswirkung auf die Dämpfungsraten des Systems. Wird die Kavitätslänge passend zum Lochblech gewählt, erhöhen die Resonatoren die Dämpfung stark.
- Die Mindestspülluftmengen wurden anhand von Dämpfungsmessungen identifiziert und ihr Einfluss auf die Dämpfung über die Resonatortemperatur erklärt. Ebenfalls wurde der Verlauf der Dämpfung bei sehr hohen Spülluftmengen untersucht.
- Unter optimalen Bedingungen bewirken vier Dämpfer eine starke Zunahme der Systemdämpfung. Auch mit zwei Dämpfern wird eine deutliche Erhöhung der Dämpfung erreicht.
- Durch erhöhte Druckamplituden der Brennkammer tritt Heißgaseintrag im Dämpfer auf und die Dämpfungswirkung wird deutlich verschlechtert.
- Erhöhte Spülluftraten bis etwa PA 25 erhöhen die Dämpfungswirkung durch die Verhinderung von Heißgaseintrag. Bei weiter erhöhter Spülluft sinkt die Temperatur des Resonators ab und die Dämpfungsleistung fällt stark ab.

Daraus werden folgende Schlüsse für die folgenden Arbeiten mit Dämpfern gezogen:

- Die Porosität der Lochbleche ist der wichtigste Parameter, der bei den QWTs verändert werden kann, um die Dämpfungsleistung zu steigern. 18 % Porosität liefert die höchsten Dämpfungszuwächse.

- Bereits eine geringe Abweichung der Länge vom Optimum führt dazu, dass der Dämpfer an der Zielfrequenz nicht mehr dämpft. Die Länge, bzw. die Eigenfrequenz muss sehr genau eingestellt werden.
- Der Spülluftmassenstrom PA 15 hat sich als am geeignetsten zur Verhinderung von Heißgaseintrag herausgestellt, wobei die kalte akustische Charakteristik der Resonatoren unverändert bleibt. Zu niedrige oder zu hohe Spülluftraten verhindern entweder Heißgaseintrag nicht oder verändern die Resonanzfrequenz des Dämpfers durch Abkühlung.
- Heißgaseintrag ist die Hauptursache für eine im Betrieb verringerte Dämpfungsleistung, was wiederum zu steigenden Brennkammeramplituden führt. Heißgaseintrag kann in Gasturbinen nicht überwacht werden, daher ist dieser bei der Auslegung zu beachten. Eine genauere Untersuchung dazu erfolgt in Kapitel 8.

7 Dämpferanordnungen

Ausgehend von der Optimierung, welche in Kapitel 6 beschrieben ist, steht in diesem Kapitel nicht mehr der Dämpfer an sich im Vordergrund, sondern die Anordnung mehrerer Dämpfer. Alle Resonatoren werden mit Lochblechen mit 17,64 % Porosität (PP 18) versehen, dazu wird jeder Dämpfer mit einem Spülluftmassenstrom von $15 \text{ l}_n/\text{min}$ (PA 15) durchströmt.

Einige Ergebnisse dieses Kapitels basieren auf Messdaten, welche bereits in [5] verwendet wurden. Die Daten werden jedoch aufgrund der Erkenntnisse aus Kapitel 4 neu ausgewertet.

Der Einsatz von Dämpfern an Brennkammern zur Verringerung von Pulsationsamplituden unter vorgegebene Grenzwerte bzw. zur Erweiterung des Betriebskennfeldes ist immer ein Kompromiss. Zum einen möchte man eben genannte Parameter deutlich verbessern, zum anderen erhöht jeder verwendete Dämpfer die Fertigungskosten, benötigt Bauraum und zwingt im Betrieb Spülluft direkt aus dem Plenum ab, welche dann dem Verbrennungsprozess nicht mehr zur Verfügung steht. Ziel muss es also sein, die Dämpfer entsprechend der vorhandenen Moden bestmöglich zu platzieren, um die notwendigen Stabilitätsreserven mit der geringstmöglichen Dämpferanzahl zu erreichen. Dazu sind, abhängig von der Modenform, verschiedene Dämpferanordnungen effizient.

Wie sich eine steigende Anzahl von Dämpfern auf die Stabilitätsreserven auswirkt, wird in Abschnitt 7.1 untersucht. Da in der Ringbrennkammer die 1. Umfangsmode dominant ist, werden die Dämpfer im ersten Schritt nach Literaturangaben von Stow und Dowling [94] und Zahn et al. [107] passend zur Modenform angeordnet. Um den Einfluss von davon abweichenden Anordnungen zu quantifizieren, werden in Abschnitt 7.2 mehrere Studien mit ver-

schiedenen Verteilungen durchgeführt. Das Hauptaugenmerk liegt hier auf Untersuchungen mit zwei, drei und vier Dämpfern.

Die Ringbrennkammer bietet die Möglichkeit, Dämpfer an zwei axialen Positionen zu platzieren. Welchen Einfluss die axiale Position auf die Dämpfungsraten hat, wird exemplarisch anhand einiger Dämpferkonfigurationen ermittelt. Diese werden sowohl an den stromauf- als auch an den stromabliegenden Anschlüssen vermessen.

Das Verhältnis von Dämpfungswerten und spektralen Druckamplituden wird ebenfalls untersucht. Letztere sind im Einsatz von Gasturbinenbrennkammern oft ein wichtiges Kriterium, da zu hohe dynamische Drücke direkte Auswirkungen auf die Betriebsfähigkeit einer Anlage haben. Zur Untersuchung der Amplituden ist es notwendig, Betriebspunkte sehr nahe der Stabilitätsgrenze anzufahren.

Um die Vergrößerung des Betriebskennfeldes durch den Einsatz von Dämpfern zu zeigen, wird in Abschnitt 7.5 das Verhalten der Brennkammer mit vier Dämpfern bei vormals instabilen Betriebspunkten untersucht.

7.1 Dämpferanzahl

Zur Untersuchung der Wirkung der Dämpfer wird in diesem Abschnitt die Anzahl der Dämpfer, ausgehend von der Referenzmessung ohne Dämpfer, erhöht. Abbildung 7.1 zeigt die untersuchten Konfigurationen. Die Skizzen zeigen einen Schnitt der Brennkammer mit Blick in Stromaufrichtung. Die zwölf Brenner sowie die Positionen der QWTs sind angedeutet. Die Dämpfer wer-

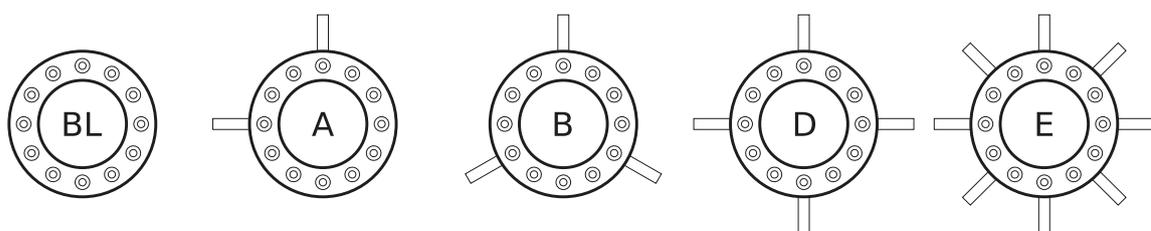


Abbildung 7.1: Untersuchte Konfigurationen.

den in dieser Untersuchung in der zweiten Anschlussreihe montiert (Ax2), vergleiche Abbildung 3.5. Aufbauend auf der Untersuchung von Zahn et al. [107] werden diejenigen Konfigurationen gewählt, bei denen beide Moden η_1 und η_2 gleichmäßig gedämpft werden. Die Anordnung der Dämpfer ist somit stets optimal bezüglich der Modenform der 1. Umfangsmode gewählt.

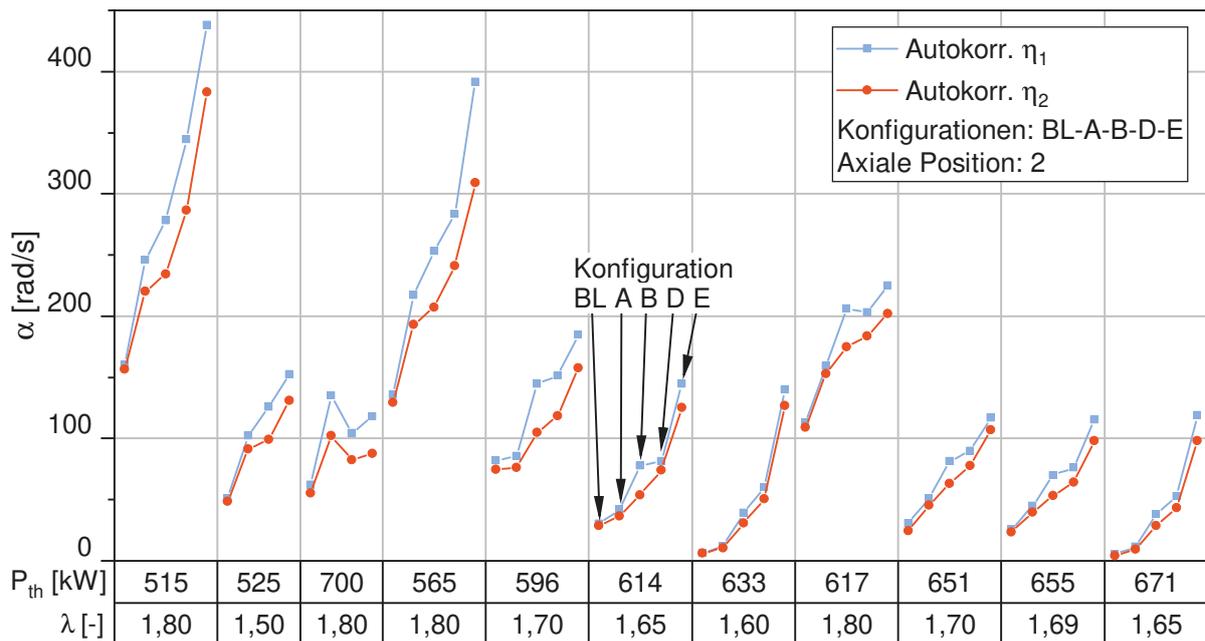


Abbildung 7.2: Variationen der Dämpferanzahl an den stromabliegenden Anschlüssen.

Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Der Einfluss der Dämpfer wird an elf Betriebspunkten untersucht (siehe Tabelle an der x-Achse). Konfiguration E mit 8 Dämpfern wurde bei $P_{th}=525$ kW und 700 kW nicht vermessen. Die Betriebspunkte von $P_{th}=565$ kW bis 633 kW werden nacheinander entlang der 348 g/s Isolinie des Luftmassenstroms aufgenommen. Die Punkte von $P_{th}=617$ kW bis 671 kW liegen auf der 380 g/s Isolinie. Die beiden Isolinien sind inklusive der hier untersuchten Betriebspunkte in Abbildung 5.1 eingezeichnet. Zur besseren Übersicht sind nur die Ergebnisse der Autokorrelationsanalyse dargestellt, der Lorentz-Fit liefert sehr ähnliche Werte.

Die Dämpfer führen zu einer deutlichen Erhöhung der Stabilität an allen Betriebspunkten. Die Betriebspunkte $P_{th}=633$ kW und 671 kW weisen im Gegensatz zur Referenzmessung keine selbsterregte Instabilität mehr auf. Dabei ist zu beachten, dass die Werte für die Referenzmessungen BL trotzdem noch positiv sind. Wie bereits in Abschnitt 5.2 erwähnt, bestimmen die Auswertungsmethoden immer positive Dämpfungsraten, obwohl die beiden genannten Betriebspunkte hier bereits instabil sind.

Die Steigerung der Dämpfung ist in erster Näherung proportional zur Dämpferanzahl. Es können allerdings auch Abweichungen von dieser Proportionalität beobachtet werden. So steigern die Konfigurationen B und D bei $P_{th}=700$ kW die Dämpfung nicht mehr als A. Konfiguration E weist bei hohen Dämpfungen einen zu geringen Dämpfungsratezuwachs auf. Der Zuwachs gegenüber der Referenzmessung sollte doppelt so hoch sein, wie der der Konfiguration D. Eine genauere Analyse der Auswertungen zeigt, dass, wie bereits in Abschnitt 4.5 beschrieben, sehr hohe Dämpfungsraten nicht mehr mit hoher Sicherheit bestimmt werden können. Dieser Effekt wird auch bei den nächsten Messungen zu beobachten sein.

Durch die hier gewählte Platzierung der Dämpfer werden die Moden η_1 und η_2 sehr gleichmäßig gedämpft. Vor allem bei niedrigen Werten nahe der Stabilitätsgrenze ist dieses Verhalten vorteilhaft.

7.2 Asymmetrische Anordnungen

Zur Untersuchung der Effizienz asymmetrischer Anordnungen werden in diesem Abschnitt Konfigurationen mit zwei, drei und vier Dämpfern untersucht. Dabei wird besonderes Augenmerk auf die ungleichmäßige Dämpfung der Moden gelegt.

7.2.1 Konfigurationen mit zwei Dämpfern

Zusätzlich zur optimalen Konfiguration A mit zwei rechtwinklig angeordneten Dämpfern wird die Konfiguration mit zwei gegenüberliegenden Dämp-

fern (A1) und mit zwei Dämpfern mit 120° Zwischenwinkel (A2) untersucht, siehe Abbildung 7.3.

Die Untersuchungen werden in beiden axialen Ebenen durchgeführt, die Ergebnisse für Ax1 (stromauf) sind in Abbildung 7.4 dargestellt.

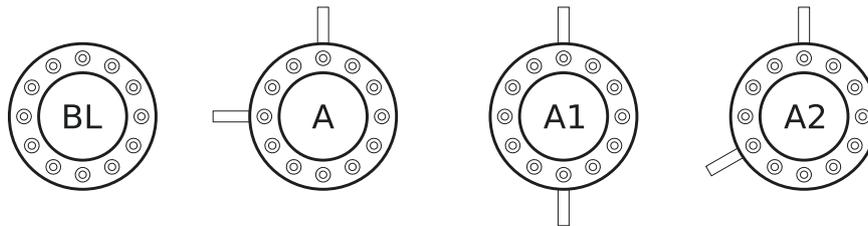


Abbildung 7.3: Untersuchte Konfigurationen mit zwei Dämpfern.

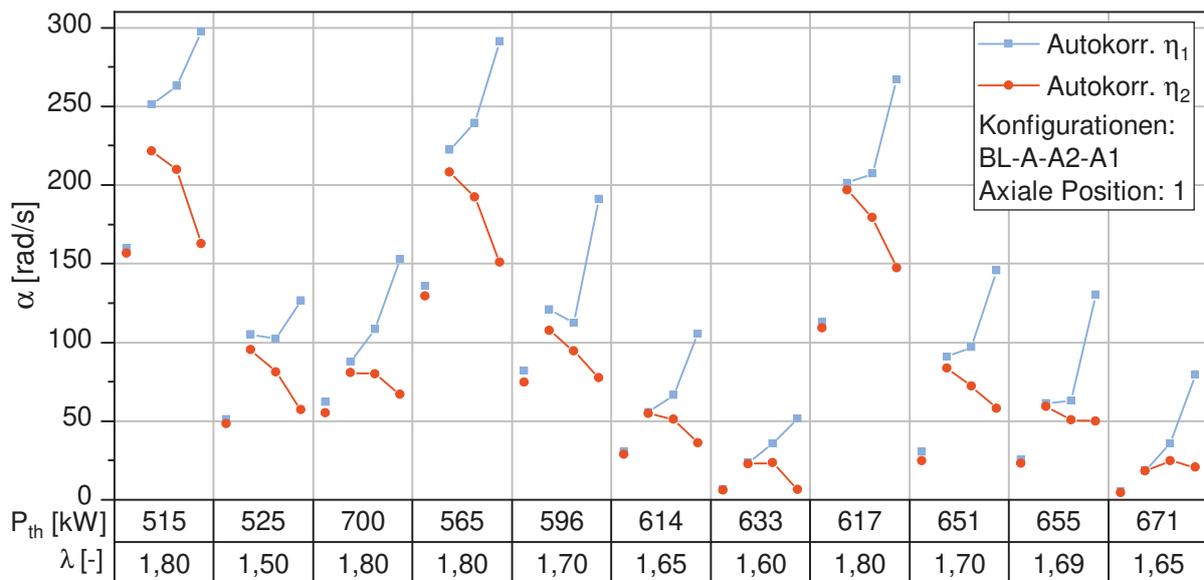


Abbildung 7.4: Konfigurationen mit zwei Dämpfern an stromaufliegenden Anschlüssen.

Es zeigt sich eine deutliche betriebspunktabhängige Dämpfungserhöhung gegenüber den Referenzmessungen. Da die Eigenfrequenz des Systems stark von der Temperatur der Verbrennungsprodukte abhängig ist und die Dämpfer auf die Resonanzfrequenz bei $\lambda=1,80$ eingestellt wurden, ist bei diesen Luftzahlen die Steigerung der Dämpfung maximal. Sie liegt hier im Bereich von $\Delta\alpha=100$ rad/s. An Betriebspunkten mit niedrigerer Luftzahl stabilisieren die

Dämpfer das System zwar ebenfalls durchweg, allerdings bleibt der Zuwachs geringer.

Die Konfiguration A dämpft beide Moden η_1 und η_2 sehr gleichmäßig. Konfiguration A1 hingegen dämpft nur eine Mode, während die zweite fast auf das Stabilitätsniveau der Referenzmessung zurückgeht. Konfiguration A2 kann als Zwischenweg angesehen werden, da die Dämpfungswerte der Mode näher zusammenliegen als bei A1.

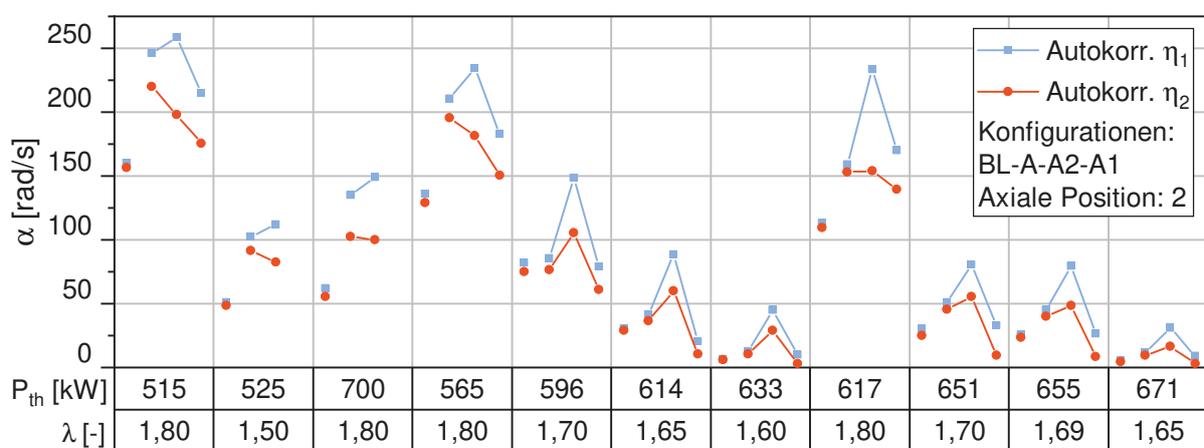


Abbildung 7.5: Konfigurationen mit zwei Dämpfern an stromabliegenden Anschlüssen.

Abbildung 7.5 zeigt die Ergebnisse der Dämpferuntersuchungen mit zwei QWTs in der Stromabposition (Ax2). Die Wirkung der Dämpfer ist schlechter als in der Ax1-Position, die Trends aus der vorherigen Untersuchung können hier nur in Ansätzen erkannt werden.

7.2.2 Konfigurationen mit drei Dämpfern

Analog zu den Untersuchungen mit zwei Dämpfern werden in der Studie mit drei Dämpfern symmetrische und asymmetrische Konfigurationen untersucht, vergleiche Abbildung 7.6. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.7 und 7.8 dargestellt. In der Ax1-Position werden die Konfigurationen B und B1 vermessen. Im Gegensatz zu B ruft die B1-Anordnung eine ungleichmäßige

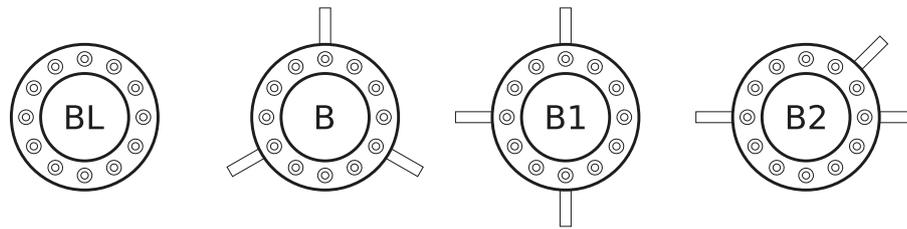


Abbildung 7.6: Untersuchte Konfigurationen mit drei Dämpfern.

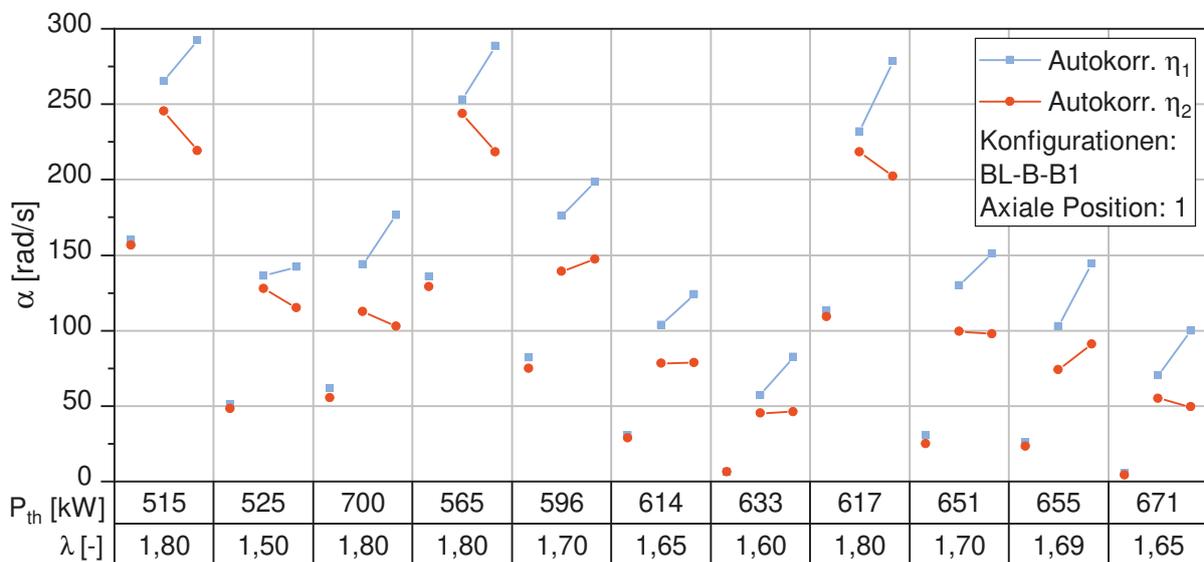


Abbildung 7.7: Konfigurationen mit drei Dämpfern an stromaufliegenden Anschlüssen.

Dämpfung hervor. Dabei fällt die schwächer gedämpfte Mode allerdings nicht auf das Niveau der Referenzmessung ab.

An der zweiten axialen Position wird zusätzlich noch die Konfiguration B2 vermessen. Diese verstärkt die Aufspaltung der Dämpfungsraten weiter, sodass der Dämpfungsgewinn von η_2 nur noch etwa 20 rad/s gegenüber der Referenzmessung beträgt. Wiederum kann beobachtet werden, dass die Dämpfungsleistung von der Luftzahl abhängt und bei $\lambda=1,80$ optimal ist, da die Resonatoren auf die Eigenfrequenz eingestellt wurden, die für diese Luftzahl typisch ist.

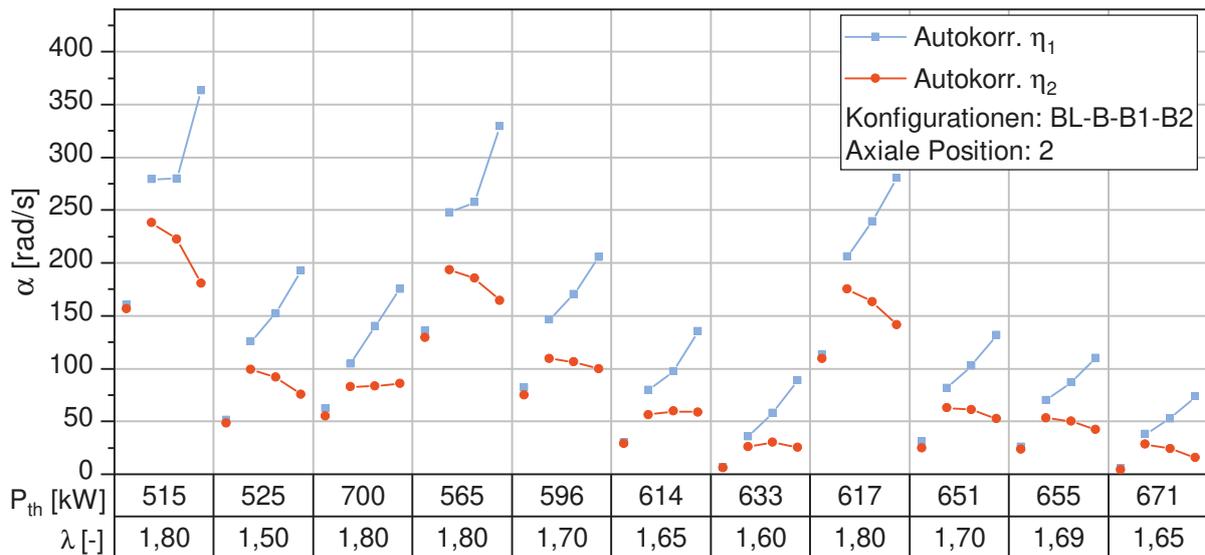


Abbildung 7.8: Konfigurationen mit drei Dämpfern an stromabliegenden Anschlüssen.

7.2.3 Konfigurationen mit vier Dämpfern

Die meisten Dämpferuntersuchungen an der Ringbrennkammer fanden mit vier Resonatoren statt, deren Anordnungen in Abbildung 7.9 zu sehen sind. Dabei ist zu beachten, dass bei Konfiguration D1 zwei Dämpfer übereinander montiert werden (Ax1 & Ax2). Zwei weitere Dämpfer werden jeweils 90° entfernt davon positioniert. Die Konfigurationen C und C4 sind die ersten asymmetrischen Konfigurationen, die untersucht wurden. Sie werden auch von Zahn [110] zur Validierung eines numerischen Modells verwendet.

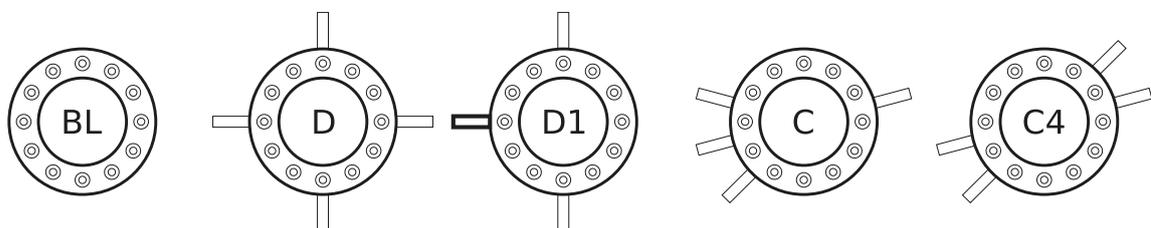


Abbildung 7.9: Untersuchte Konfigurationen mit vier Dämpfern.

Die Ergebnisse in Abbildung 7.10 zeigen, dass die Konfigurationen D und D1 bezüglich der Dämpfungsleistung vergleichbar sind. Die Dämpfungsrates wird

im Idealfall um über 140 rad/s erhöht. Diese Beobachtung gilt auch für den Mittelwert der Dämpfungsraten der Moden η_1 & η_2 der Konfigurationen C und C4. Bei diesen Anordnungen ist die Dämpfung derart ungleichmäßig, dass beispielsweise beim Betriebspunkt $P_{th}=671$ kW/ $\lambda=1,65$ keine Stabilitätsreserve mehr besteht.

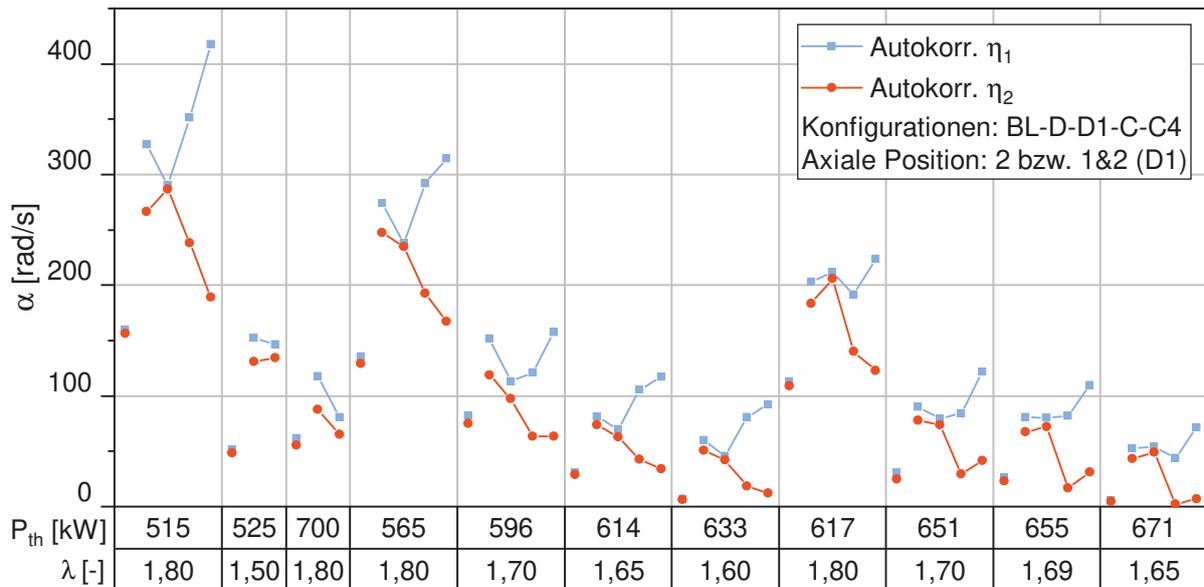


Abbildung 7.10: Konfigurationen mit vier Dämpfern an stromabliegenden Anschlüssen.

7.2.4 Untersuchung des Modensplits

Wie aus Gleichung 2.19 hervorgeht, kann die Dynamik der 1. Umfangsmode durch zwei orthogonale Moden abgebildet werden. Deren Eigenwerte fallen in vollständig symmetrischen Systemen zusammen (sie sind „degeneriert“). Inhomogenitäten, beispielsweise Dämpfer oder Brennerstufung, führen dazu, dass sich die Eigenwerte der Moden aufteilen. Daraus ergibt sich eine ungleichmäßige Dämpfung der Moden η_1 und η_2 . Ebenso ist die Eigenfrequenz dieser Moden ungleich und vom symmetrischen Fall abweichend. In der Literatur ist dieser Effekt als *Mode Split (Modensplit)*, bzw. *Pole Split* oder *Eigenvalue Split (Eigenwertsplit)* bekannt. Noiray et al. [66, 67] und Bothien et al. [8] beschreiben diesen in Ringbrennkammern.

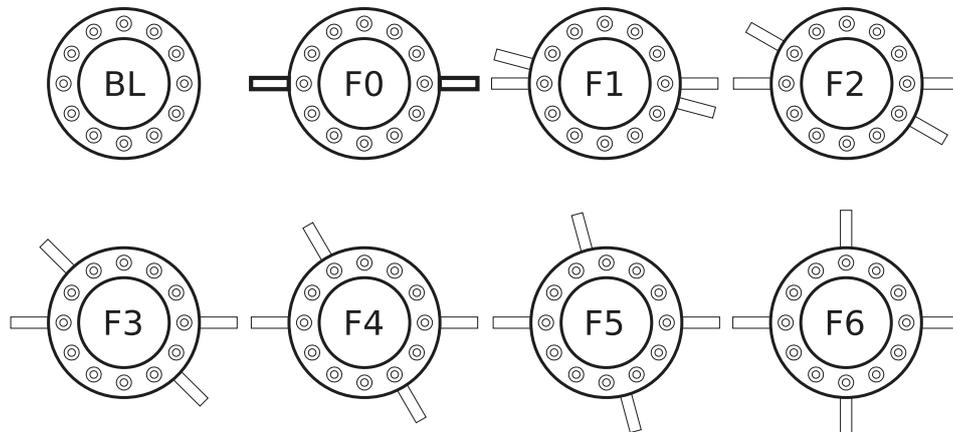


Abbildung 7.11: Konfigurationen zur Untersuchung des Modensplits.

Da in der Ringbrennkammer das azimutale Druckfeld in zwei orthogonale Moden zerlegt wird, ist dieser Effekt in den vorangegangenen Untersuchungen bereits aufgetreten. Nun soll dieses Phänomen isoliert untersucht werden. Die Konfigurationen sind in Abbildung 7.11 dargestellt. Es werden aus vier Dämpfern Konfigurationen aufgebaut, die den schrittweisen Übergang von einer stark asymmetrischen Konfiguration (F0) zur gleichmäßigen Verteilung der QWTs (F6 $\hat{=}$ D an Ax2) abbilden. Konfiguration F0 besteht aus jeweils zwei übereinander montierten Dämpfern, die 180° voneinander entfernt sind.

Die Ergebnisse zeigen eindeutig, wie stark sich die Positionierung der Resonatoren auf das Stabilitätsverhalten der Brennkammer auswirkt, dies ist in Abbildung 7.12 dargestellt. Die Dämpfungsraten der Moden η_1 & η_2 sind bei Konfiguration F0 sehr ungleichmäßig verteilt, bei F6 hingegen sehr gleichmäßig. Der Trend von F1 – F5 zeigt einen schrittweisen Übergang zwischen diesen Positionen. Die schwächer gedämpfte Mode η_2 ist bei Konfiguration F0 nur minimal stabiler als bei der Referenzmessung ohne Resonatoren. Die höher gedämpfte Mode η_1 wird dagegen derart stark abgeschwächt, dass an einigen Betriebspunkten Dämpfungsraten über 400 rad/s erreicht werden. Die Dämpfungsratenbestimmung ist bei solch hohen Werten mit den vorliegenden Methoden nur mit verringerter Genauigkeit möglich, siehe Abschnitt 4.5.

An den Betriebspunkten $P_{th}=633 \text{ kW}/\lambda=1,60$ und $P_{th}=671 \text{ kW}/\lambda=1,65$, deren Referenzmessung instabil ist, tritt ein interessanter Effekt auf. Die Mode η_2 zeigt anfänglich keine Steigerung der Dämpfungsrate (F0 – F2), da diese Mode

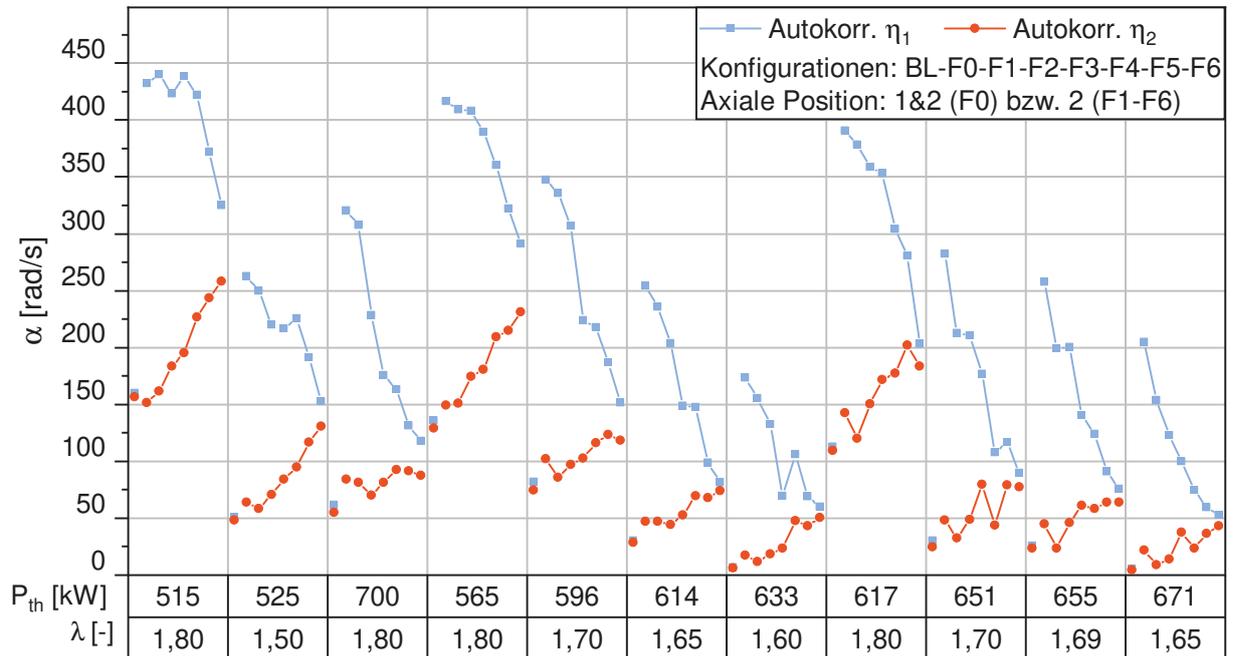


Abbildung 7.12: Dämpfungsrate der Konfigurationen mit Modensplit.

noch keine positive Stabilität aufweist. Erst bei höheren Symmetriegraden (F4 – F6) gelingt eine Stabilisierung dieser Mode. Die Bedeutung einer instabilen Mode η wird in Abschnitt 7.4 analysiert.

Zur Veranschaulichung des Zusammenhangs von Resonatorplatzierung und Dämpfungsrate der Moden ist in Abbildung 7.13 der Verlauf der Dämpfung mehrerer Anordnungen dargestellt. Ausgehend vom Fall ohne Dämpfer, über zwei Dämpfer in asymmetrischer und symmetrischer Positionierung hin zu drei Dämpfern mit 90° Zwischenwinkel und vier QWTs mit 90° Zwischenwinkel. Man erkennt, dass in der A1 Konfiguration nur eine Mode von beiden Dämpfern beeinflusst wird, während die andere keinen signifikanten Dämpfungszuwachs erfährt. Bei rechtwinkliger Dämpferanordnung (A) werden dann beide Moden gleichmäßig gedämpft, allerdings nur mit dem halben Dämpfungszuwachs. Hier dämpft also jeweils ein Resonator eine Mode. In der Konfiguration B1 stehen nun einer Mode wieder zwei Dämpfer zur Verfügung, während die andere Mode auf dem Niveau der A-Konfiguration verbleibt. Durch die Platzierung eines weiteren Dämpfers steigt die Dämpfung der Mode η_2 in der D-Konfiguration auch auf das Niveau von η_1 .

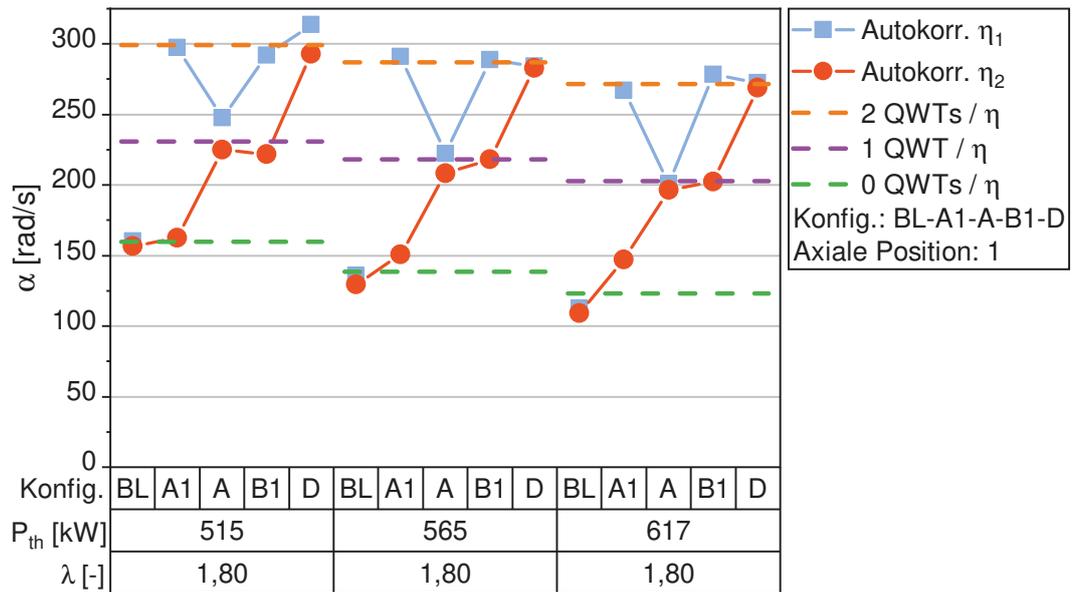


Abbildung 7.13: Erklärung zum Modensplit.

Für die hier verglichenen Konfigurationen kann also eine Dämpfungsratenerhöhung berechnet werden, die pro Dämpfer bei einer Mode bewirkt wird. Dieser Wert ist in den hier dargestellten Messungen 73 rad/s. Bei zwei Dämpfern pro Mode (Abbildung 7.13, grüne Linie) ergibt sich ein Zuwachs von 145 rad/s gegenüber der Referenzmessung.

In der Untersuchung des Modensplits kann dieses Verhalten auch für die Konfigurationen F0 – F6 beobachtet werden. Allerdings nur für die Betriebspunkte, für die die Resonatoren optimiert wurden, also für den Bereich um dem Punkt $P_{th}=565 \text{ kW} / \lambda=1,80$.

Die restlichen Betriebspunkte zeigen einen deutlich niedrigeren Dämpfungszuwachs. Dies weist auf eine verringerte Dämpfungsleistung der Resonatoren hin, sobald sie zu weit vom Auslegungspunkt entfernt betrieben werden. Bei $P_{th}=525 \text{ kW} / \lambda=1,50$ beträgt der Wert etwa 50 rad/s pro Dämpfer und Mode. Bei $P_{th}=614 \text{ kW} / \lambda=1,65$ liegt der Wert im Extremfall nur noch bei 25 rad/s pro Dämpfer und Mode.

Ausgehend vom Mittelwert der Dämpfungen von η_1 und η_2 der Konfiguration F6 erkennt man in Abbildung 7.12, dass die Mittelwerte der Dämpfungen

bei den Konfigurationen F0 – F5 teilweise höher liegen. Bei genauerer Analyse der Spektren ist zu erkennen, dass η_1 eine höhere Frequenz als η_2 aufweist. Zahn et al. [107] messen beim Einsatz von Dämpfern eine Frequenzverschiebung der gedämpften Moden, welche etwa in der Größenordnung von 1-3 % liegt. Eine Verschiebung der Frequenz in vergleichbarer Höhe ist auch beim Dämpfereinsatz in der Ringbrennkammer erkennbar. Dies kann dazu führen, dass die Resonanzfrequenz der Moden näher an der des Dämpfers liegt und so eine bessere Dämpferleistung erreicht wird.

7.3 Axiale Position

Wie bereits in den vorherigen Abschnitten gezeigt, wurden viele Konfigurationen an beiden axialen Positionen vermessen, vergleiche Abbildung 7.14. Daher lässt sich untersuchen, welchen Einfluss die axiale Position auf die Wirkung der Dämpfer hat.

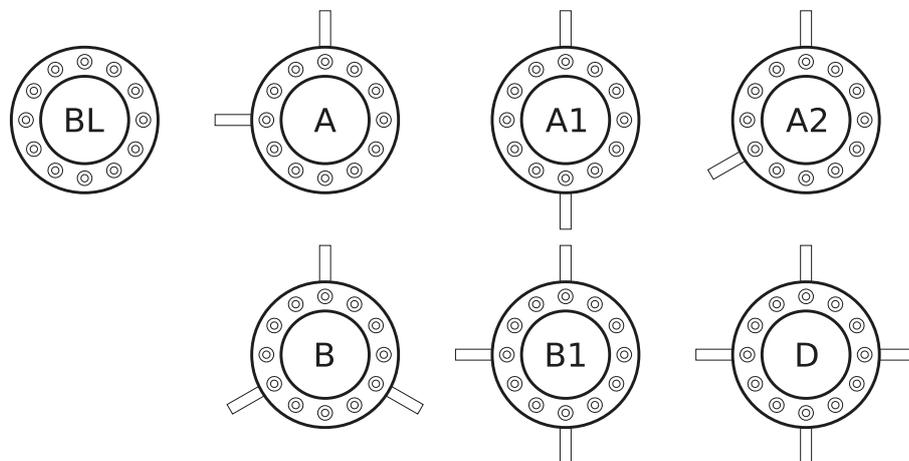


Abbildung 7.14: An zwei axialen Positionen untersuchte Konfigurationen.

Die Auswirkung der axialen Positionierung wird exemplarisch an zwei Betriebspunkten gezeigt, $P_{th}=565 \text{ kW}/\lambda=1,80$ (Abbildung 7.15a) und $P_{th}=617 \text{ kW}/\lambda=1,80$ (Abbildung 7.15b).

Die Dämpfungswerte aus den hier gezeigten Konfigurationen weisen darauf hin, dass die Dämpfungswirkung der Resonatoren in der Ax1-Position hö-

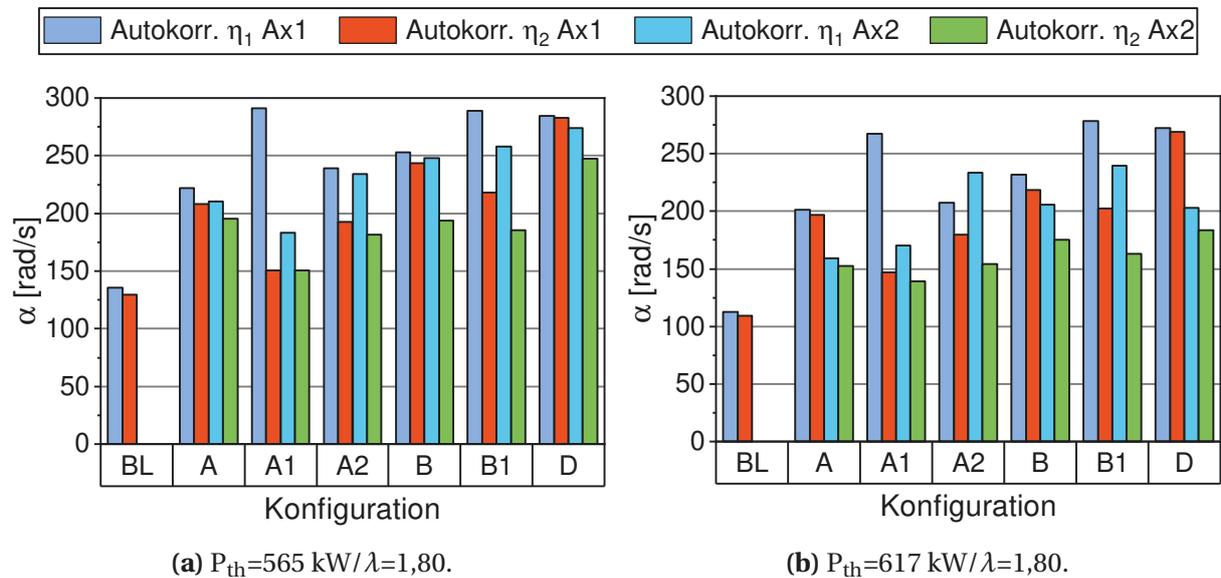


Abbildung 7.15: Dämpfungsraten verschiedener Konfigurationen an zwei axialen Positionen.

her ist als in der Ax2-Position. Teilweise ist der Dämpfungszuwachs mehr als 50 rad/s höher als in der Stromabposition.

Die Ergebnisse von Zahn et al. [107] zeigen, dass die axiale Positionierung von Dämpfern sich insofern auf die Gesamtdämpfung auswirkt, als dass die Dämpfer am Ort der höchsten Amplitude des dynamischen Drucks ihre maximale Dämpfungswirkung erbringen. In der Ringbrennkammer kann der axiale Verlauf des dynamischen Drucks nicht gemessen werden, dementsprechend können keine Aussagen zur Lage des Maximums getroffen werden.

Zahn [110] untersucht den Verlauf des dynamischen Drucks in der Ringbrennkammer numerisch und kommt zum Schluss, dass dieser an der Anschlusspositionen Ax1 um etwa 4 % höher ist als an Ax2. Dieses Ergebnis lässt darauf schließen, dass Resonatoren an der Ax1-Position etwas stärker dämpfen. Die stromaufliegenden Anschlüsse liegen noch im Bereich der Flamme. So kann sich die verringerte Wärmeleitung eine niedrigere Resonatortemperatur einstellen. Die Ergebnisse unterstreichen die Notwendigkeit, Resonatoren möglichst an Orten mit hoher dynamischer Druckamplitude zu platzieren.

7.4 Abhängigkeit des Schalldrucks von der Dämpfung

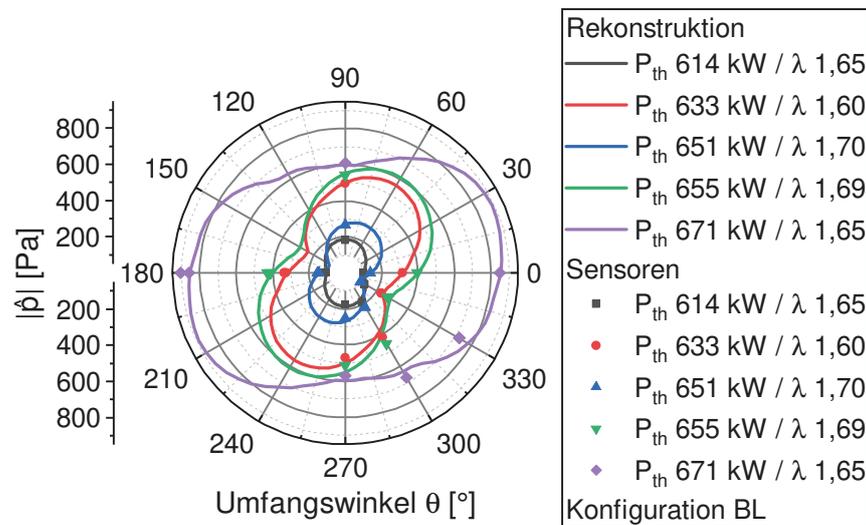
Wie eingangs bereits erwähnt, ist die spektrale Druckamplitude einer Brennkammer oftmals ein wichtiges Kriterium für deren Betriebsfähigkeit. Zu hohe Amplituden wirken sich negativ auf die Lebensdauer der Bauteile aus, bzw. können diese im Extremfall zerstören.

Unter diesem Aspekt ist die örtliche Spitzenamplitude des Schalldrucks von hoher Bedeutung. Aus diesem Grund soll in diesem Abschnitt das Druckfeld über den Umfang der Brennkammer analysiert werden, um Abhängigkeiten von der Dämpferkonfiguration zu zeigen.

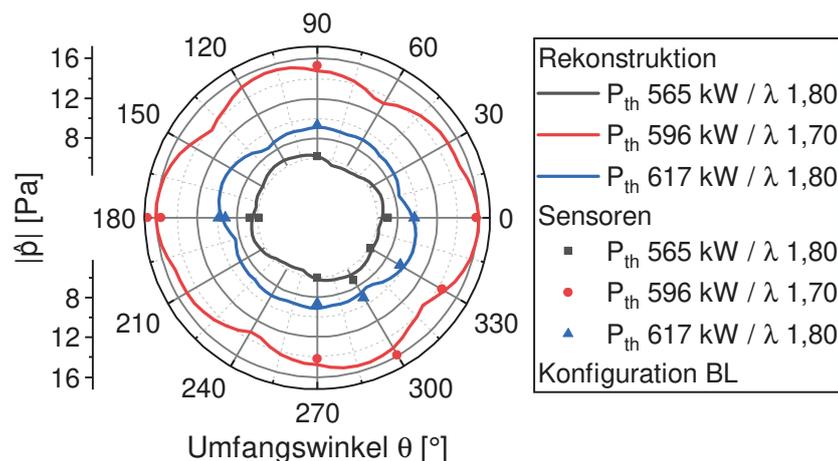
Da je nach Dämpferkonfiguration 6-10 Drucksensoren den dynamischen Druck der Brennkammer aufzeichnen, kann das Druckfeld auf diesem Weg nicht direkt mit hinreichender Auflösung dargestellt werden. Eine Lösung dieses Problems ermöglicht die Druckfeldrekonstruktion, die in Abschnitt 2.1.4 eingeführt wurde. Unter Anwendung von Gleichung 2.19 wird das Druckfeld in Umfangsrichtung in 5°-Schritten rekonstruiert. Das Spektrum an diesen Stellen wird mittels einer Fourier-Transformation des dynamischen Drucksignals bestimmt. Die in den folgenden Abbildungen dargestellte Amplitude entspricht dem Maximalwert, der im Frequenzbereich der 1. Umfangsmode bestimmt wird.

Zur Verringerung des Leck-Effekts der zeitlich begrenzten Signale wird das Signal vor der Fourier-Transformation mit einer Fensterfunktion multipliziert [32]. Als Fensterfunktion wird das Hamming-Fenster verwendet. Laut Heinzel et al. [34] beträgt der maximale Amplitudenfehler dieses Fensters 18,3 %. In dieser Veröffentlichung werden auch mehrere Flat-Top-Fenster beschrieben, deren Amplitudengenauigkeit höher ist. Der Nachteil dieser Fenster ist allerdings ihre im Vergleich zum Von-Hann- und Hamming-Fenster reduzierte Frequenzauflösung. Dies kann zu einer Verfälschung der Amplituden durch Miteinbeziehung benachbarter Frequenzanteile führen. Diese Fenster sind daher besonders für gut abgetrennte Einzelfrequenzen geeignet.

Um das Vorgehen zu veranschaulichen, sind in Abbildung 7.16a die Rekonstruktionen des Druckfeldes in Umfangsrichtung für einige instabile Signa-



(a) Instabile Betriebspunkte.



(b) Stabile Betriebspunkte.

Abbildung 7.16: Verteilung des dynamischen Drucks über den Umfang der Brennkammer.

le dargestellt. Man erkennt, dass der dynamische Druck nicht gleichmäßig verteilt ist, sondern Einschnürungen aufweist, die auf eine großteils stehende Mode schließen lassen. In Abbildung 7.16b sind stabile Betriebspunkte gezeigt. Sie zeichnen sich durch eine Schalldruckamplitude aus, die 1-2 Größenordnungen niedriger ist als im instabilen Fall. Außerdem ist die Druckverteilung sehr gleichmäßig, was auf eine rotierende Mode schließen lässt.

Eine Analyse der Moden η_1 und η_2 bestätigt die stehende bzw. rotierende Natur der Umfangsmode in den soeben beschriebenen Fällen. In Anhang D wird diese Analyse für zwei Betriebspunkte aus diesem Abschnitt dargestellt.

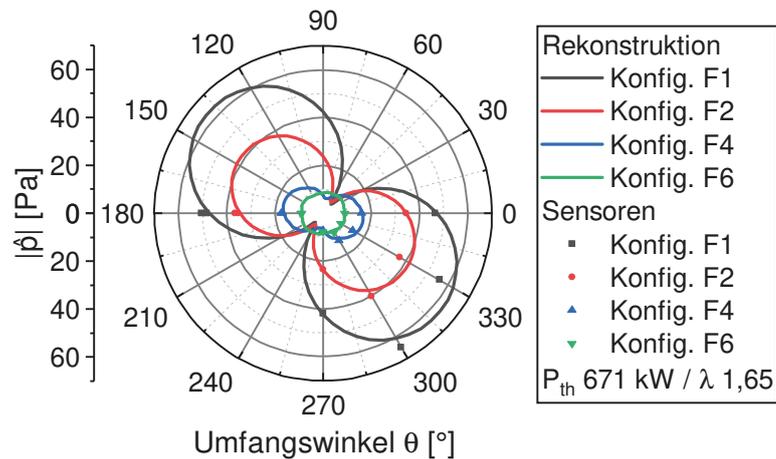
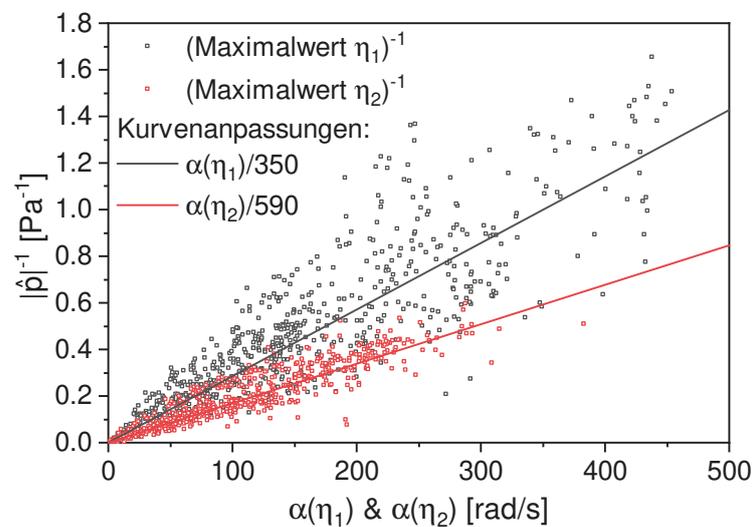


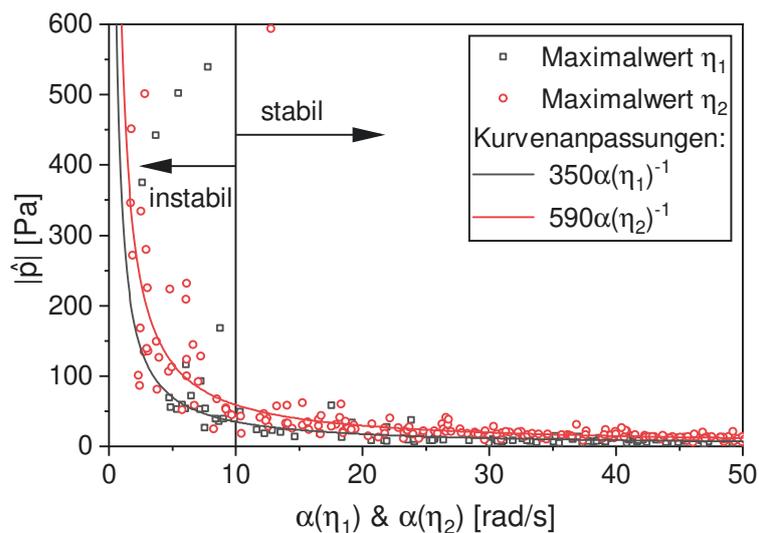
Abbildung 7.17: Verteilung des dynamischen Drucks über den Umfang der Brennkammer bei verschiedenen Dämpferanordnungen.

Die Untersuchung zum Modensplit aus Abschnitt 7.2.4 zeigen, dass es Dämpferkonfigurationen gibt, die eine Mode sehr stark stabilisieren. Die zweite Mode weist hingegen an manchen Betriebspunkten eine Dämpfung nahe der Stabilitätsgrenze auf. Abbildung 7.17 zeigt einige Betriebspunkte mit einer solchen Dämpfungsverteilung. An den Dämpferpositionen ist bei den Konfigurationen F1 & F2 die Amplitude sehr gering. 90° zu diesem Druckknoten liegt ein Druckbauch, dessen Amplitude achtfach höher ist. Hin zu den Konfigurationen F4 & F6 sinkt die Maximalamplitude in der Brennkammer deutlich, wobei sich die Minimalamplitude etwas erhöht. Insgesamt ist die Verteilung des Schalldrucks im System bei Konfiguration F6 sehr gleichmäßig. Dieser Zustand ist anzustreben, weil so keine Bauteile übermäßig beansprucht werden.

Die quantitative Auswirkungen der Dämpfungsrate auf die Druckamplituden der Brennkammer sind in den Abbildungen 7.18a und 7.18b dargestellt. Es sind jeweils die spektralen Maximalwerte der Moden η_1 und η_2 dargestellt.



(a) Hohe Dämpfungswerte, Darstellung reziprok.



(b) Niedrige Dämpfungswerte.

Abbildung 7.18: Zusammenhang von Dämpfungsrate und Spitzenamplitude des Druckspektrums.

Durch die reziproke Darstellung in Abbildung 7.18a lässt sich erkennen, dass die Schalldruckamplitude mit steigender Dämpfung immer weiter absinkt. Werte von unter 2 Pa haben allerdings keine technische Relevanz. Der Anstieg der Amplituden auf relevante Größenordnungen findet erst unterhalb

einer Dämpfungsrate von etwa 20 rad/s statt. Wie bereits in Abschnitt 5.2 erwähnt, bestimmen die verwendeten Methoden immer positive Dämpfungsraten, weshalb unterhalb von 10 rad/s der Übergang zur Instabilität stattfindet. Das lässt sich auch in Abbildung 7.18b nachvollziehen. Der Verlauf der Druckamplituden ist in sehr guter Übereinstimmung reziprok proportional zur Dämpfungsrate. Die Kurvenanpassungen, welche in die Abbildungen eingezeichnet sind, legen nahe, dass diese Zusammenhänge nicht allgemeingültig für beide Moden sind.

7.5 Erweiterung des Betriebsbereichs durch Dämpfer

Zur Untersuchung der Wirkung von Dämpfern im vormals instabilen Betriebsbereich werden zwei Versuchsdurchläufe durchgeführt. Die Luftzahl wird entlang der 348 g/s und der 380 g/s Luft-Isolinie verändert, diese sind auch in Abbildung 5.1 eingezeichnet. Die Verläufe der Dämpfungsraten sind in den Abbildungen 7.19 und 7.20 dargestellt.

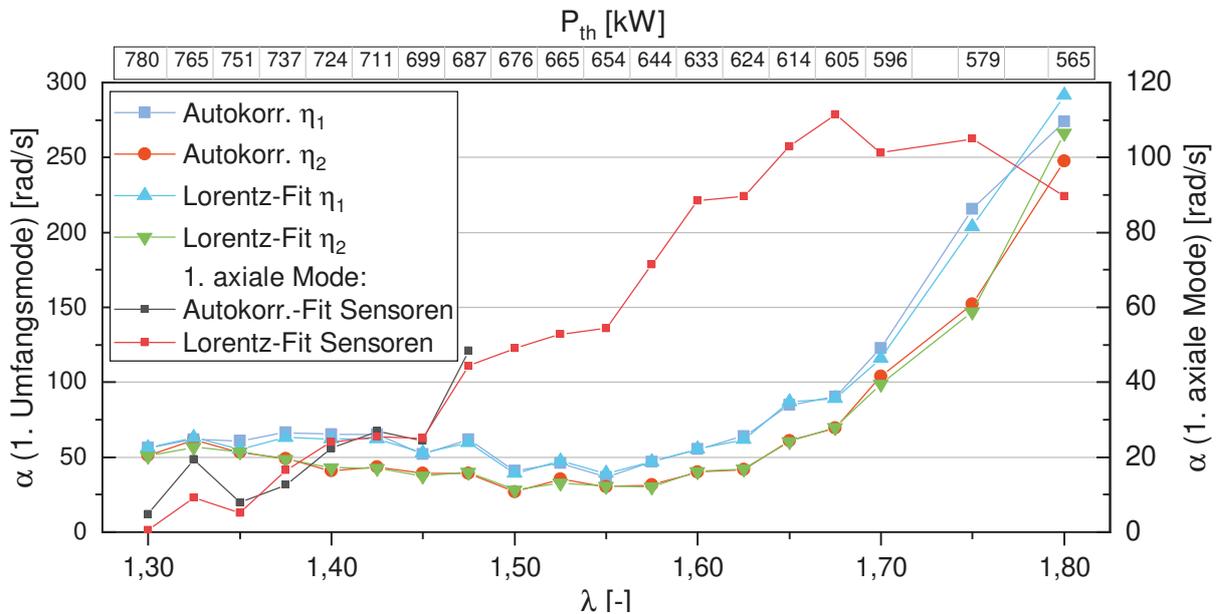


Abbildung 7.19: Verlauf der Dämpfungsraten der D-Konfiguration, Variation von λ entlang der 348 g/s Luft-Isolinie.

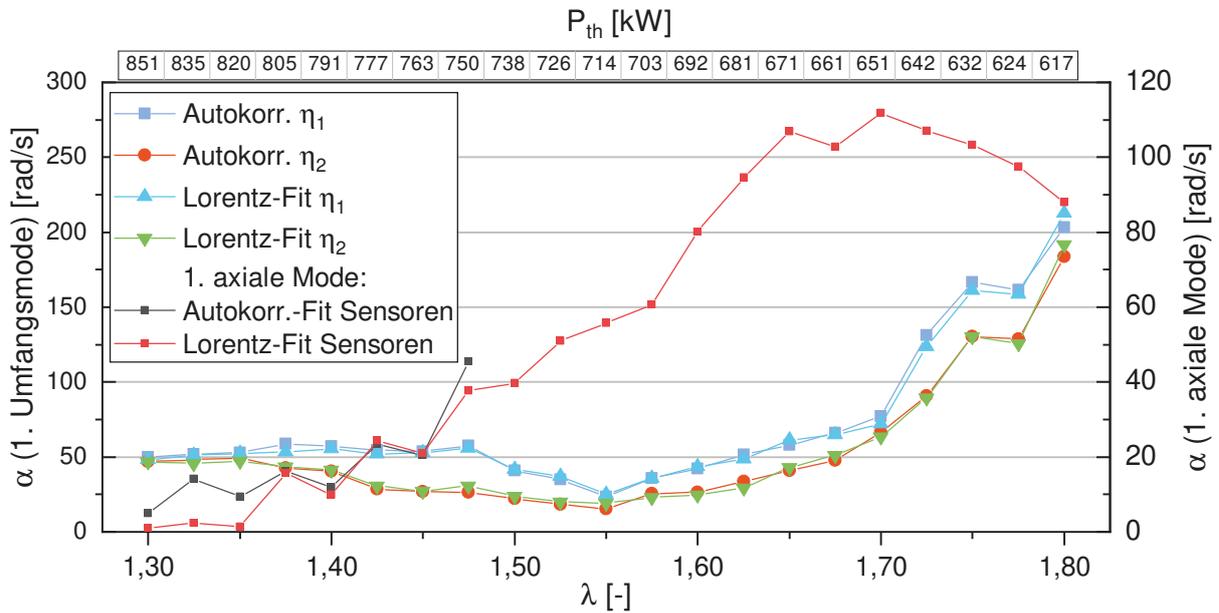


Abbildung 7.20: Verlauf der Dämpfungsraten der D-Konfiguration, Variation von λ entlang der 380 g/s Luft-Isolinie.

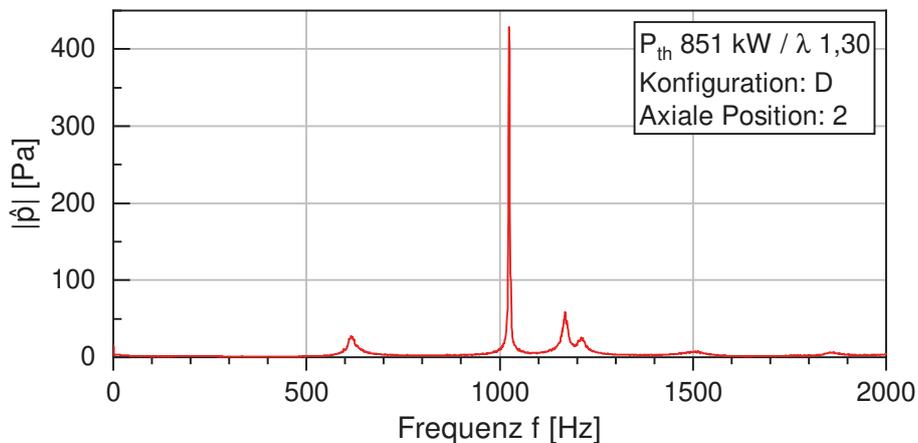


Abbildung 7.21: Spektrum der Ringbrennkammer.

Ausgehend von stabilen Betriebsbedingungen wird die Luftzahl in Schritten von 0,025 verringert. Die Verläufe der Dämpfungsraten der 1. Umfangsmode sind in beiden Fällen vergleichbar. Nach einem anfangs starken Abfall erreicht die Stabilität etwa bei $\lambda=1,55$ ein Minimum, um danach wieder auf Werte um die 50 rad/s anzusteigen. Ab etwa $\lambda=1,40$ kann eine höherfrequente Mode im Spektrum der Ringbrennkammer bei etwa 1000 Hz beobachtet werden, deren

Druckamplitude stark ansteigt. Ein Spektrum mit dieser instabilen Mode ist in Abbildung 7.21 dargestellt. Diese Mode kann in Abbildung B.1 ebenfalls erkannt werden, durch die geringere Schallgeschwindigkeit dort noch deutlich unter 1000 Hz. Die Druckamplitude der 1. Umfangsmode bleibt in dieser Betrachtung hingegen auf niedrigem Niveau.

Mittels Gleichung 2.18 kann die Schallgeschwindigkeit an einem frei gewählten Betriebspunkt aus der gemessenen Eigenfrequenz der 1. Umfangsmode bestimmt werden (vergleiche auch Gleichung 2.33). Dazu müssen die Parameter $n=1$ und $l=0$ verwendet werden, außerdem der Radius \bar{R}_{Bk} und die Länge L_{Bk} der Brennkammer. Durch Wiedereinsetzen der Schallgeschwindigkeit in die Gleichung erkennt man, dass die Parameter $n=0$ und $l=1$ die Frequenz der höherfrequenten Mode ergeben. Diese ist also die 1. axiale Mode der Brennkammer.

Die Dämpfung der 1. axialen Mode kann im Gegensatz zur 1. Umfangsmode durch direkte Auswertung der Sensoren bestimmt werden. Die Modenzersetzung von η_1 und η_2 ist nur für Umfangsmoden zulässig und sinnvoll. Da die dynamischen Drucksensoren in axialer Richtung sehr nahe zusammen liegen, zeigt sich eine sehr hohe Übereinstimmung der ermittelten Dämpfungsraten. Zur weiteren Verwendung werden diese Werte gemittelt. Aufgrund der naheliegenden weiteren Moden bei etwa 1200 Hz wird der Lorentz-Fit angewendet. Hier ist keine Filterung des Signals nötig, vergleiche dazu Anhang B. Im Bereich von $\lambda < 1,50$ können die Dämpfungsraten ebenfalls mit dem Autokorrelations-Fit ausgewertet werden, da hier die 1. axiale Mode stark genug ausgeprägt ist. Diese Werte sind ebenfalls eingetragen.

Da die Stabilitätsreserve der 1. Umfangsmode durch die Dämpfer auch im Bereich unter $\lambda=1,35$ noch ausreichend hoch ist, könnte der Betriebsbereich wahrscheinlich noch zu fetteren Gemischen ausgeweitet werden. Dazu muss allerdings die Instabilität der 1. axialen Mode gedämpft werden.

7.6 Fazit

Verschiedene Möglichkeiten der azimuthalen und axialen Platzierung von Dämpfern an der Außenwand der Ringbrennkammer wurden in diesem Kapitel untersucht. Dabei kamen symmetrische und asymmetrische Konfigurationen zum Einsatz. Weiterhin wurden die Auswirkungen der Dämpfer auf die Schalldruckamplituden der Brennkammer und die Stabilitätsgrenzen bestimmt. Die Experimente führen zu folgenden Ergebnissen:

- Der Zuwachs der Dämpfungsrates ist direkt proportional zur Dämpferanzahl, vorausgesetzt die Dämpfer sind optimal bezüglich der betreffenden Mode platziert.
- Asymmetrische Anordnungen führen zu ungleichmäßiger Dämpfung der Moden η_1 und η_2 .
- Stehen zwei Dämpfer zur Verfügung, ist bezüglich der 1. Umfangsmode eine 90° -Anordnung der Dämpfer am wirksamsten, eine 180° -Anordnung führt zu stark unterschiedlicher Dämpfung der Moden. Bei drei Dämpfern sind 120° Zwischenwinkel optimal, andere Anordnungen führen zu einem Modensplit. Vier Dämpfer sollten mit 90° Zwischenwinkel platziert werden. Wird einer der vier Dämpfer um 180° versetzt, sodass zwei Dämpfer übereinander platziert sind, bleibt die Konfiguration gleich leistungsfähig.
- Die Untersuchung des Modensplits zeigt, dass die Dämpfungsrates der Moden stark von der örtlichen Verteilung der Dämpfer abhängt. Die gemittelte Dämpfungsrateserhöhung erreicht im Optimalfall 75 rad/s pro Dämpfer und Mode. Abseits des Auslegungspunkts sinkt das Dämpfungsvermögen teilweise auf 25 rad/s pro Dämpfer und Mode ab.
- Die Wirkung der verwendeten Dämpfer ist in der Stromaufposition (Ax1) höher als in der Stromabposition (Ax2).
- Die Druckamplituden der Brennkammer sind reziprok proportional zur Dämpfungsrates. Oberhalb von 20 rad/s ist der dynamische Druck sehr niedrig. Unterhalb von 10 rad/s findet der Übergang zur Instabilität mit stark ansteigenden Pegeln statt.

- Ein Modensplit führt zu einer örtlich ungleichmäßigen Verteilung des dynamischen Drucks. In Bereichen hoher Dämpfung ist der dynamische Druck sehr gering, in Bereichen niedriger Dämpfung erreicht der dynamische Druck annähernd das Niveau der Referenzmessung ohne Dämpfer.
- Der stabile Betriebsbereich des Teststands konnte durch Dämpfereinsatz in das vormals instabile Gebiet hinein erweitert werden. Vier Dämpfer stabilisieren das System mindestens bis zu $\lambda=1,30$ anstatt bis etwa $\lambda=1,78$ bei gleicher thermischer Leistung. Unterhalb von $\lambda=1,40$ wird die 1. axiale Mode instabil und stellt ab $\lambda=1,30$ das Betriebslimit dar.

Folgende Schlüsse können aus den Untersuchungen gezogen werden:

- Je nach Stärke der zu erwartenden Instabilität, bzw. je nach gewünschter Betriebsbereichserweiterung ist eine unterschiedliche Anzahl an Dämpfern notwendig. Abhängig von der Modenform gibt es effiziente und ineffiziente Dämpferanordnungen.
- Die Leistung eines Dämpfers ist nur nahe seines Auslegungspunktes optimal. Die Frequenz der Brennkammer am gewünschten Betriebspunkt ist ein wichtiges Designkriterium.
- Zur gleichmäßigen mechanischen Belastung der Brennkammer durch den dynamischen Druck ist eine möglichst gleichmäßige Dämpfung der Moden erforderlich.
- Die Schalldruckamplitude ist kein geeignetes Maß, um die Stabilität einer Brennkammer zu bestimmen. Die Amplitude ist bereits ab moderaten Dämpfungsraten von 20 rad/s sehr niedrig, obwohl die Stabilitätsmarge noch gering ist.
- Bestimmt man die Dämpfung mittels der Autokorrelationsanalyse oder des Lorentz-Fits, sollte eine Sicherheitsmarge von etwa 10 rad/s berücksichtigt werden, da diese Methoden immer eine positive Dämpfungsrate ermitteln, das Pulsationspegel allerdings bereits früher ansteigt.

8 Heißgaseintrag in Resonatoren

Die ersten Dämpferuntersuchungen mit dem Abklingkurven-Fit, siehe Abschnitt 4.1, zeigten, dass die Temperatur der Resonator­kavität stark vom dynamischen Druck in der Brennkammer abhängt. Das Thermoelement, welches 10 mm stromauf vom Lochblech zu Überwachungszwecken montiert wurde, registriert nach Einschalten der Sirenen einen Anstieg der Kavitätstemperatur um mehrere 100 K. Dieser Effekt tritt ebenso bei selbsterregten Instabilitäten auf.

Daraufhin wurde in einer weiteren Untersuchung das Kavitätsthermoelement axial traversiert, um den Verlauf der Temperatur abschätzen zu können. Die Ergebnisse hieraus wiesen auf einen starken Gradienten hin, der die mittlere Temperatur des Resonators beeinflusst. Der Zusammenhang von Resonator­temperatur und Resonanzfrequenz des Dämpfers wurde im Vorfeld zur Validierung des Netzwerkmodells [110] gemessen, siehe Anhang F.

Zur genaueren Bestimmung des Temperaturfelds im Resonator wurde ein Thermoelementträger aufgebaut, der an 13 Positionen die Temperatur misst, siehe Abschnitt 3.2.

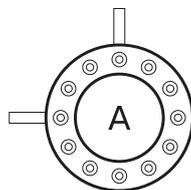


Abbildung 8.1: Untersuchte Konfiguration.

In den folgenden Experimenten wird das Temperaturfeld in Abhängigkeit des lokalen dynamischen Drucks und des Spülluftmassenstroms untersucht. Zur Variation des dynamischen Drucks wird das System mit Sirenen angeregt, de-

ren Anregungsleistung steuerbar ist, siehe Abschnitt 3.1. Am Betriebspunkt $P_{th}=515 \text{ kW}/\lambda=1,80$ wird die Konfiguration A an den Ax2-Anschlüssen untersucht, siehe Abbildung 8.1. Falls nicht anders angegeben, werden $15 \text{ l}_n/\text{min}$ zur Spülung verwendet. Teile der Ergebnisse aus diesem Kapitel werden von Zahn [110] zur Verbesserung des thermischen Resonatormodells genutzt. Der Einfluss des Heißgases auf die Resonanzfrequenz und auf die Dämpfungsleistung der QWTs wird dort abgeschätzt.

8.1 Messgrößen

8.1.1 Lokaler dynamischer Druck

Durch die Ermittlung der modalen Amplituden $\eta_1(t)$ und $\eta_2(t)$ kann das Druckfeld an jeder Umfangsposition rekonstruiert werden. Diese Möglichkeit wird genutzt, um einen virtuellen Sensor zu erzeugen, der an der selben Stelle des Brennkammerumfangs wie der untersuchte Resonator positioniert ist. Damit kann der dynamische Druck vor der Resonatoröffnung bestimmt werden.

Der dynamische Druck im QWT wird direkt aufgezeichnet, indem ein Sensor an der Kavität montiert wird, vergleiche Abbildung 3.6.

Abbildung 8.2 zeigt einen Ausschnitt aus einer Zeitreihe. Man erkennt, dass der dynamische Druck in der Kavität durch die Resonanz deutlich höher als in der Brennkammer ist. Der Phasenverzug zwischen Resonator und Brennkammer ist ebenfalls klar zu sehen.

8.1.2 Temperatur im Resonator

Die Berechnung der mittleren Temperatur der Kavität erfolgt durch Integration mit Hilfe der Trapezregel. Es wird über die gesamte Länge des Resonators gemittelt, indem die Temperatur bei $x=0,5 \text{ mm}$ stromauf des Lochblechs auch als Temperatur bei $x=0 \text{ mm}$ angenommen wird. Genauso wird der Messwert

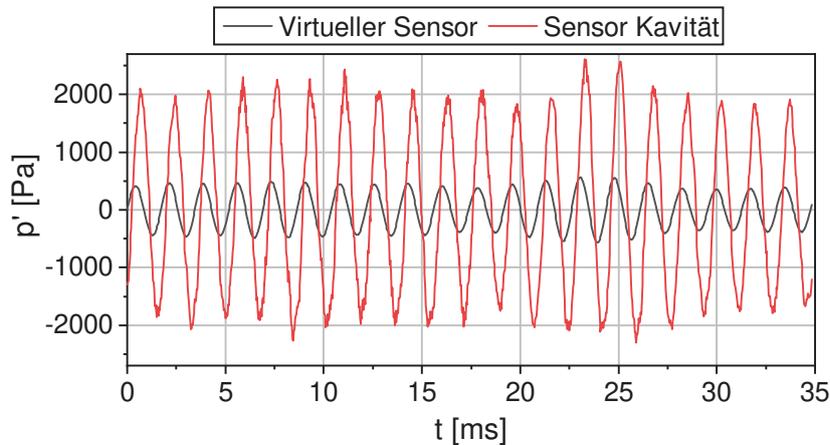


Abbildung 8.2: Drucksignal in der Kavität und Rekonstruiertes Drucksignal vor dem Resonator.

bei $x=140$ mm als konstant bis zum Ende der Kavität bei $x=165$ mm angenommen. Bei $x=0,5$ mm und $x=5$ mm sind jeweils zwei Thermoelemente platziert, deren Werte gemittelt werden. Die axial gemittelte Temperatur entspricht der mittleren Temperatur des Volumens, da die Kavität zylindrisch ist.

8.1.3 Strömungsgeschwindigkeiten

Es wird angenommen, dass das eingetragene Heißgas in Temperatur und Zusammensetzung dem Abgas der Brennkammer entspricht. Zur Überprüfung dieser Annahme wird zunächst mit Gleichung 2.35 und 2.37 die Dichte und Geschwindigkeit der Hauptströmung vor der Resonatoröffnung berechnet. Der statische Brennkammerdruck und die Frequenz der 1. Umfangsmode werden direkt aus den Messdaten entnommen. Der Isentropenexponent κ für das Abgas wird mit Hilfe von [79] abgeschätzt, die dafür notwendige Temperatur der Brennkammer T_{BK} wird durch Einsetzen der Frequenz der 1. Umfangsmode in Gleichung 2.18 bestimmt.

Da die Sirenen den Brennkammerdruck verändern, liegt die Geschwindigkeit der Hauptströmung am gewählten Betriebspunkt zwischen 13,0 und 14,4 m/s.

Die zeitgemittelte Geschwindigkeit der Spülluft am brennkammerseitigen Ende der Lochbleche beträgt bei PA 15 je nach Brennkammerdruck 15,9 bis 16,9 m/s. Andere Spülluftmassenströme führen zu einer proportionalen Veränderung der Geschwindigkeit.

Die kontinuierlich aus dem Resonator austretende Spülluft wird von dem oszillierenden Heißgaseintrag aus der Brennkammer in den Resonator überlagert. Dieser Prozess ist von mehreren Einflussgrößen abhängig, vor allem vom Schalldruck in der Kavität. Dieser wiederum hängt stark von der Druckamplitude der Brennkammer an der Resonanzfrequenz des Dämpfers ab. Zur Bestimmung der Heißgasgeschwindigkeit wird Gleichung 2.39 verwendet. Die Werte der volumengemittelten Schallgeschwindigkeit \bar{c}_{Kav} werden unter der Annahme, dass das Gas im Resonator Luft ist, direkt aus der volumengemittelten Temperatur berechnet. Der dynamische Druck der Kavität wird ebenfalls direkt aus Messdaten des Sensors bestimmt. Als Gasdichte in den Öffnungen des Lochblechs kommen zwei verschiedene Werte zum Einsatz. Für den eintretenden Heißgasstrom werden die Werte der Brennkammer übernommen, für die austretende Spülluft wird die Dichte anhand der gemessenen Temperatur der Kavität berechnet. Dazu werden die Messwerte des vordersten Thermoelements verwendet, welches vor einer Öffnung des Lochblechs sitzt. Die Kreisfrequenz ω ist ebenfalls aus den Auswertungen des Kavitätssensors bekannt. Abbildung 8.3 zeigt den Verlauf der Heißgasgeschwindigkeit und das eingedrungene Heißgasvolumen, welches in rot hinterlegt ist.

Es wird angenommen, dass das Heißgas, das aus der Brennkammer in den Resonator einströmt, Verbrennungsabgas ist. Diese Annahme ist dann gültig, wenn die Hauptströmung die austretende Spülluft schnell genug stromab transportiert. Laut Čosić et al. [16] muss dazu die Geschwindigkeit der Hauptströmung mindestens in der Größenordnung der Spülluftgeschwindigkeit liegen. Weiterhin wird erwähnt, dass die Frequenz der Oszillation wahrscheinlich ebenfalls Einfluss darauf hat.

Im Gegensatz zu einem Helmholtz-Resonator mit nur einer Öffnung tritt die Spülluft hier in Form von Jets aus den neun Öffnungen des Lochblechs aus. Dies führt zu einer schnellen Vermischung mit dem umgebenden Abgas. Es bildet sich keine Zone aus kalter Spülluft vor dem Resonator.

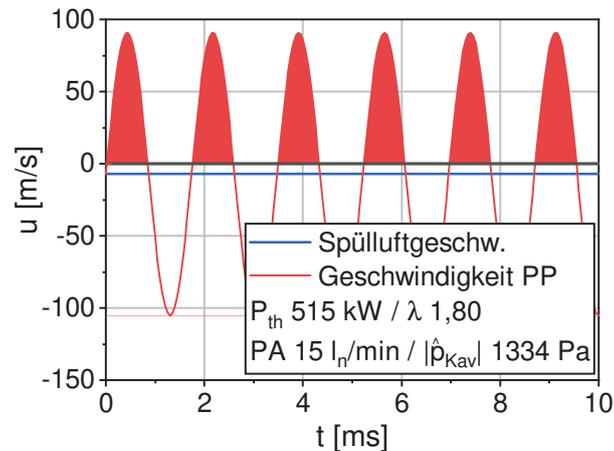


Abbildung 8.3: Geschwindigkeitsverläufe der Heißgasoszillation und der Spülluft am Lochblech.

Zur Frequenzabhängigkeit wird folgende Überlegung angestellt: Der Durchmesser des Lochblech-Lochkreises beträgt 16 mm. Bei einer Frequenz der Umfangsmode von 575 Hz und der oben genannten Hauptströmungsgeschwindigkeit von etwa 14 m/s wird das Gas in der Brennkammer in einer halben Periodendauer etwa 12,2 mm stromab konvektiert. Durch die kreisförmige Anordnung der Löcher des Lochblechs wird in der entsprechenden Halbperiode größtenteils Abgas eingetragen, sodass die ursprüngliche Annahme gerechtfertigt ist.

8.2 Temperaturverlauf im Resonator

Die Temperaturverläufe im Resonator werden in den folgenden Abbildungen in Abhängigkeit der Druckamplitude der Kavität dargestellt. Diese ist, wie zuvor gezeigt, neben der Spülluft der Haupteinflussfaktor für Heißgaseintrag. Daneben haben weitere Größen Einfluss auf die Oszillationsgeschwindigkeit, siehe Gleichung 2.39 in Abschnitt 2.4.2.

In Abbildung 8.4 ist der Zusammenhang der Schalldruckamplituden der Brennkammer und des Resonators für verschiedene Spülluftmassenströme abgebildet. Der Verlauf ist näherungsweise linear. Eine niedrige Steigung

der Kurve deutet auf eine schlechtere Ankopplung des Resonators an die Brennkammer hin, bei einer höheren Steigung ist der Resonator besser abgestimmt.

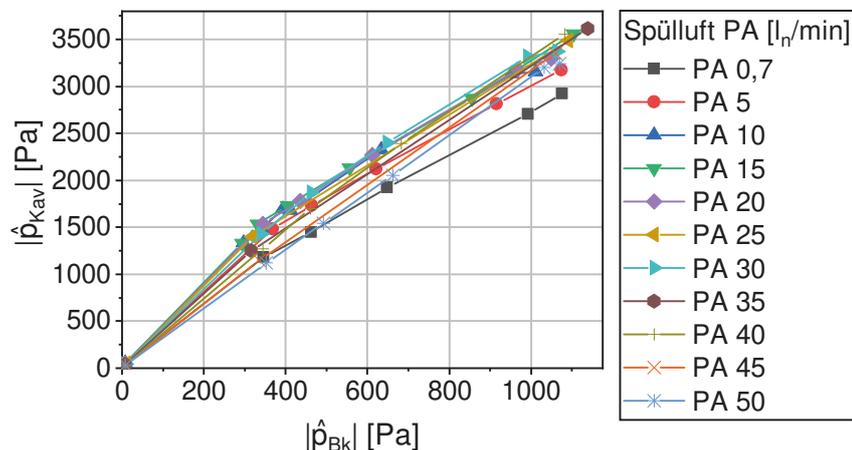


Abbildung 8.4: Druckamplitude in der Kavität in Abhängigkeit der Brennkammeramplitude.

Es zeigt sich eine leichte Abhängigkeit vom Spülluftmassenstrom. Bei besonders niedrigen Spülluftmassenströmen (PA 0,7 – PA 10) ist der Resonator zu heiß und seine Resonanzfrequenz dadurch zu höheren Werten verschoben. Bei besonders hohen Spülluftmassenströmen (PA 45 – PA 50) ist die Steigung ebenfalls etwas niedriger. Die Resonatoren sind hier zu kalt, da die Spülluftheizung die gewünschte Temperatur nicht erreicht. Im Bereich von PA 15 bis PA 35 ist die Steigung am höchsten, die Resonatortemperatur erreicht so Werte nahe des Optimums. Auf die mittleren Temperaturen der Resonatoren wird noch genauer eingegangen.

Abbildung 8.5 zeigt den axialen Verlauf der Temperatur im Resonator für einen Fall ohne und zwei Fälle mit Sirenenanregung. Dabei sind die Verläufe jeweils mit den Amplituden der Oszillationsgeschwindigkeit des Heißgases im Lochblech $|\hat{u}_{Hg,h}|$ und des dynamischen Drucks in der Kavität $|\hat{p}_{Kav}|$ beschriftet. Es gibt zwei charakteristische Verläufe. Ohne Sirenenanregung (Quadrate) ist der Temperaturgradient verhältnismäßig gering und beträgt etwa 100 K über die Gesamtlänge. Bei leichter (Kreise) und starker (Dreiecke) Sirenenanregung steigt die Temperatur im vorderen Bereich des Resonators durch das eingetragene Heißgas stark an. Der hintere Teil der Kavität ist davon kaum betroffen.

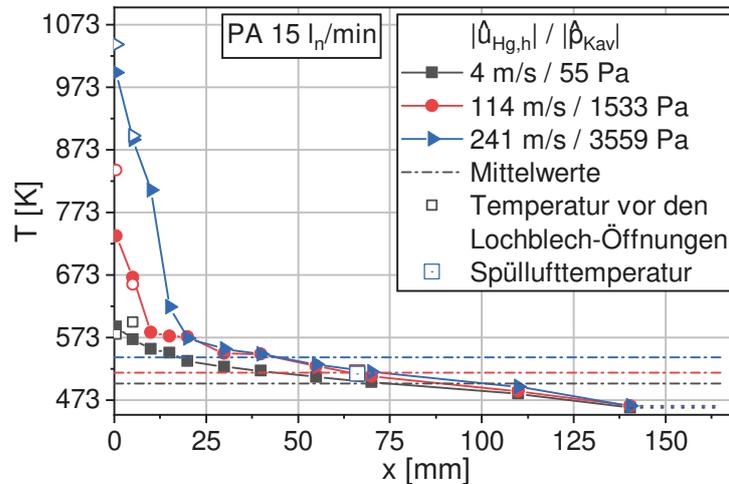


Abbildung 8.5: Temperaturverläufe im QWT bei PA 15.

Der Temperaturgradient im vorderen Teil beträgt bis zu 29 K/mm. Die mittleren Temperaturen der Kavität sind als Strichpunktlinien eingezeichnet, der Wert verschiebt sich um etwa 8 % von 500 K auf 540 K.

Die vordersten Positionen sind mit jeweils zwei Thermoelementen bestückt. Thermoelemente, die vor einer Öffnung des Lochblechs sitzen (weiß gefüllte Symbole), messen eine deutlich höhere Temperatur als die Thermoelemente, welche nicht direkt vor einer Öffnung positioniert sind (farbig gefüllte Symbole).

In den Abbildungen 8.6 und 8.7 sind die Ergebnisse der Variation der Anregungsamplitude und des Spülluftmassenstroms dargestellt. Es ist nur der Bereich bis $x=45$ mm abgebildet, da die Kurven im hinteren Bereich der Kavität sehr ähnlich verlaufen, siehe Abbildung 8.5.

Die Temperaturverläufe sind insgesamt ähnlich, das heißt eine Erhöhung der Anregungsamplitude führt zu einem Temperaturanstieg im vorderen Teil der Kavität. Bei einem etwa gleichbleibenden Temperaturgradient steigt damit die Eindringtiefe des Heißgases in der Kavität. Ohne Sirenenanregung gibt es nur einen sehr schwachen Temperaturanstieg zur Brennkammer hin, der durch Wärmeleitung in der Wand zu erklären ist. Mit steigender Sirenenanregung dehnt sich die Heißgaszone auf bis zu 30 mm aus. Bei Temperaturen über 1000 K ist eine Abflachung im vorderen Teil der Kavität erkennbar, der Tempe-

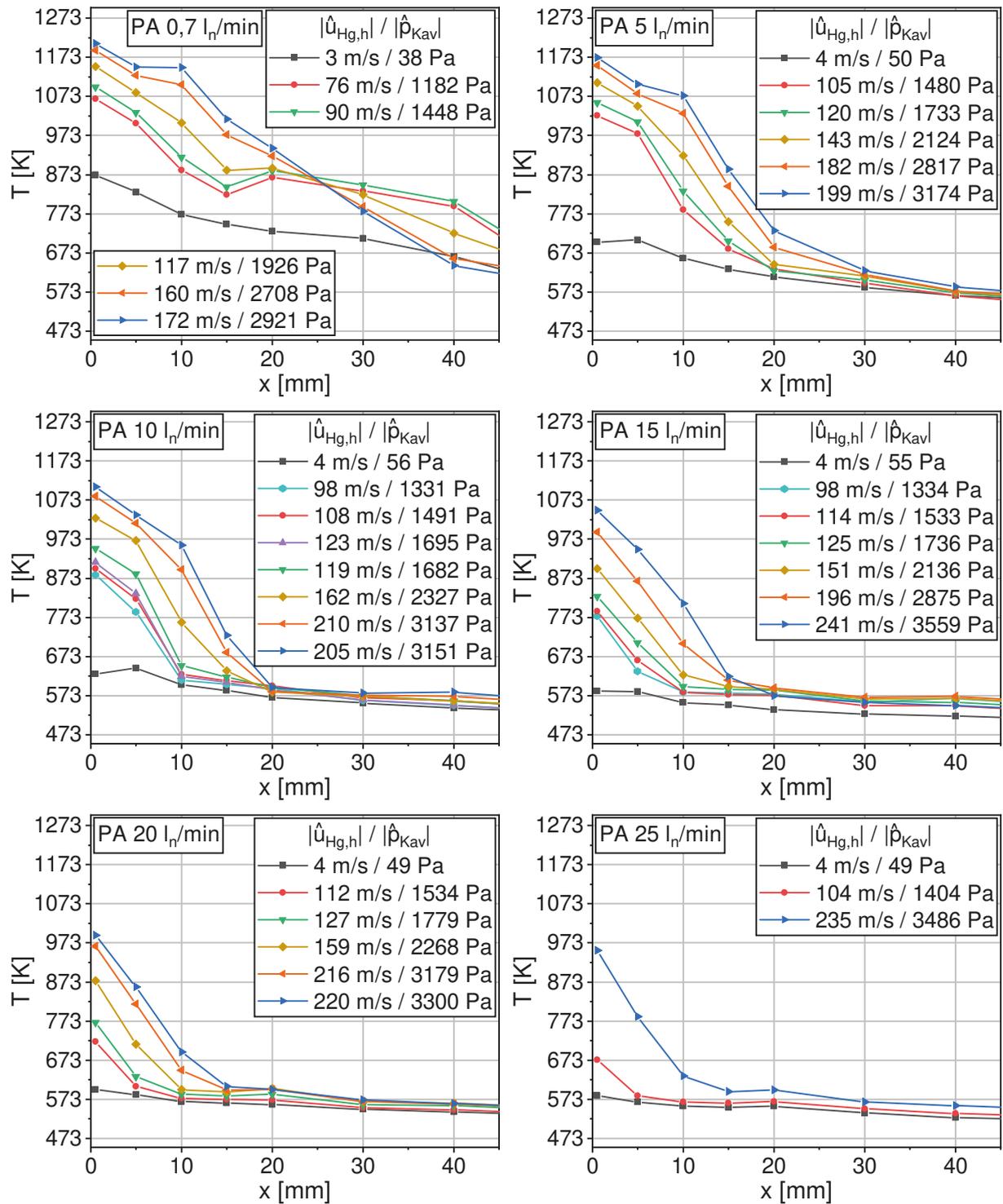


Abbildung 8.6: Temperaturverläufe im QWT.

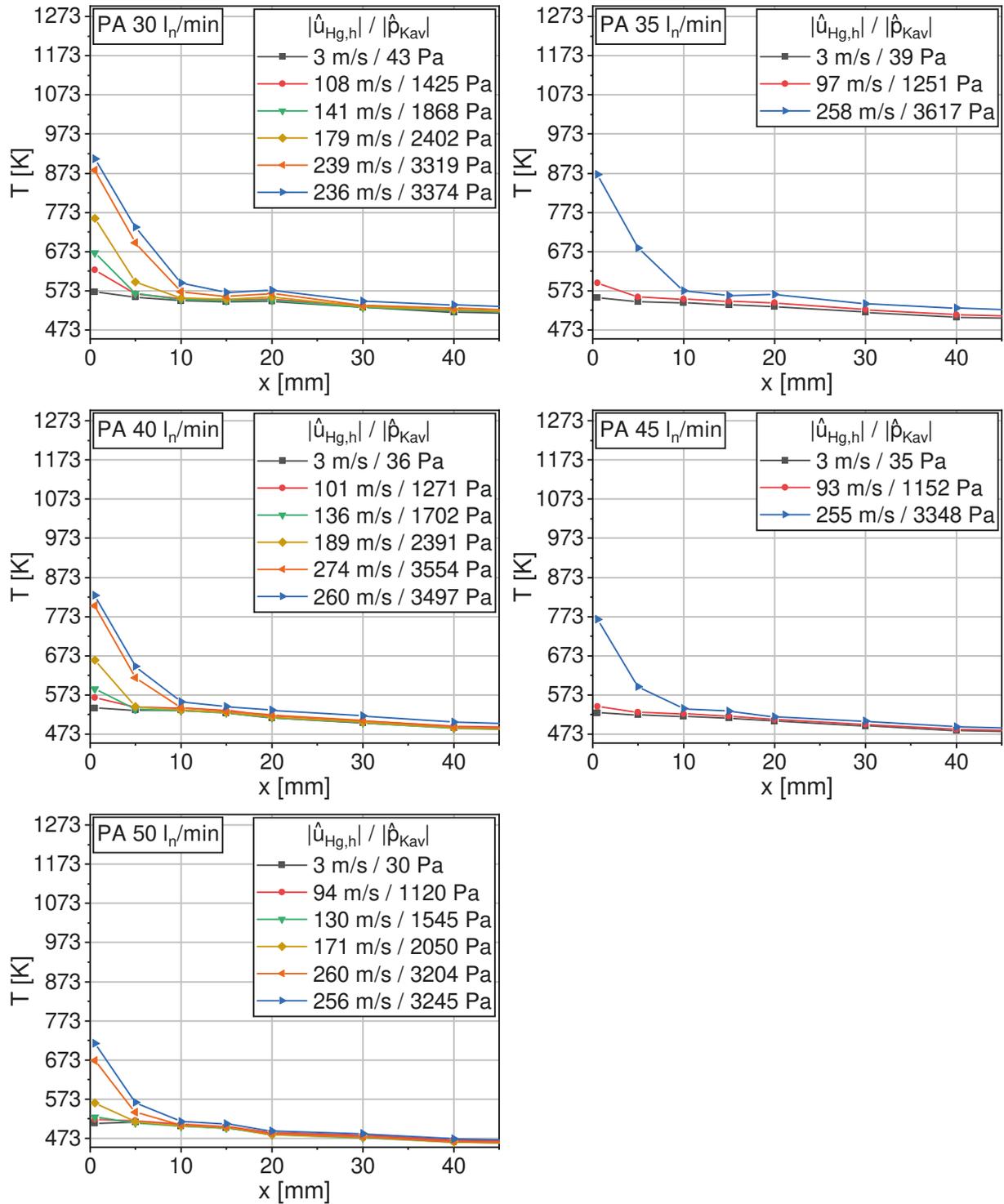


Abbildung 8.7: Temperaturverläufe im QWT.

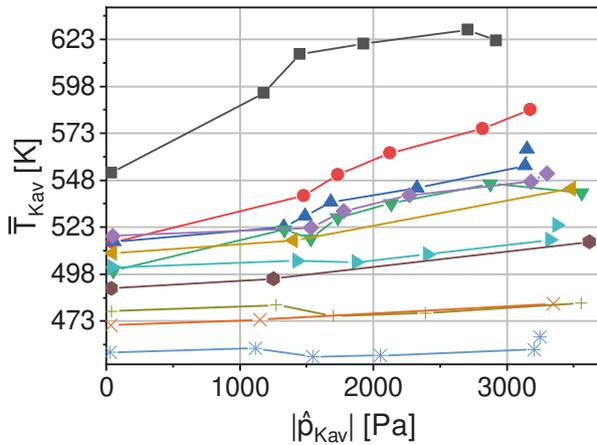
raturverlauf bildet hier ein Plateau aus, dessen Temperatur aus der Mischung von Heißgas und Spülluft bestimmt wird.

Die Verläufe bei PA 0,7 weichen von denen der anderen Spülluftmassenströme ab. Durch die sehr geringe Durchspülung des Resonators kann sich Heißgas mit der Luft im hinteren Teil der Kavität vermischen, sodass sich eine lange Zone mit erhöhten Temperaturen ausbildet, die bis 50 mm in den Resonator hineinreicht. Durch die stärkere Vermischung bildet sich im Gegensatz zu den anderen Fällen keine stark ausgeprägte Heißgaszone im vorderen Teil des Resonators aus, die durch die Spülluft dort begrenzt werden würde.

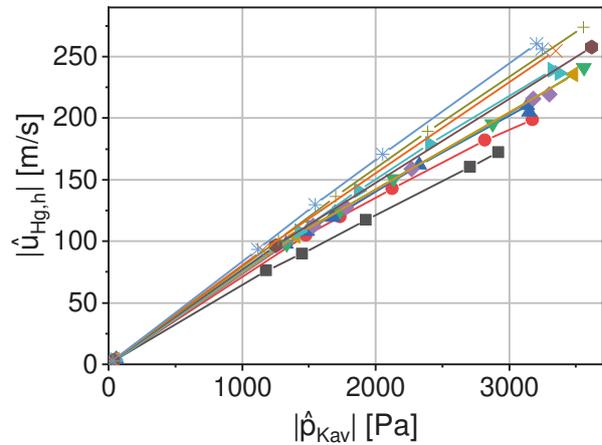
Je höher der Spülluftmassenstrom ist, desto höher kann die Druckamplitude im Resonator sein, ohne dass Heißgas eintritt. Bei sehr hohen Spülluftmengen sinkt aber auch die mittlere Temperatur ab, da die Spülluft nicht mehr ausreichend erhitzt werden kann.

Die mittleren Temperaturen der Kavität, die aus den Temperaturverläufen ermittelt werden können, sind in Abbildung 8.8a dargestellt. Die Temperaturen steigen mit der Schalldruckamplitude an, wobei die Steigung von der Spülluftmenge bestimmt wird. Die Spülluftvorwärmung wird bei Erhöhung der Sirenenanregung nicht verändert. Bei PA 50 ist die Steigung sehr gering, da bei allen Anregungsamplituden kein signifikanter Heißgaseintrag stattfindet. Bei niedrigen Spülluftmassenströmen nimmt die Temperatur mit der Druckamplitude in der Kavität stärker zu. Bei sehr geringen und sehr hohen Spülluftmassenströmen kann anfangs, also ohne Sirenenanregung, die mittlere Temperatur des Resonators nicht präzise eingestellt werden. Bei zu niedriger Spülluft ist die Temperatur der Kavität durch das eingedrungene Abgas im Verhältnis zur Auslegungstemperatur zu hoch, bei sehr hoher Spülluft kühlt die hohe Spülluftmenge den Resonator ab. Verwendet man Spülluftmengen von PA 5 bis PA 30, gelingt die Temperatureinstellung in einem Bereich von ± 10 K um die Auslegungstemperatur, die zur gewünschten Resonanzfrequenz führt.

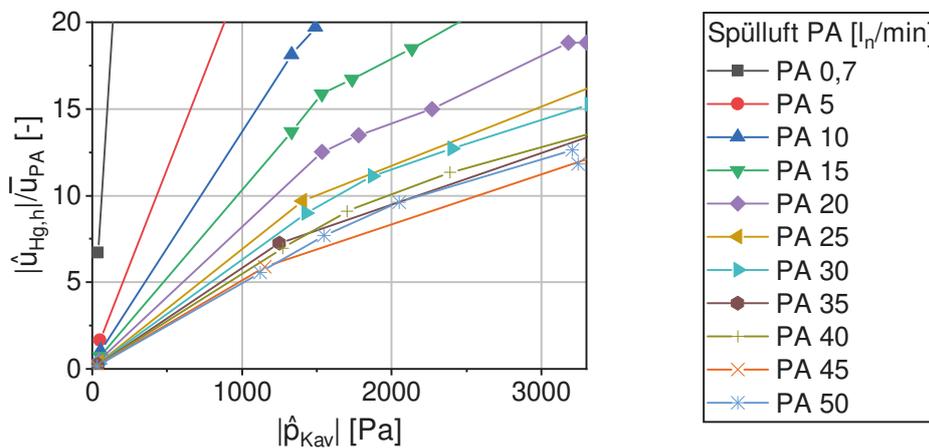
Die Amplitude der Heißgasoszillation ist ebenfalls hauptsächlich von der Druckamplitude der Kavität abhängig, vergleiche Abbildung 8.8b. Die Steigung des nahezu linearen Verhaltens wird zusätzlich von der Kavitätstempe-



(a) Gemittelte Kavitätstemperatur.



(b) Amplitude der Heißgasoszillation.



(c) Quotient aus Amplitude der Heißgasoszillation und Spülluftgeschwindigkeit.

Abbildung 8.8: Abhängigkeit verschiedener Parameter vom Schalldruck in der Kavität.

ratur beeinflusst, da diese Auswirkung auf die Schallgeschwindigkeit im Resonator hat. Aus diesem Grund ist die Heißgasgeschwindigkeit bei niedriger Spülluft bei vergleichbaren Druckamplituden in der Kavität etwas geringer als bei hoher Spülluft. Der Einfluss der Temperatur auf die Geschwindigkeit der Heißgasoszillation kann mittels Gleichung 2.39 bestimmt werden.

Als Kriterium für den Heißgaseintritt kann das Verhältnis von Heißgasgeschwindigkeit und Spülluftgeschwindigkeit dienen, siehe Abbildung 8.8c. So-

bald dieser Wert über 1 ansteigt, ist für einen zunehmenden Anteil der Halbperiode der Wert der Heißgaseinströmung höher als die Spülung des Resonators. Bei PA 0,7 liegt dieser Wert bereits ohne Sirenenanregung bei über 6 und steigt im Extremfall bis zu 340 an. Bei PA 50 fallen diese Werte bis auf 12 bei maximaler Sirenenanregung. Vergleicht man nun das berechnete Verhältnis, welches ein Worst-Case-Szenario beschreibt, mit den gemessenen Temperaturkurven, erkennt man beispielsweise bei PA 30, PA 40 und PA 50, dass der Heißgaseintrag jeweils erst bei einem Verhältnis größer 10 signifikant auftritt.

8.3 Instationäres Verhalten

Die Zeitreihen der Temperaturmessungen zeigen beim Anschalten der Sirenen einen sprunghaften Anstieg der Temperatur. Je nach Anregungsamplitude sind davon mehrere Thermoelemente betroffen, vergleiche Abbildung 8.9. Ebenfalls tritt dieser Effekt bei einer weiteren Erhöhung der Anregungsleistung und beim Abfahren der Sirenen auf. In diesem Abschnitt wird nun der Aufheiz- und Abkühlvorgang des Resonators untersucht.

Der Verlauf der dimensionslosen Temperatur Θ ist bei der Sprungantwort einer Blockkapazität laut [6] wie folgt definiert:

$$\frac{T(t) - T_U}{T_0 - T_U} = \Theta = e^{-\frac{t}{\tau_T}}. \quad (8.1)$$

Diese Gleichung kann auch aus dem Newtonschen Abkühlungsgesetz hergeleitet werden und beschreibt hier den Temperaturverlauf des Thermoelements bei sprunghafter Änderung der Umgebungstemperatur, wobei die Zeitkonstante τ_T eine Funktion der Wärmekapazität des Thermoelements und des konvektiven Wärmeübergangs zur Umgebung ist. Zur Bestimmung von τ_T wird eine Kurvenanpassung mit folgender Gleichung durchgeführt:

$$T(t) = (T_0 - T_U)e^{-\frac{t}{\tau_T}} + T_U. \quad (8.2)$$

Es werden folgende Temperaturänderungen untersucht: Eine Aufheizkurve und eine Abkühlkurve. Diese sind in Abbildung 8.9 ab $t=122$ s und $t=1389$ s

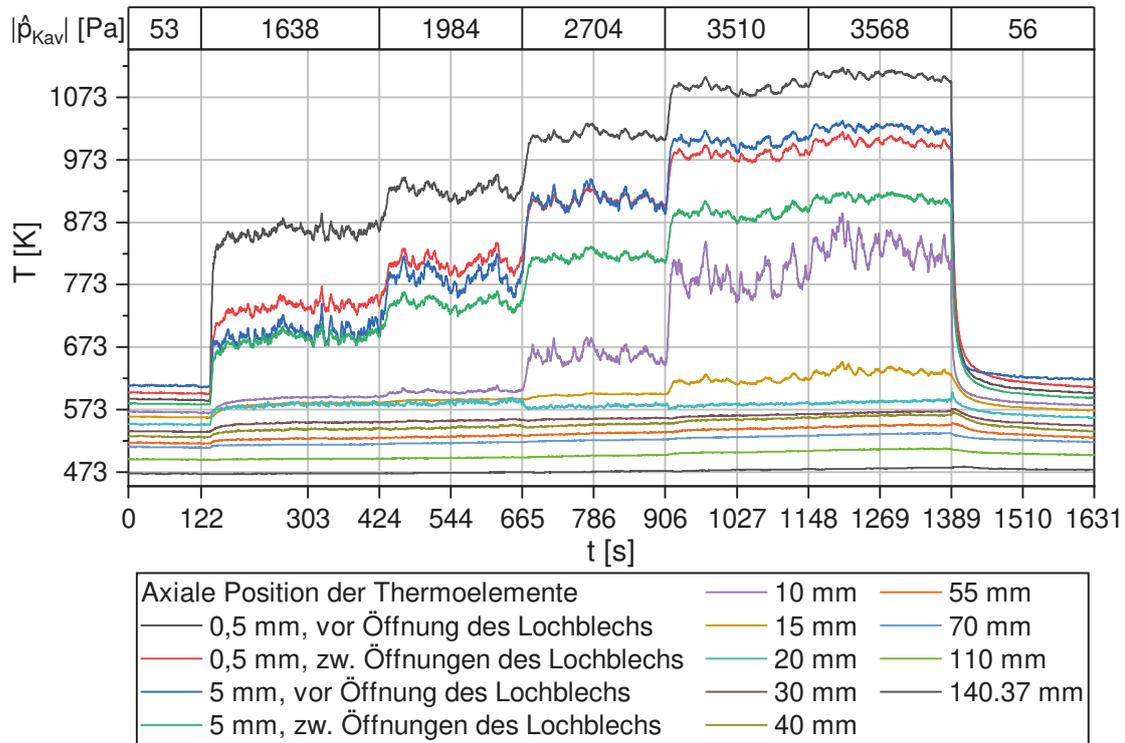


Abbildung 8.9: Zeitaufgelöste Temperaturverläufe im QWT.

dargestellt. Der Spülluftmassenstrom beträgt $15 l_n/min$. Aus diesen Zeitreihen werden Zeitkonstanten ermittelt, die in den Abbildung 8.10a und 8.10b zusammengefasst sind.

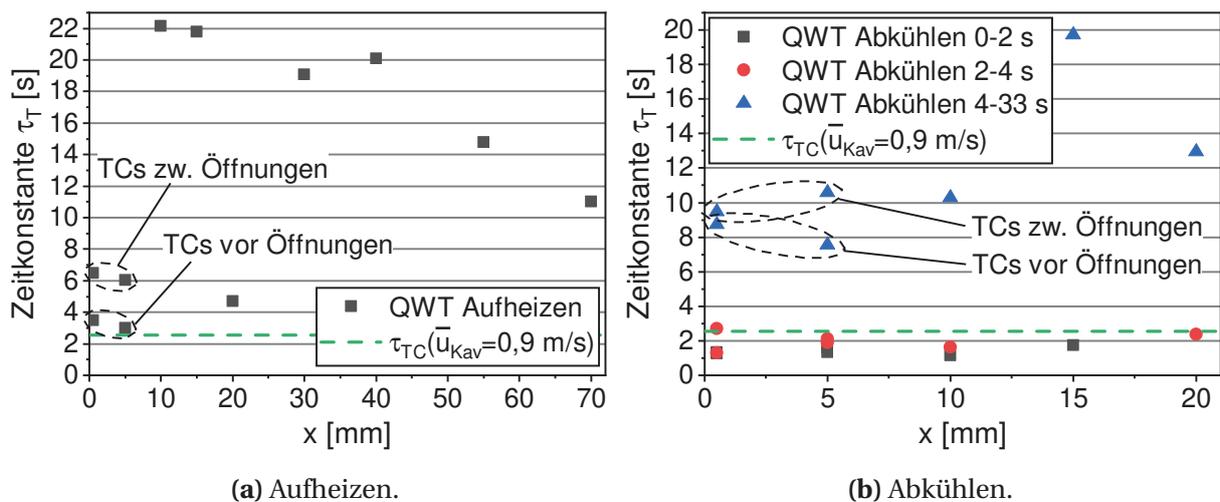


Abbildung 8.10: Zeitkonstanten τ_T der Thermoelemente im QWT.

Das Vorgehen ist wie folgt: Die aus den Zeitreihen ermittelten Werte für τ_T werden mit der Herstellerangabe τ_{TC} verglichen. Ist der Wert von τ_T größer als der von τ_{TC} , deutet dies auf eine Temperaturänderung hin, die nicht von der Thermoelementträgheit bestimmt wird, sondern durch eine langsamere Erwärmung oder Abkühlung der Kavität. Sind beide Werte ähnlich, deutet dies auf eine sprunghafte Temperaturänderung hin, die durch die Trägheit des Thermoelements zeitlich nicht aufgelöst werden kann.

Der Hersteller gibt τ_{TC} bei einer Umströmungsgeschwindigkeit von 19,8 m/s von Luft bei Raumtemperatur und atmosphärischem Druck [68] an. Dieser Wert kann für die Resonatoren skaliert werden. Es gilt folgende Proportionalität:

$$\tau_{TC}(u) \sim \frac{1}{\sqrt{Re(u)}}. \quad (8.3)$$

Der Wärmeübergang hängt hier hauptsächlich von der Umströmungsgeschwindigkeit ab. Bei Reynolds-Zahlen Re von 1 - 1000, wie sie an den Thermoelementen auftreten, gilt laut [6] eine Nußeltkorrelation, die zu eben genannter Gleichung führt.

Man erhält $\tau_{TC}(\bar{u}_{Kav}=0,9 \text{ m/s})=2,6 \text{ s}$ als Zeitkonstante der Thermoelemente, die sich durch die Umströmung mit Spülluft einstellt. Dieser Wert ist in den Abbildungen 8.10a und 8.10b als grüne Strichlinie eingezeichnet.

Nun sollen die tatsächlich auftretenden Zeitkonstanten τ_T für jeweils einen Abkühl- und Aufheizvorgang bestimmt werden, um sie mit dem theoretischen Wert der Thermoelementträgheit bei sprunghafter Temperaturänderung $\tau_{TC}(\bar{u}_{Kav}=0,9 \text{ m/s})$ zu vergleichen.

Abkühlen: Aus der rechnerisch bestimmten Axialgeschwindigkeit der Spülluft in der Kavität von etwa 0,9 m/s kann darauf geschlossen werden, dass der hier dargestellte Bereich von 20 mm innerhalb von 22 ms von Heißgas freigespült ist. Die Abkühlung in den ersten vier Sekunden ist dementsprechend hoch. Die Zeitkonstanten τ_T liegen in der Größenordnung von τ_{TC} , somit ist von einer sprunghaften Temperaturänderung in diesem Zeitfenster auszugehen.

Nach vier Sekunden steigt der Wert der Zeitkonstante τ_T deutlich an, die Abkühlung verläuft hier entsprechend langsamer. Die Spülluftgeschwindigkeit und damit τ_{TC} bleibt jedoch konstant. Der gemessene Verlauf ist folglich nicht durch die Trägheit des Thermoelements begründet, sondern durch ein langsames Abkühlen der Kavität. Die vorbeiströmende Spülluft wird auf dem Weg von den Einlassbohrungen zum Lochblech durch die noch heißen Wände erwärmt.

Eine Unterscheidung von Thermoelementträgheit und Abkühlung der Kavität ist hier sehr gut möglich, da die Strömungsgeschwindigkeit der Spülluft sehr genau berechnet werden kann.

Aufheizen: Beim Aufheizvorgang ist keine zeitliche Veränderung der Zeitkonstante τ_T zu beobachten, die Thermoelemente scheinen sofort mit der Endtemperatur beaufschlagt zu sein und passen sich über eine relativ kurze Zeit an diesen Wert an. Allerdings ist die Zeitkonstante τ_T abhängig von der axialen und radialen Position der Thermoelemente: Die höchsten Aufheizraten haben die Sensoren nahe des Lochblechs. Diese Thermoelemente liegen im Bereich der Heißgas-Jets.

Die vor den Öffnungen des Lochblechs platzierten Thermoelemente weisen dabei niedrigere Zeitkonstanten auf als die Thermoelemente, welche zwischen den Öffnungen positioniert sind. Die Thermoelemente vor den Öffnungen des Lochblechs sind in einer Zone mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten platziert, was zu niedrigeren Zeitkonstanten führt.

Im Gegensatz dazu liegen die Thermoelemente zwischen den Öffnungen des Lochblechs nicht in Bereichen mit solch hohen Strömungsgeschwindigkeiten. Die Zeitkonstanten τ_T dieser Thermoelemente sind deshalb höher.

Die Zeitkonstanten τ_T liegen im hinteren Bereich der Kavität um den Faktor 4-9 über dem Herstellerwert von τ_{TC} . Also deuten die beobachteten Temperaturverläufe auf ein langsames Aufheizen der Kavität hin. Vermutlich geschieht dies durch axiale Wärmeleitung in der Wand des Resonators bis die Kühlung durch die Spülluft zu einer Gleichgewichtstemperatur führt.

Das Thermoelement bei $x=20$ mm scheint sich deutlich schneller aufzuheizen als die davor- und dahinterliegenden. Der Endwert fügt sich dann wieder in den kontinuierlichen axialen Temperaturabfall ein. Eine Erklärung hierfür konnte nicht gefunden werden.

Da sich die Zeitkonstanten während des Aufheizvorgangs nicht verändern, ist anzunehmen, dass der Mischvorgang von geringer Dauer ist und innerhalb weniger Oszillationen einen quasistationären Wert erreicht. Der beobachtete Temperaturverlauf ist größtenteils der Thermoelementträgheit geschuldet.

8.4 Fazit

Das Temperaturprofil in den Resonatoren wurde unter Variation verschiedener Betriebsparameter untersucht. Dies führte zu folgenden Ergebnissen:

- Der axiale Verlauf der Temperatur in der Resonatorkavität hängt stark von Spülluftmenge und dynamischem Druck ab.
- Die Amplitude des dynamischen Drucks hat einen linearen Einfluss auf die mittlere Resonatortemperatur. Das Ausmaß dieses Zusammenhangs wird von der Spülluftmenge bestimmt.
- Die Druckamplitude in der Kavität ist annähernd proportional zur Brennkammeramplitude.
- Bei Heißgaseintritt entsteht eine heiße Zone im vorderen Bereich des Resonators. Die Spülluft verhindert eine Verteilung innerhalb des Resonators.
- Die Unterschiede der Thermoelemente vor und zwischen den Öffnungen des Lochblechs weisen auf starke 3D-Effekte im Resonator hin.
- Über einem Verhältnis der Heißgasgeschwindigkeit zur Spülluftgeschwindigkeit von 10 wirkt sich der Heißgaseintrag signifikant auf die Resonatortemperatur aus.

- Bei An- und Abschalten der akustischen Anregung kommt es zu sprunghaften Temperaturänderungen. Der vordere Teil des Resonators wird durch Heißgasjets schlagartig aufgeheizt, der dahinterliegende Teil durch Wärmeleitung langsamer.
- Je nach Lage der Thermoelemente (vor einer Öffnung des Lochblechs oder zwischen den Öffnungen) heizen sich diese schneller oder langsamer auf.
- Die Abkühlung der Resonatoren erfolgt zuerst schlagartig durch Ausspülung des Heißgases und dann langsam durch Abkühlung der Resonatorwand.

Folgende Schlussfolgerungen können für die Auslegung von Resonatoren gezogen werden:

- Die mittlere Resonatortemperatur ist eine Schlüsselgröße bei der Stabilisierung eines Systems durch Dämpfer.
- Bei der Auslegung von Resonatoren muss der Temperaturverlauf beachtet werden, da ansonsten die Resonanzfrequenz möglicherweise im Bezug auf das Optimum verschoben ist, was die Dämpfungswirkung deutlich verringert.
- Ist die mittlere Resonatortemperatur bei stabilem Betrieb und das druckamplitudenabhängige Verhalten bekannt, kann die brennkammeramplitudenabhängige Dämpfungswirkung der Resonatoren bei der Modellierung berücksichtigt werden. Diese Temperaturabhängigkeit geht nicht aus der kalten Charakterisierung im Impedanztestand hervor.
- Um Heißgaseintrag vollständig zu verhindern, sind sehr hohe Spülluftrafen nötig, die einen negativen Einfluss auf die Brennerluftmenge haben und somit die Stickoxidbildung fördern.
- Tritt eine selbsterregte Instabilität auf, führt der Heißgaseintritt zu annähernd sofortiger Verstimmung des Resonators.

9 Brennerstufung

Eine weitere Möglichkeit, die Stabilitätsreserve einer Brennkammer zu erhöhen, ist die Stufung einzelner Brenner oder Brennergruppen. Diese Stufung wird an der Ringbrennkammer implementiert und untersucht.

Der Aufbau und Betrieb der Brenner im technisch vorgemischtem Fall wird in Abschnitt 9.1 beschrieben. Durch die Änderung der Vormischung verändert sich die Brenner- und Brennkammercharakteristik. Die Auswirkungen davon werden zunächst in Abschnitt 9.2 untersucht. Eine Analyse der Modendynamik im technisch vorgemischtem Betrieb wird in Anhang D.2.2 durchgeführt.

Die Untersuchungen mit Stufung einzelner Brenner werden in den darauffolgenden Abschnitten behandelt. Zunächst wird ermittelt, wie stark Brenner gestuft werden können und wie groß die Auswirkungen auf die Stabilität sind. Weiterhin werden symmetrische und asymmetrische Stufungsmuster vermessen.

Die Stabilitätsgrenze hängt auch im TPM-Betrieb von der Plenumstemperatur ab. Die Auswirkungen einer Variation dieser Temperatur auf zwei instabile Moden wird in Anhang G untersucht.

9.1 Realisierung der Brennstoffungleichverteilung

Der Aufbau der Brenner, bzw. die Brennstoffinjektion im TPM-Betrieb wurden in Kapitel 3 beschrieben. Abbildung 3.3 zeigt die Strömungspfade der Reaktanden im Brenner. Auch das Feinreguliertventil zur Einstellung der Brennerstufung ist dargestellt. Dieses befindet sich stromauf in der Brennstoffzulei-

tung, direkt außerhalb des Plenums. Weiter stromauf befindet sich ein Gasverteiler sowie ein Massenstromregler, der alle Brenner versorgt.

Zur Einstellung der Brennerstufung werden einzelne Ventile gedrosselt, wobei die thermische Gesamtleistung durch den Erdgasmassenstromregler konstant bleibt. Dies resultiert in einer Aufteilung in zwei Brennergruppen. Die gedrosselten Brenner verbrennen ein magereres Gemisch, alle anderen Brenner werden fetter betrieben. Der Luftmassenstrom bleibt für alle Brenner annähernd konstant, da der Brennerdruckverlust kaum verändert wird. Dadurch teilt sich ein Betriebspunkt in der Stabilitätskarte in einen magereren und einen fetteren Teilbetriebspunkt auf.

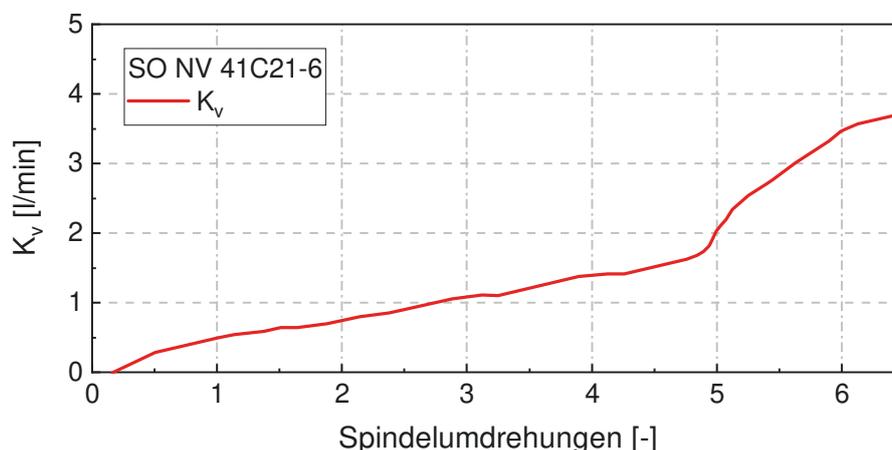


Abbildung 9.1: Durchflusscharakteristik der Feinreguliertventile nach [90].

Die Einstellung der Stufung erfolgt über die Feinreguliertventile *Serto SO NV 41C21-6*, deren Kennlinie in Abbildung 9.1 dargestellt ist. Der Durchflusskoeffizient K_v ist laut [20] und [101] der „spezifische Volumendurchfluss eines Ventils bei einem festgelegten Hub“. Dieser Wert lässt sich in einen Druckverlustbeiwert ζ umrechnen [49]. Unter Vernachlässigung weiterer Druckverluste, also gleichem Vor- und Hinterdruck des Ventils, ist der Massenstrom durch das Ventil direkt proportional zum K_v -Wert. Voruntersuchungen zeigen aber, dass diese Annahme nicht gültig ist.

Alternativ dazu können alle Druckverluste stromab der Ventile berechnet und ein Gesamtdruckverlust abhängig von der Ventilöffnung bestimmt werden. In dieser Untersuchung wird allerdings der Ansatz einer Kalibration der Gas-

zuführungen verwendet, um Unsicherheiten bei der Ventilstellung und den Druckverlusten zu umgehen. Die Ventile werden mit einem Luftvolumenstrom kalibriert, der etwa der Gaszufuhr bei $P_{th}=60$ kW pro Brenner entspricht. So kann ein Druckverlust bei 100 % Öffnung bestimmt werden. Bei identischem Druckverlust werden bei jedem Brenner Ventilstellungen bestimmt, bei denen sich ein Volumenstrom von 95 % und 90 % einstellt. Diese Werte werden als Stufungsgrad bezeichnet. Es können Brennergruppen mit 100 %-, 95 %- und 90 %-Stufungsgrad gebildet werden.

Tabelle 9.1: Thermische Leistung und Luftzahl in Abhängigkeit der gestuften Brenner

Stufung	gedrosselte Brenner		restliche Brenner	
	P_{th} [kW]	λ [-]	P_{th} [kW]	λ [-]
12x100 %			45,8	1,550
2x90 % / 10x100 %	41,9	1,694	46,6	1,524
4x90 % / 8x100 %	42,7	1,665	47,4	1,498
2x95 % / 10x100 %	43,9	1,618	46,2	1,537
3x95 % / 9x100 %	44,1	1,611	46,4	1,531
4x95 % / 8x100 %	44,3	1,604	46,6	1,524
6x95 % / 6x100 %	44,7	1,591	47,0	1,511
8x95 % / 4x100 %	45,0	1,577	47,4	1,498

Basierend auf der Kalibration können unter Verwendung von [101] die thermischen Leistungen der einzelnen Brenner in Abhängigkeit der Anzahl der gestuften Brenner und des Stufungsgrades bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9.1 für den Betriebspunkt $P_{th}=550$ kW/ $\lambda=1,55$ dargestellt.

9.2 Stabilität ohne Stufung

Die Messungen der Brennercharakteristik am Einzelbrennerteststand lässt vermuten, dass das Verhalten der 1. Umfangsmode der Brennkammer im TPM-Betrieb ähnlich wie im PPM-Betrieb ist. Abbildung 9.2 stellt die gemessene Stabilitätskarte der Brennkammer bei technisch vorgemischtem Betrieb dar. Es zeigt sich, dass die Lage der Stabilitätsgrenze der 1. Umfangsmode sehr

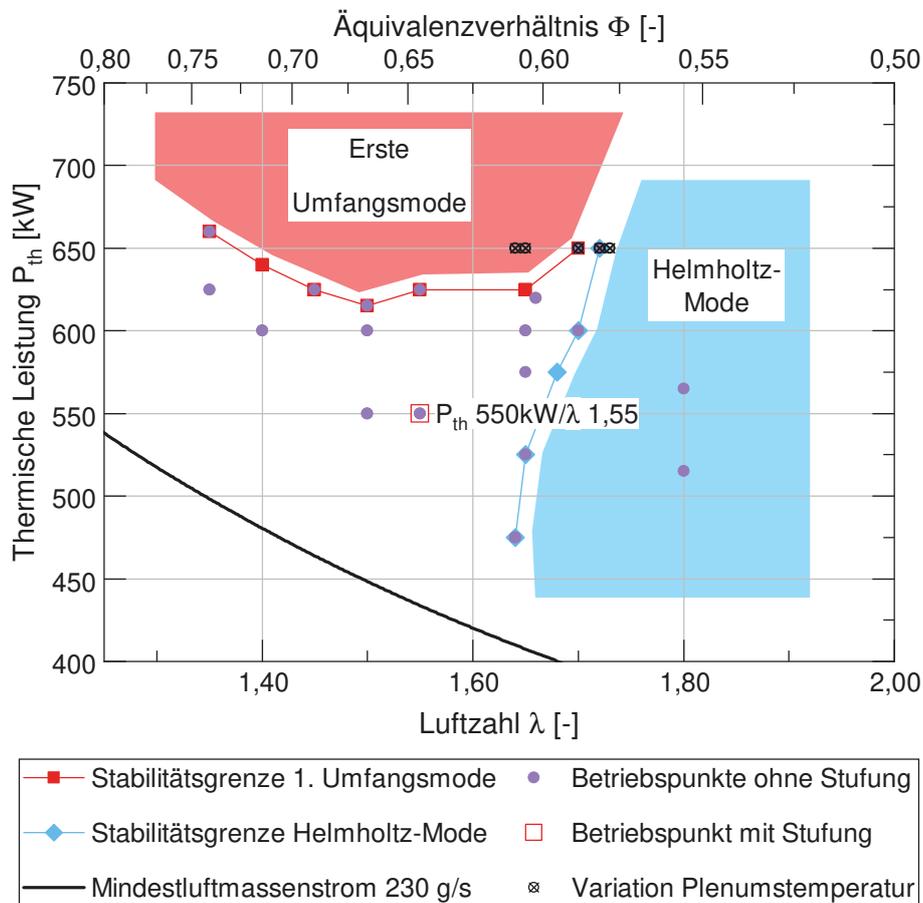


Abbildung 9.2: Stabilitätskarte der Ringbrennkammer im TPM-Betrieb ohne Dämpfer.

ähnlich zum perfekt vorgemischten Betrieb ist. Allerdings ist das Betriebskennfeld deutlich eingeschränkt, da in mageren Betriebsbereichen ab etwa $\lambda=1,65$ eine Instabilität mit einer Frequenz im Bereich von 190 Hz auftritt. Numerisch wurde diese Mode als Helmholtz-Mode identifiziert. Im PPM-Betrieb tritt diese Mode im Spektrum allenfalls stark gedämpft mit niedrigen Druckamplituden auf, vergleiche Abbildung B.1.

Abbildung 9.3 zeigt, dass im Bereich der Helmholtz-Mode die Amplitude der FTF im TPM-Betrieb deutlich höher ist als im PPM-Betrieb. Durch die stärkere Flammenantwort wird die vormals stark gedämpfte Mode im TPM-Betrieb an einigen Betriebspunkten instabil. Bade [3] und Freitag [27] ermitteln bei Untersuchungen anderer Brenner ein ähnliches Verhalten der FTF.

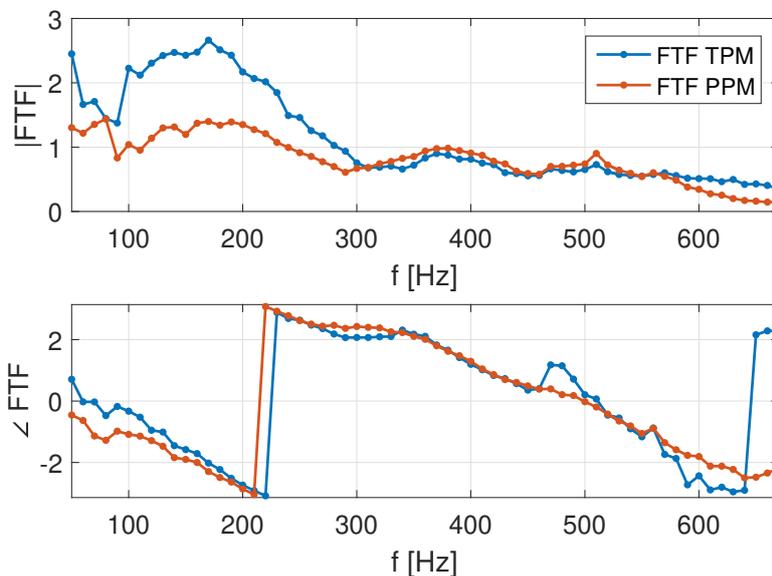


Abbildung 9.3: Flammentransferfunktionen der Drallbrenner im PPM- und TPM-Betrieb [110].

Die Helmholtz-Mode begrenzt den Betriebsbereich der Ringbrennkammer deutlich, da etwa bei $P_{th}=650 \text{ kW}/\lambda=1,70$ der direkte Übergang der Instabilitäten erfolgt. Es werden allerdings nie beide Modenformen gleichzeitig instabil. Die Lage der Stabilitätsgrenze der Helmholtz-Mode in der Stabilitätskarte hängt von der Plenumtemperatur ab. Der Übergangsbereich zwischen Umfangsmode und Helmholtz-Mode wird in Anhang G näher untersucht.

Ähnlich wie in Abschnitt 5.2 wird die Systemdämpfung an mehreren Betriebspunkten bestimmt. Hierbei wird jeweils die Dämpfung im TPM-Betrieb gemessen, allerdings mit gleichmäßiger Brennstoffverteilung, also ohne Stufung. Ausgehend von diesen Werten werden am Betriebspunkt $P_{th}=550 \text{ kW}/\lambda=1,55$ Dämpfungswerte mit verschiedenen Stufungsmustern bestimmt.

Zur korrekten numerischen Bestimmung der Dämpfungsraten im gestuften Betrieb muss die Flammendynamik an sämtlichen (Teil-)Betriebspunkten bekannt sein, beispielsweise durch Messung oder durch Interpolation. Eine Interpolationsmethode für Flammentransferfunktionen wird von Zahn [110]

beschrieben. So wird es möglich, die gemessenen Stufungsmuster auf andere Betriebspunkte zu übertragen.

Die Dämpfungswerte der Betriebspunkte ohne Brennerstufung sind in Tabelle E.2 dargestellt, der Verlauf der Dämpfung ist in Leistung-Luftzahl-Diagrammen in Abbildung 9.4 aufgezeichnet. Die Stabilitätsgrenze der 1. Umfangsmode verläuft ähnlich wie im perfekt vorgemischtem Betrieb, auch hier zeigt sich ein Gebiet mit sehr hoher Stabilität bei niedrigen Leistungen. Die Dämpfungsrate der Helmholtz-Mode hängt stark von der Luftzahl ab. Je magerer das Gemisch ist, desto geringer ist die Stabilität.

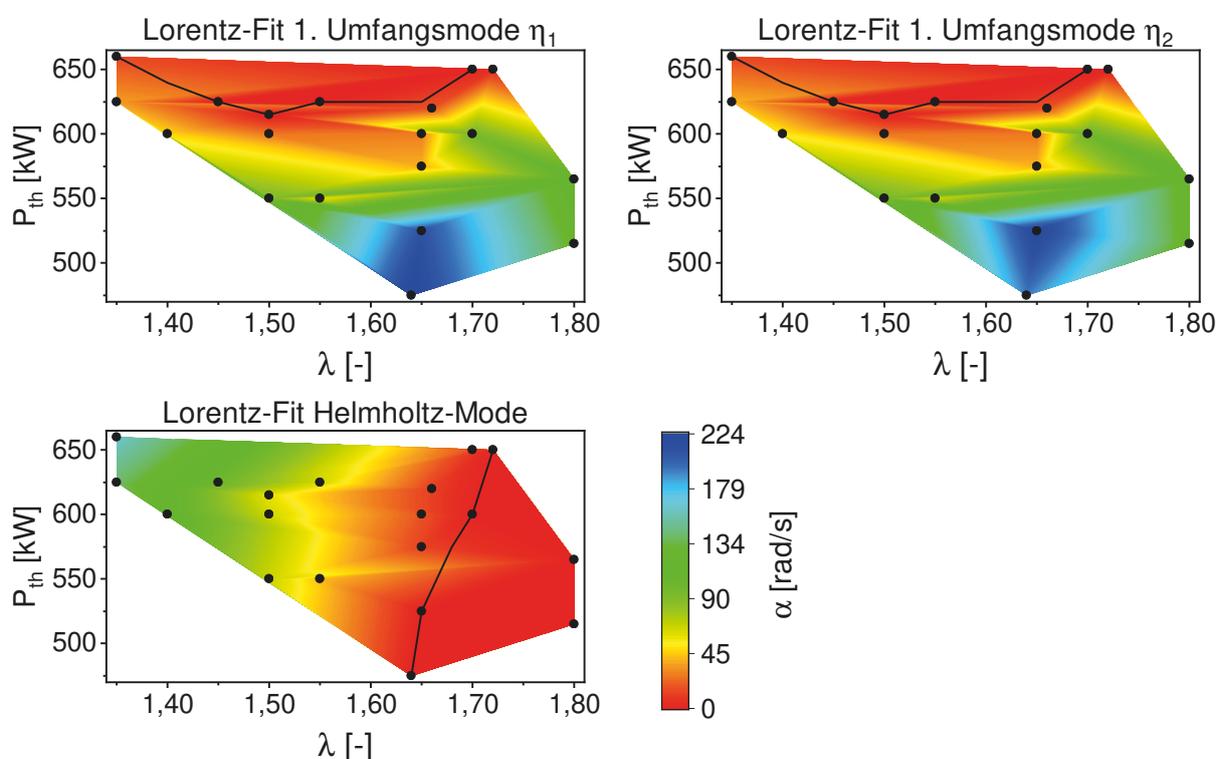


Abbildung 9.4: Stabilität der Moden η_1 und η_2 sowie der Helmholtz-Mode.

Die Stabilitätswerte werden hier hauptsächlich durch den Lorentz-Fit bestimmt, da wegen der teilweisen Dominanz der Helmholtz-Mode an vielen Betriebspunkten die Auswertung durch den Autokorrelations-Fit nicht gelingt. Wie in Anhang B erörtert wird, bereiten zusätzliche, im System vorhandene, schwach gedämpfte Moden Probleme bei der Auswertung. Die dort vorgeschlagene Lösung der Bandpassfilterung des Signals um die jeweilige Mode

wird hier nicht vorgenommen, da die Filterung durch die geringe Filterweite die Auswertung stark beeinflussen würde. Die Helmholtz-Mode wird genau wie die axiale Mode in Abschnitt 7.5 auf Basis der arithmetisch gemittelten Dämpfungswerte der Sensoren analysiert.

9.3 Einfluss der Stufung auf die Stabilität

Wie bereits im Abschnitt 9.1 erwähnt, soll der Grad der Brennerstufung untersucht werden. Dazu wird anhand von drei Konfigurationen die Dämpfung mit 95 % und 90 % Stufungsgrad untersucht. Diese Konfigurationen sind in Abbildung 9.5 abgebildet. Die fett dargestellten Brenner werden gedrosselt und werden somit mit geringerer Leistung, alle anderen Brenner werden mit höherer Leistung betrieben. Die Benennung der Konfigurationen lehnt sich an die Nomenklatur aus Kapitel 7 an.

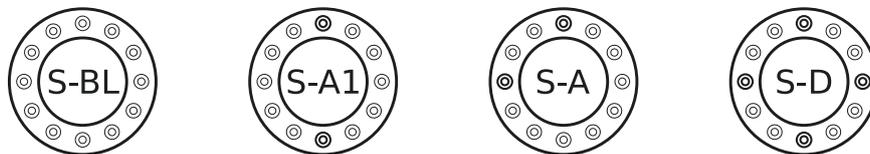


Abbildung 9.5: Brennerkonfigurationen der Untersuchung zum Einfluss des Stufungsgrades.

Die Ergebnisse der Untersuchung in Abbildung 9.6 zeigen, dass die Brennerstufung eine Erhöhung der Dämpfungsrate ermöglicht. Der Anstieg hängt deutlich vom Stufungsgrad ab. Bei Konfiguration S-A1 wird bei 95 % Stufungsgrad eine Mode um etwa 20 rad/s stärker gedämpft, bei 90 % um etwa 40 rad/s stärker. Die zweite Mode verbleibt auf dem Niveau der Referenzmessung. Dieses Verhalten ist auch von der Dämpferkonfiguration A1 bekannt. Ebenso wird Konfiguration S-A mit steigendem Stufungsgrad stabiler. Beide Moden sind hier sehr gleichmäßig gedämpft. Die Mittelwerte liegen für beide Stufungsgrade zwischen denen der Konfiguration S-A1. Dies gilt auch im Falle von vier gedrosselten Brennern bei 95 % Stufung: Konfiguration S-D weist ebenfalls ei-

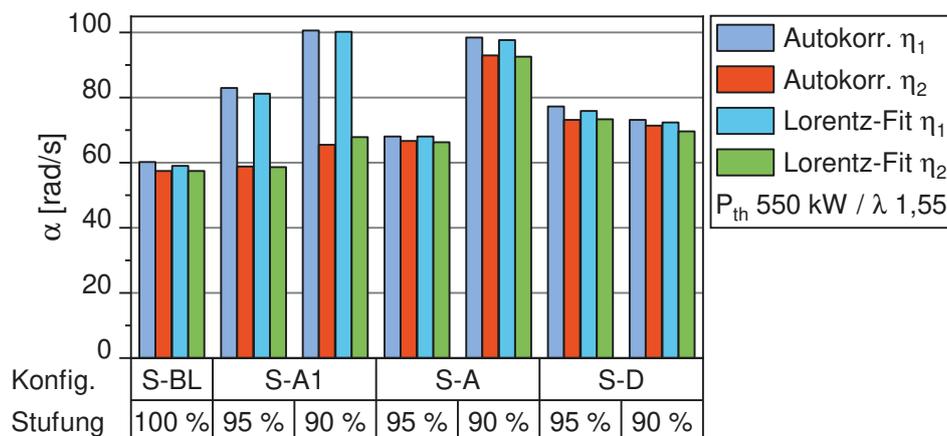


Abbildung 9.6: Einfluss der Stufung.

ne weiter erhöhte Dämpfungsrate und gleichmäßige Dämpfung der Moden auf. Bei 90 % Stufungsgrad hingegen wird keine weitere Erhöhung der Dämpfung erreicht.

Betrachtet man die relativen Werte bei 95 % Stufung, so bewirken zwei Brenner eine Steigerung der Dämpfungsrate beider Moden von im Mittel 8 rad/s gegenüber der Referenzmessung. Vier gedrosselte Brenner führen im Mittel beider Moden zu 16 rad/s mehr Dämpfung.

Bei 90 % Stufungsgrad zweier Brenner stabilisieren sich beide Moden im Mittel um 30 rad/s. Die Dämpfungserhöhung bei vier gedrosselten Brennern fällt hier deutlich niedriger aus, sie beträgt nur 13 rad/s.

9.4 Modensplit

Im vorherigen Abschnitt zeigte sich bereits eine ungleiche Aufteilung der Dämpfungsrate bei bestimmten Brennerkonfigurationen. Ein Vergleich mit den Untersuchungen zum Modensplit bei dem Einsatz von Dämpfern in Abschnitt 7.2.4 liegt nahe. Aus diesem Grund soll dieser Effekt ähnlich untersucht werden: Vier Brenner werden gedrosselt, wobei in Konfiguration S-H1 jeweils zwei gedrosselte Brenner nebeneinander liegen, 180° davon entfernt sind zwei weitere Brenner gedrosselt, siehe Abbildung 9.7. Über Konfiguration S-H2 bis

hin zu S-H3 wird die azimutale Verteilung der gedrosselten Brenner gleichmäßiger. Konfiguration S-H3 entspricht S-D bei 95 % Stufung. In Anlehnung an Konfiguration F0 wäre eine Konfiguration S-H0 denkbar, welche S-A1 bei 90 % Stufung entspricht. Aufgrund der Ergebnisse aus der vorherigen Untersuchung wird dieser Ansatz nicht weiter vertieft.

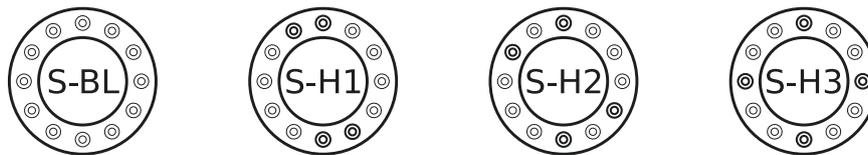


Abbildung 9.7: Untersuchung zum Modensplit durch Stufung.

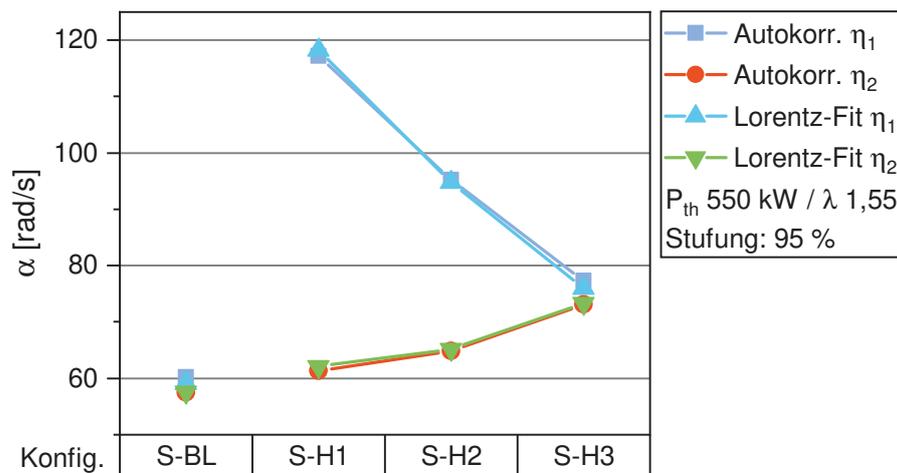


Abbildung 9.8: Modensplit durch Brennerstufung.

Die Ergebnisse der drei Brennerkonfigurationen im Vergleich zur Referenzmessung sind in Abbildung 9.8 dargestellt. Man erkennt, dass genau wie im Falle asymmetrischer Dämpfer ein starker Modensplit entsteht, der sich hin zum symmetrischen Stufungsmuster abbaut. Konfiguration S-H1 weist einerseits einen sehr starken Zuwachs der Dämpfungsraten der Mode η_1 auf, η_2 ist hingegen nur wenig mehr gedämpft als in der Referenzmessung.

9.5 Einfluss des Stufungsmusters auf die Stabilität

Zur Untersuchung verschiedener Stufungsmuster werden in diesem Abschnitt bei 95 % Stufung verschiedene Brenner gedrosselt. Abbildung 9.9 zeigt die gedrosselten Brenner der betrachteten Konfigurationen. Einige Konfigurationen

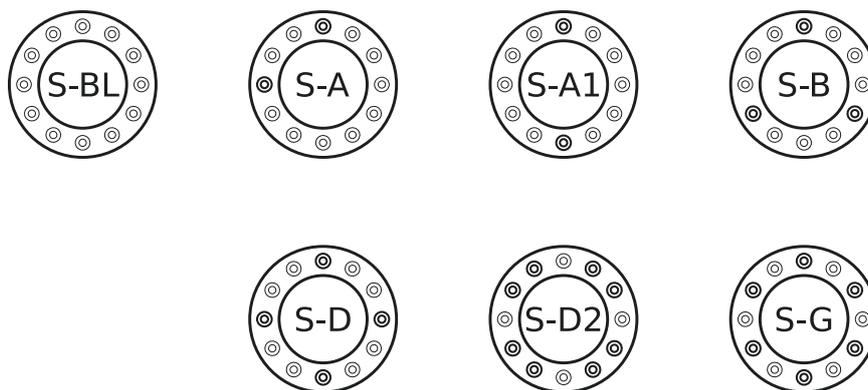


Abbildung 9.9: Untersuchung zum Einfluss des Stufungsmusters.

sind analog zu Kapitel 7, die Konfigurationen S-D2 und S-G haben keine Entsprechung. S-D2 ist das Gegenstück zu S-D: Hier werden vier Brenner fetter betrieben, bei S-D vier Brenner magerer.

Die Ergebnisse in Abbildung 9.10 zeigen einen Zuwachs der mittleren Dämpfungsrates. Der Gewinn an Dämpfungsrates ist nicht proportional zur Anzahl der gedrosselten Brenner, sondern sinkt mit steigender Anzahl ab. Zwei Brenner (S-A) erhöhen die Stabilitätsmarge um 8,7 rad/s, drei (S-B) um weitere 4,6 rad/s, vier (S-D) um weitere 3,0 rad/s und sechs gedrosselte Brenner (S-G) nur noch um zusätzliche 1,6 rad/s.

Konfiguration S-A1 zeigt den bereits besprochenen Modensplit, genauso wie Konfiguration S-G. Es ist zu vermuten, dass das Ergebnis von Konfiguration S-G nicht plausibel ist. Überträgt man die Erkenntnisse aus Abschnitt 7.1, so sollte Konfiguration S-G eine gleichmäßige Dämpfung der Moden ergeben. Zahn [110] untersucht diese Konfiguration numerisch, hier ergibt sich ebenfalls eine gleichmäßige Dämpfung.

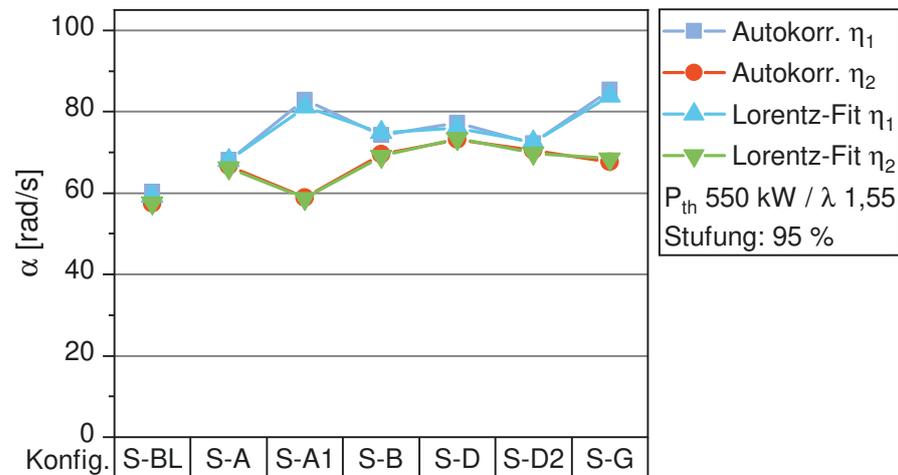


Abbildung 9.10: Einfluss des Stufungsmusters auf die Dämpfung.

Die Konfiguration S-D2 fällt bezüglich der Dämpfungswirkung gegenüber S-D zurück, da die Steigerung der Dämpfungsrate etwas niedriger ist als bei letztgenannter.

9.6 Fazit

In diesem Kapitel sind die Brenner des Teststands im technisch vorgemischten Betrieb eingesetzt worden. Dabei wurden die Brenner teilweise mit unterschiedlichen Brennstoffmassenströmen beschickt und die Auswirkungen dieser Stufung auf die Dämpfung ermittelt. Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Die Stabilitätsgrenze der 1. Umfangsmode verläuft etwa wie im PPM-Betrieb. Zusätzlich wird bei mageren Betriebspunkten eine Helmholtz-Mode instabil, welche durch eine geänderte Flammencharakteristik angefacht wird.
- Brennerstufung erhöht die Systemstabilität. Der Grad der Stufung beeinflusst den Dämpfungsratenzuwachs.
- Wie bei Dämpfern tritt bei nicht optimaler Verteilung der gestuften Brenner ein Modensplit auf.

- Eine Erhöhung der Anzahl der gedrosselten Brenner erhöht die Dämpfung, allerdings mit sinkendem Dämpfungsratenzuwachs.
- Eine abgesenkte Plenumtemperatur hat wie im PPM-Betrieb einen stabilisierenden Einfluss auf die Umfangsmode. Die Helmholtz-Mode verhält sich gegensätzlich: Eine Absenkung der Plenumtemperatur senkt auch die Stabilität dieser Mode.

Folgende Schlussfolgerungen können aus den Untersuchungen gezogen werden:

- Obwohl durch die Brennerstufung eine Brennergruppe fetter und damit näher am Stabilitätslimit betrieben wird, erhöht sich die Systemstabilität. Bei keiner Mode wurden Dämpfungswerte unterhalb der Referenzmessungen bei ungestuftem Betrieb ermittelt.
- Der Effekt der Brennerstufung ist deutlich geringer als der von Resonatoren. Die Dämpfungsratensteigerung des QWT liegt etwa eine Größenordnung über der der Brennerstufung.
- Generell ist eine negative Auswirkung von ungleichmäßiger Luftzahlverteilung auf die Emissionen der Brennkammer zu erwarten. Dahingehende Auswirkungen wurden nicht analysiert. Bei den untersuchten Stufungsszenarien mit nur moderaten Unterschieden der Flammentemperatur sollte der Einfluss auf die Stickoxidbildung aber gering sein.

10 Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden verschiedene Möglichkeiten zur Erhöhung der thermoakustischen Stabilität einer Ringbrennkammer untersucht. Dazu kommen hier einerseits passive Dämpfer und andererseits die Stufung von Brennern zum Einsatz.

Die verwendeten Messmethoden, der Abklingkurven-Fit, der Lorentz-Fit und der Fit der Autokorrelation, wurden anhand von Testfällen miteinander verglichen. Es wurde gezeigt, dass der Abklingkurven-Fit durch die Anregung einen Eingriff in das System darstellt, da es in Fällen mit Dämpfern diese durch Heißgaseintrag verstimmt. Bei sehr hohen Dämpfungswerten liefert die Autokorrelationsanalyse die verlässlichsten Werte. Durch den Einsatz eines Gibbs-Samplers findet hier eine robustere Parameteranpassung als beim Lorentz-Fit statt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass eine sinnvoll gewählte Bandpass-Filterung des gemessenen Signals zu einer genaueren Bestimmung der Dämpfungsrate führt.

Der Teststand wurde zunächst ohne Dämpfer akustisch charakterisiert, um Referenzwerte für die Messungen mit Dämpfern zu erhalten. Dabei wurde der Verlauf der Stabilitätsgrenzen der 1. Umfangsmode und der mageren Löschgrenze bestimmt. Die Brennkammer weist einen großen Bereich stabilen Betriebs auf, der später durch Einsatz von Dämpfern noch erweitert werden konnte. Im stabilen Bereich wurden Dämpfungsraten ohne Resonatoreinfluss bestimmt. Gleichzeitig wurden Betriebspunkte festgelegt, an denen Dämpferuntersuchungen durchgeführt werden sollten. Zusätzlich zu diesen Untersuchungen wurde der Einfluss der Temperaturen von Brennkammerwand und Plenum auf die Dämpfungsraten des Systems ohne Dämpfer bestimmt. Es zeigt sich hier eine starke Abhängigkeit von der Plenumtemperatur.

Zur Untersuchung von Dämpfern wurden Resonatoren in Form eines modifizierten Quarter Wave Tube (QWT) mit Luftspülung der Kavität und Lochblech am brennkammerseitigen Ende eingesetzt. Diese QWTs wurden in einer Parameterstudie optimiert, bis sie die Stabilität der Versuchsbrennkammer deutlich erhöhten. Die Parameter waren Lochblech-Porosität, Resonatorlänge und Spülluftmenge. Eine Erhöhung der Porosität wirkt sich dabei am stärksten auf die Dämpfung aus. Gleichzeitig muss die Länge des Resonators auf das verwendete Lochblech und die exakte Zielfrequenz abgestimmt werden. Um Verstimmung durch Heißgas zu vermindern, ist ein Mindestspülluftmassenstrom notwendig.

Nach Abschluss der Parameterstudie wurde anhand der optimierten QWT-Konfiguration der Einfluss der Dämpferanzahl und -platzierung auf die Systemstabilität untersucht. Die Dämpfungsrate skaliert im Optimalfall etwa linear mit der Anzahl der Dämpfer. Bei nicht optimaler Anordnung werden die Moden η_1 und η_2 nicht gleichmäßig gedämpft. Es wurde gezeigt, dass dies zu einer Erhöhung der örtlichen Spitzenamplitude führt. Die Schalldruckamplitude in der Brennkammer ist im stabilen Fall in etwa reziprok proportional zur Dämpfungsrate. Die Abhängigkeit der ungleichmäßigen Dämpfungsverteilung der Moden (Modensplit) von der Dämpferanordnung wurde herausgearbeitet. Eine Abhängigkeit der Dämpfung von der axialen Dämpferposition konnte ebenfalls nachgewiesen werden. Der Betriebsbereich wurde durch die Dämpfer erweitert. Dies wurde anhand von vier QWTs gezeigt. Hier ist das System bis $\lambda=1,30$ stabil, während die Stabilitätsgrenze bei den beiden untersuchten Luftmassenströmen von 348 g/s und 380 g/s ohne Dämpfer ansonsten bei etwa $\lambda=1,62$ und $\lambda=1,66$ liegt.

Der Heißgaseintrag in die Resonator-kavität wurde systematisch untersucht. Durch die simultane Temperaturmessung an 13 Stellen in der Kavität konnten durch den Einsatz der Sirenen Temperaturverläufe in Abhängigkeit der Brennkammer- und Kavitätsamplitude aufgezeichnet werden. Es bildet sich eine Heißgaszone im vorderen Teil der Kavität aus. Das Heißgas wird durch die hohen Oszillationsamplituden in den Öffnungen des Lochblechs aus der Brennkammer in die Dämpfer eingetragen. Die Länge des Bereichs mit Heißgas in der Kavität hängt von der Spülluftmenge ab. Die mittlere Temperatur

der Kavität ändert sich je nach Anregungsamplitude um bis zu 8 %. Somit ändert sich auch die Resonanzfrequenz der Dämpfer und damit die Dämpfungswirkung. Ein signifikanter Heißgaseintrag tritt auf, sobald die Heißgasoszillationsamplitude um den Faktor 3 größer als die Spülluftgeschwindigkeit ist. Es konnte gezeigt werden, dass das Aufheizen sehr schnell erfolgt und sich bei sprunghafter Änderung der Anregungsamplitude bereits nach wenigen Sekunden eine Heißgaszone ausbildet. Der Abkühlvorgang ist zweigeteilt: Das Heißgas ist spätestens nach wenigen Sekunden ausgespült, es erfolgt eine langsamere Abkühlung der Resonatorwände bis zur Gleichgewichtstemperatur.

Da davon auszugehen war, dass eine Brennerstufung einen Zugewinn an Dämpfung mit sich bringt, wurde die Brennkammer ohne Dämpfer mit Brennstoffinjektion und Gemischbildung in den Brennern untersucht. Dies erlaubt es, einzelne Brenner mit unterschiedlichen Luftzahlen zu betreiben. Zuerst wurde eine Stabilitätskarte der Brennkammer im ungestuften Betrieb aufgezeichnet. Verursacht durch die Gemischbildung im Brenner tritt zusätzlich zur Umfangsmode eine instabile Helmholtz-Mode bei mageren Betriebspunkten auf, die durch die Luftzahlschwankungen hervorgerufen wird. Hierdurch wird der stabile Betriebsbereich eingeschränkt. Durch die Brennerstufung steigt die Dämpfung der 1. Umfangsmode an, eine Erhöhung des Luftzahlunterschieds zwischen den fetter und magerer betriebenen Brennergruppen führt zu weiterem Dämpfungsratezuwachs. Ebenso wie in den Dämpferuntersuchungen tritt ein Modensplit auf, wenn die gestuften Brenner nicht optimal verteilt sind. Verschiedene Stufungsmuster führen zu unterschiedlichem Dämpfungsgewinn. Am besten erwiesen sich Anordnungen, welche auch für die Dämpferplatzierung optimal waren. Die Plenumtemperatur beeinflusst die Stabilität der Helmholtz-Mode und der 1. Umfangsmode. Bei einer Absenkung der Plenumtemperatur verschieben sich beide Stabilitätsgrenzen zu fetteren Betriebspunkten. Die Instabilitäten treten nicht gleichzeitig auf.

Insgesamt zeigen die Untersuchungen deutlich die Wirksamkeit von Dämpfern und die Bedeutung der optimalen Platzierung. Auch die schwierig zu kontrollierende Resonatortemperatur beeinflusst die Dämpfungswirkung signifi-

kant. Als weiteres Dämpfungskonzept wurde die Brennerstufung analysiert, welche sich ebenfalls zur Stabilitätsverbesserung eignet, wenngleich auch die Dämpfungsratenzuwächse geringer sind.

Anhang

A Teststandparameter

A.1 Brennkammergeometrie

Tabelle A.1 zeigt einige wichtige Geometrieparameter der Ringbrennkammer, wie sie in dieser Arbeit zum Einsatz kommt.

Tabelle A.1: Parameter der Brennkammergeometrie.

Mittlerer Brennkammerdurchmesser	437 mm
Brennkammerlänge	411 mm
Außenwand-Durchmesser	514 mm
Innenwand-Durchmesser	360 mm
Brennkammerhöhe	77 mm
Abstand Brenneraustrittsebene - 1. Dämpferreihe	77 mm
Abstand Brenneraustrittsebene - 2. Dämpferreihe	154 mm
Winkel zw. Dämpferanschlüssen	15°

A.2 Positionen der Thermoelemente im QWT

Abbildung A.1 und Tabelle A.2 zeigen die Positionen der Thermoelemente im QWT, wie sie in Kapitel 8 eingesetzt werden. Die Winkel sind als Absolutwerte mathematisch negativ (im Uhrzeigersinn) in Richtung der Brennkammer gesehen aufgetragen. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt auf der Mittelachse an der Lochblechinnenseite. Durch Form- und Lagetoleranzen der Keramikstäbe sowie durch die Positionierung können geringe Abweichungen entstehen. Das letzte Thermoelement in Tabelle A.2 befindet sich in der Spül-luftzuleitung.

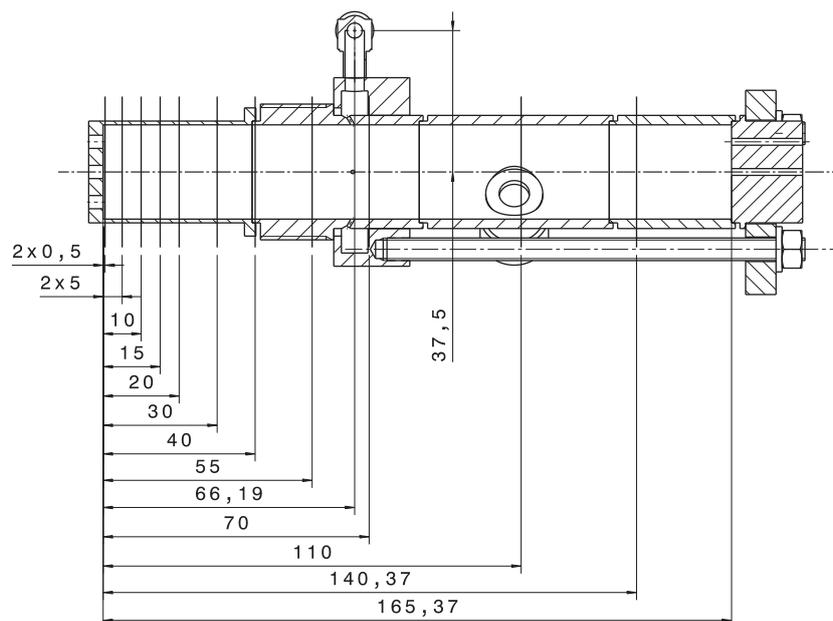


Abbildung A.1: Axiale Positionen der Thermoelemente.

Tabelle A.2: Positionen der Feindraht-Thermoelemente und der Lochblechöffnungen.

Thermoelemente			Lochblech	
Axiale Pos.	Radius	Absolutwinkel	Radius	Absolutwinkel
[mm]	[mm]	[°]	[mm]	[°]
0,5	0,0	0,0	0,0	0,0
0,5	4,8	358,2	8,0	190,0
5,0	8,0	190,0	8,0	235,0
5,0	4,3	166,5	8,0	280,0
10,0	8,0	223,8	8,0	325,0
15,0	8,0	257,5	8,0	10,0
20,0	8,0	291,3	8,0	55,0
30,0	8,0	325,0	8,0	100,0
40,0	8,0	55,0	8,0	145,0
55,0	8,0	88,8		
70,0	8,0	122,5		
110,0	8,0	156,3		
140,4	9,9	3,3		
66,2	37,5	0,0		

B Einfluss von Filterweiten und Auswertungsfrequenzen auf die Dämpfungsratenbestimmung

Wie in Abschnitt 4.3 erklärt wurde, benötigt die Autokorrelationsanalyse mittels Gibbs-Sampler prinzipiell keine Filterung des Eingangssignals. Wie Stadlmair [93] jedoch in seiner Arbeit feststellt, steigt der Auswertungsfehler einer Mode an, wenn weitere Moden vorhanden sind, deren Dämpfung niedriger ist als die der untersuchten Mode. Ab einem Verhältnis der Dämpfungsraten von etwa zwei sollten weitere Moden mit ausgewertet werden. Der Fehler wird dadurch auf unter 10 % begrenzt.

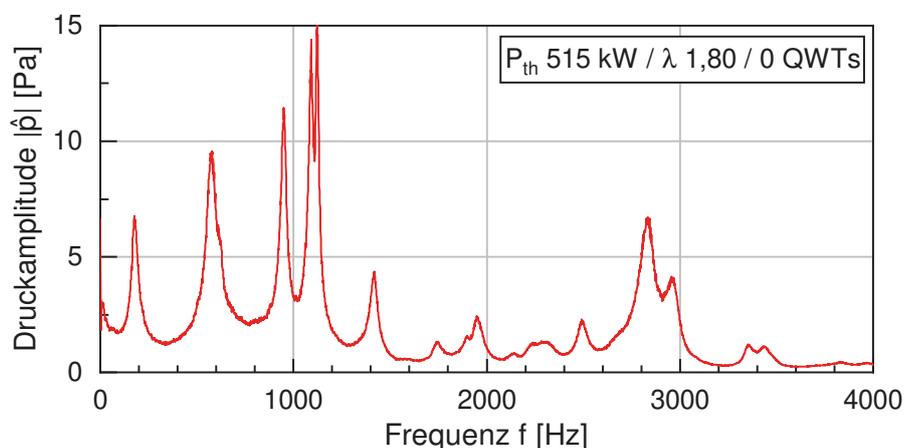


Abbildung B.1: Spektrum der Ringbrennkammer bis 4000 Hz.

Im Schalldruckspektrum der Ringbrennkammer sind weitere Moden erkennbar, die im stabilen Betriebsbereich teilweise eine niedrigere Dämpfung als die 1. Umfangsmode aufweisen. Jedoch werden sie im Gegensatz zu dieser nicht instabil, vergleiche Abbildung B.1.

Einfluss von Filterweiten und Auswertungsfrequenzen auf die Dämpfungsratenbestimmung

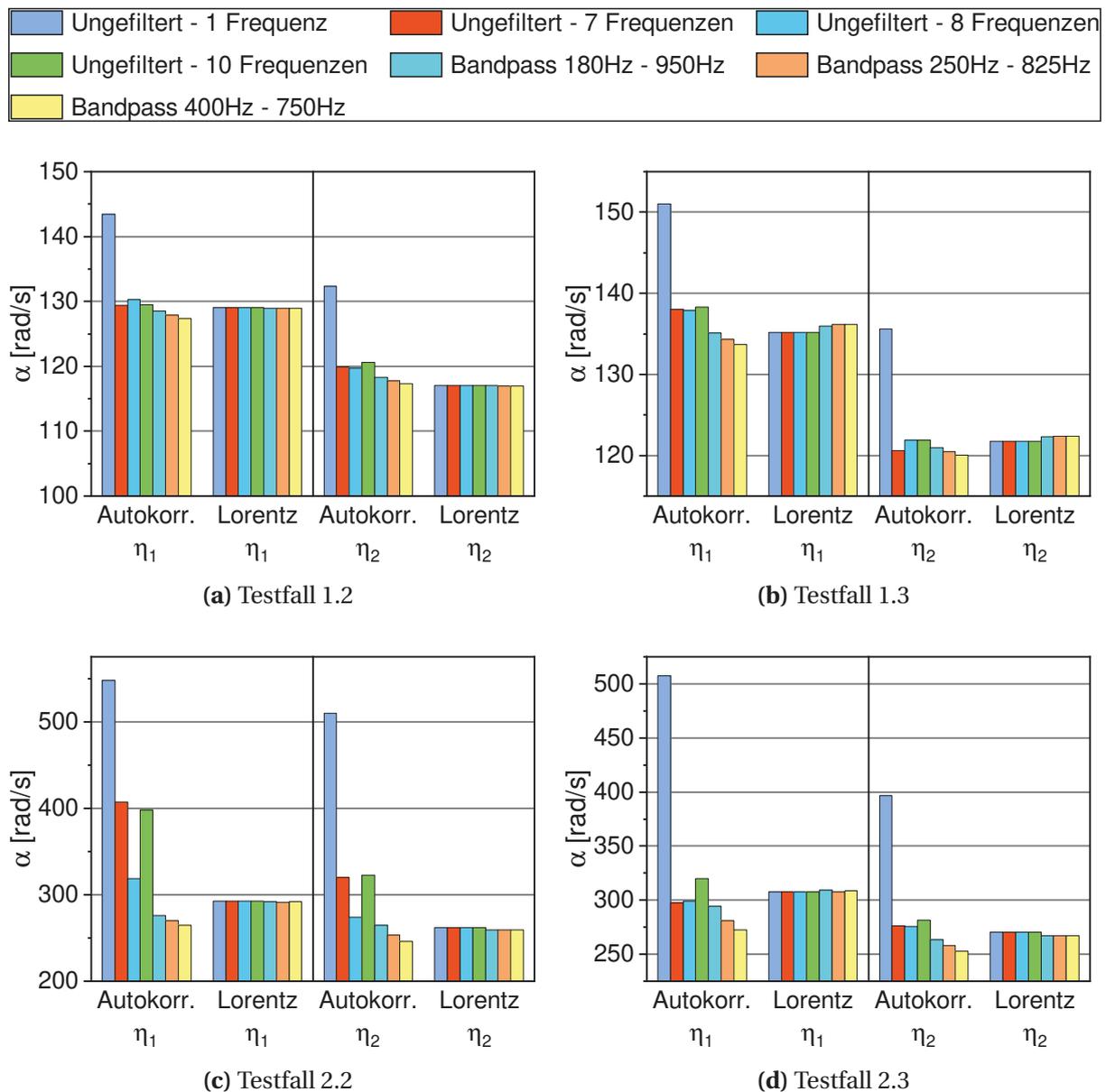


Abbildung B.2: Einfluss von Filterweiten und Auswertungsfrequenzen auf die Dämpfungsraten der Testfälle.

Abbildung B.2 zeigt den Einfluss der Anzahl der ausgewerteten Frequenzen auf die Dämpfungsraten der Testfalldaten, die mit der Autokorrelationsanalyse ermittelt werden. Zum Vergleich sind jeweils auch die durch den Lorentz-Fit ermittelten Dämpfungsraten dargestellt. Es zeigt sich, dass es selbst in den Fällen 1.2 und 1.3 nicht genügt, nur eine Frequenz zu untersuchen. In den

Fällen 2.2 und 2.3 steigt der Fehler bei einer Auswertungsfrequenz auf etwa 100 %. Werden dem Gibbs-Sampler mehrere dominante Frequenzen vorgegeben, sinkt der Fehler. Die Werte werden vergleichbar mit denen des Lorentz-Fits, jedoch liegt der Fehler auch hier bei bis zu 15 %.

Eine weitere Möglichkeit ist, das Signal mittels eines Bandpassfilters auf die Frequenz von Interesse zu begrenzen. Dies ist hier bei der 1. Umfangsmode möglich, da sie relativ isoliert von ihren Nachbarmoden liegt, siehe Abbildung B.1. Um die Auswirkungen dieses Vorgangs einschätzen zu können, sind in Abbildung B.2 zusätzlich noch Ergebnisse von Signalen gezeigt, die von 180 Hz-950 Hz, 250 Hz-825 Hz und von 400 Hz-750 Hz gefiltert wurden. Es zeigt sich, dass der Lorentz-Fit kaum von diesen Filtern abhängig ist. Die Anpassung der Lorentzkurve findet nur im Bereich von 465 Hz-665 Hz statt. In diesen Bereichen beeinflusst der Filter das Signal nur wenig. Die Autokorrelationsanalyse zeigt eine Abhängigkeit von der Filterung. Die mittlere Abweichung von den Ergebnissen der Lorentz-Fits ist aber deutlich kleiner als ohne Filterung.

Eine Bandpassfilterung von 250 Hz-825 Hz liefert die zuverlässigsten Ergebnisse, denn die Mittelwertabweichung von den Werten des Lorentz-Fits liegt bei etwa 2,5 %. Höher- und niederfrequenteren Moden werden durch die Filterung von der Auswertung ausgeschlossen. Die Ergebnisse der Testfälle in Tabelle 4.2 basieren ebenfalls bereits auf dieser Filterung.

C Einfluss der Wand- und der Plenumstemperatur auf die Stabilität im PPM-Betrieb

Ziel der Überlegungen in diesem Anhang ist es, aus den vorhandenen Messdaten abschätzen zu können, welche Schwankungen der Luftvorwärmtemperatur und der Brennkammerwandtemperatur bezüglich der Auswirkung auf die Dämpfungsraten akzeptabel sind.

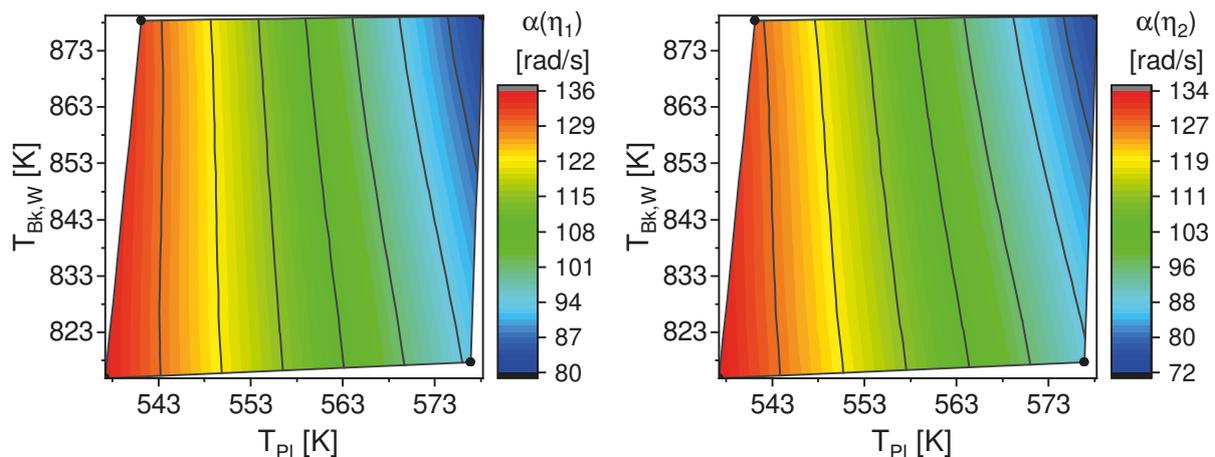


Abbildung C.1: Abhängigkeit der Dämpfungsrate von der Wand- und Plenumstemperatur.

Zur Untersuchung, ob die Wandtemperaturen der Brennkammer sowie die Temperatur des Plenums und damit die Temperatur der Verbrennungsluft Einfluss auf die Stabilität haben, wird folgende Untersuchung durchgeführt: Bei $P_{th}=700$ kW / $\lambda=1,80$ wird ohne Dämpfer die Plenumstemperatur von ihrem Nominalwert von 573 K auf 538 K abgesenkt. Die Dämpfung wird jeweils bei einer Wandtemperatur von 878 K und 818 K bestimmt. Abbildung C.1 zeigt die Dämpfungsrate von η_1 und η_2 . Der annähernd senkrechte Verlauf

der Isolinien des interpolierten Feldes weist auf eine starke Abhängigkeit der Dämpfung von der Plenumtemperatur hin. Die Dämpfung steigt mit sinkender Temperatur stark an. Der Einfluss der Wandtemperatur ist hingegen gering.

Weiterhin werden Messungen mit dem Nominalwert und erhöhten Plenumtemperaturen durchgeführt, siehe Abbildung C.2. Auch hier kann die Abhängigkeit der Dämpfung von der Plenumtemperatur beobachtet werden.

Eine Temperaturänderung des Frischgasstroms hat Auswirkungen auf mehrere relevante Parameter der Flammen bzw. des ganzen Systems. So ändert sich neben der Temperatur T_{Pl} des Frischgasstroms die Temperatur des Abgasstroms in der Brennkammer nach der Flamme T_{Bk} , das Verhältnis dieser beiden Werte T_{Bk}/T_{Pl} sowie die Brenneraustrittsgeschwindigkeit $u_{Brenner}$. Hier wird die Sensitivität der Dämpfungsrate gegenüber Änderungen der Plenumtemperatur untersucht.

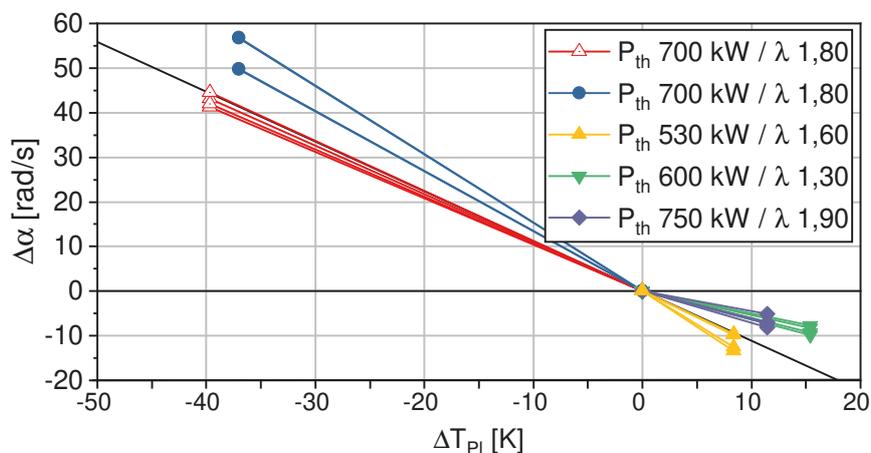


Abbildung C.2: Abhängigkeit der Dämpfungsratenänderung von der Änderung der Plenumtemperatur.

Die Ergebnisse in Abbildung C.2 zeigen die Änderung der Dämpfungsrate in Abhängigkeit zur Änderung der Frischgastemperatur. Aus diesen Messungen ergibt sich die Notwendigkeit, die Temperatur der Luftvorwärmung möglichst konstant zu halten. Die Messungen in dieser Arbeit wurden in einem Bereich von $573 \pm 3 \text{ K}$ durchgeführt. Der Fehler der Dämpfungsrate, der sich aus dieser Schwankung ergibt, sollte damit im Bereich von $\pm 3 \text{ rad/s}$ liegen.

D Modendynamik der 1. Umfangsmode

Die Parameter der Modenzerlegung aus Abschnitt 2.1.4 können laut Noiray und Schuermans [66] auch zur Analyse der Dynamik von Umfangsmoden verwendet werden. Durch Untersuchung der Einhüllenden E_1 und E_2 der modalen Amplituden $\eta_1(t)$ & $\eta_2(t)$ sowie die Phasendifferenz $\phi = \varphi_1 - \varphi_2$ kann bestimmt werden, ob Umfangsmoden stehen oder rotieren.

Vollständig links oder rechts rotierende Umfangsmoden zeichnen sich durch $E_1(t)=E_2(t)$ und $\phi=\pm\pi/2$ (Modulo 2π) aus. Ist $E_1 \neq E_2$, deutet dies auf eine gemischte stehend/rotierende Umfangsmode hin. Sobald entweder $E_1=0$ oder $E_2=0$ ist, steht die Umfangsmode. Typischerweise existieren rein stehende oder rein rotierende Moden nicht, eine Analyse des Verhaltens erfolgt deshalb immer auf statistischer Basis. In den folgenden Abschnitten ist aus diesem Grund jeweils die bivariate Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) der Parameter dargestellt. Zur Veranschaulichung sind die Kriterien für eine rotierende Mode eingezeichnet ($E_1=E_2$ und $\phi=\pm\pi/2$). Zur Analyse werden jeweils bandpassgefilterte Zeitreihen mit einer Länge von 20 s bis 300 s verwendet.

D.1 Modendynamik mit Sirenenanregung

Die an den Austrittsdüsen montierten Sirenen können sowohl stehende als auch rotierende Umfangsmoden anregen. Dies geschieht durch eine Veränderung der Phasenlage der einzelnen Sirenen zueinander. Abbildung D.1a zeigt die Modendynamik bei stehender und Abbildung D.1b bei rotierender Anregung. Es zeigt sich, dass sich in keinem Fall eine vollständig stehende oder rotierende Modenform ausbildet. Allerdings tendieren die Verteilungen jeweils zu den entsprechenden Kriterien, also $E_1 \approx 0$ bei stehender Anregung und

$E_1 \approx E_2$ bei rotierender Anregung. Die Phasenlage ist in beiden Fällen annähernd $\phi = \pm \pi/2$.

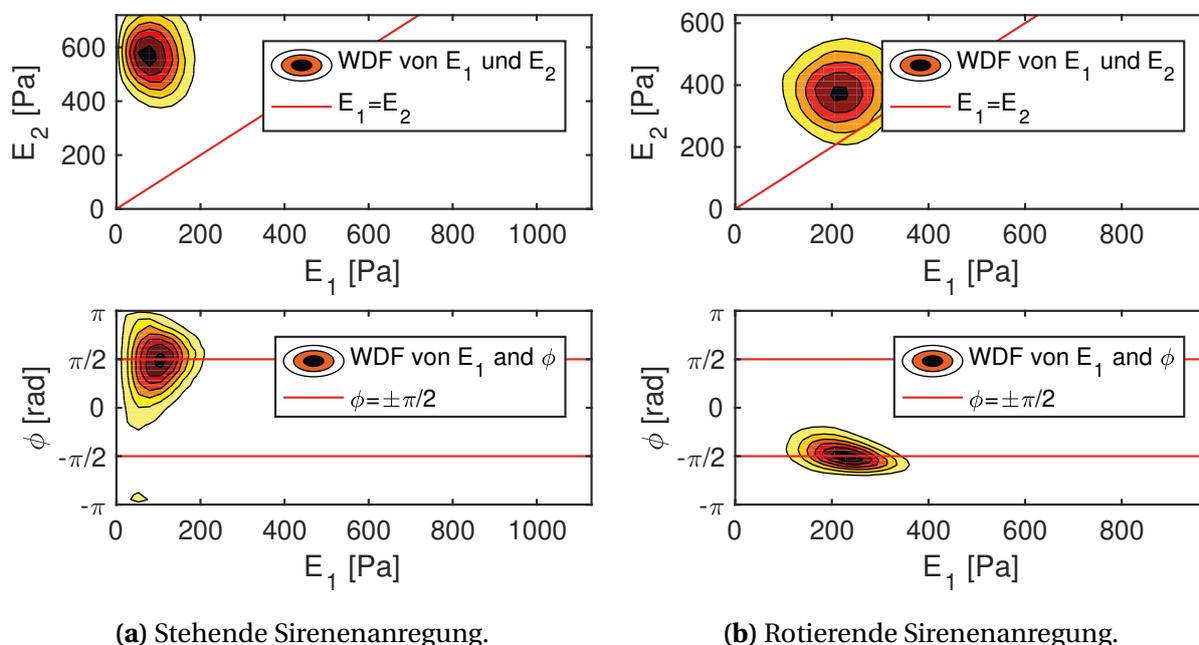


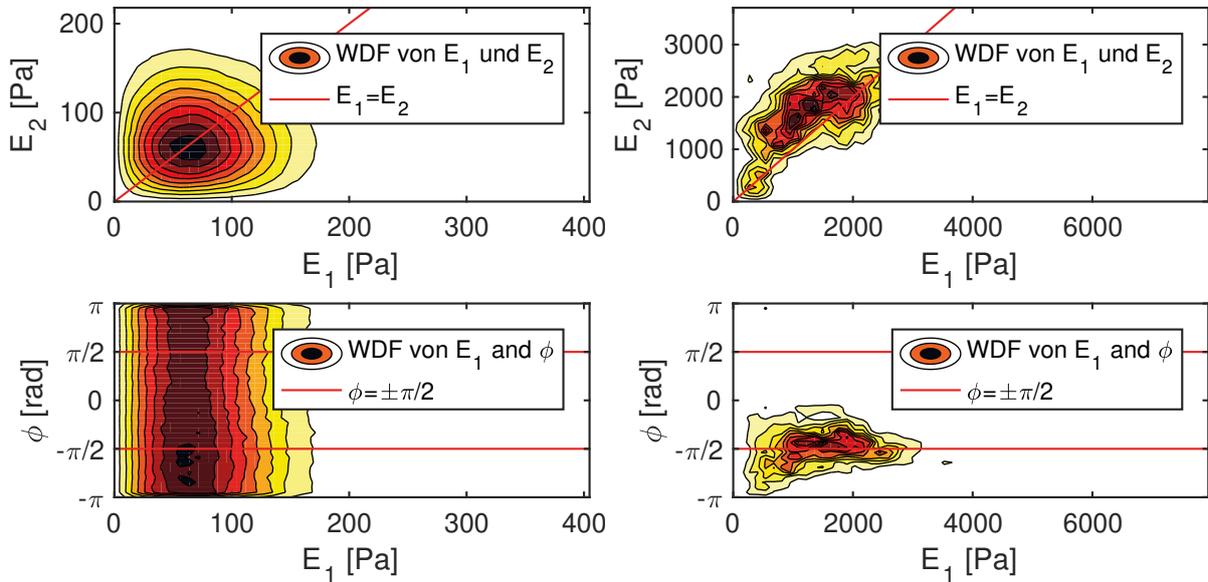
Abbildung D.1: Bivariate Dichtefunktionen bei Sirenanregung,
 $P_{th} = 515 \text{ kW} / \lambda = 1,80$.

D.2 Brennkammer ohne Dämpfer

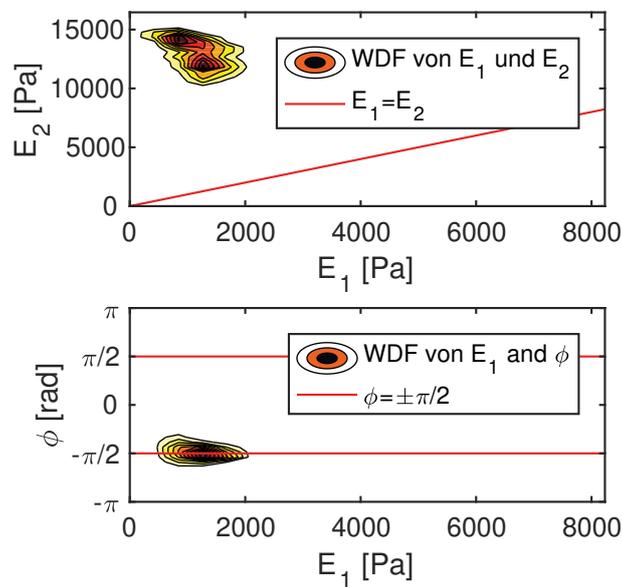
D.2.1 Perfekt vorgemischte Verbrennungsführung

Die Untersuchung der Modendynamik im perfekt vorgemischtem Betrieb erfolgt an einem stabilen Betriebspunkt und an einem Betriebspunkt mit selbst-erregter Instabilität, vergleiche Abbildung D.2a und D.2b. Vergleicht man beide Verteilungen, erkennt man, dass sich im stabilen Fall eine sehr starke Verteilung der Phasenwinkel einstellt, was auf eine stochastisch rotierende Mode hindeutet. In Abbildung D.2b stellt sich zeitweise ein Grenzyklus ein. Aus diesem Grund verteilen sich die Werte der Einhüllenden über mehrere Größenordnungen. Die Verteilung lässt auf eine rotierende Mode schließen. In der Laboringbrennkammer treten bei höheren Leistungen sehr starke Grenzyklen

auf. In Abbildung D.2c ist ein Betriebspunkt gezeigt, an dem der dynamische Druck (Spitze zu Spitze) bei etwa 20% des statischen Drucks liegt. An solchen Betriebspunkten ist die Umfangsmode größtenteils stehend.



(a) Stabiler Betriebspunkt, $P_{th}=515$ kW / $\lambda=1,80$. (b) Instabiler Betriebspunkt, $P_{th}=655$ kW / $\lambda=1,69$.

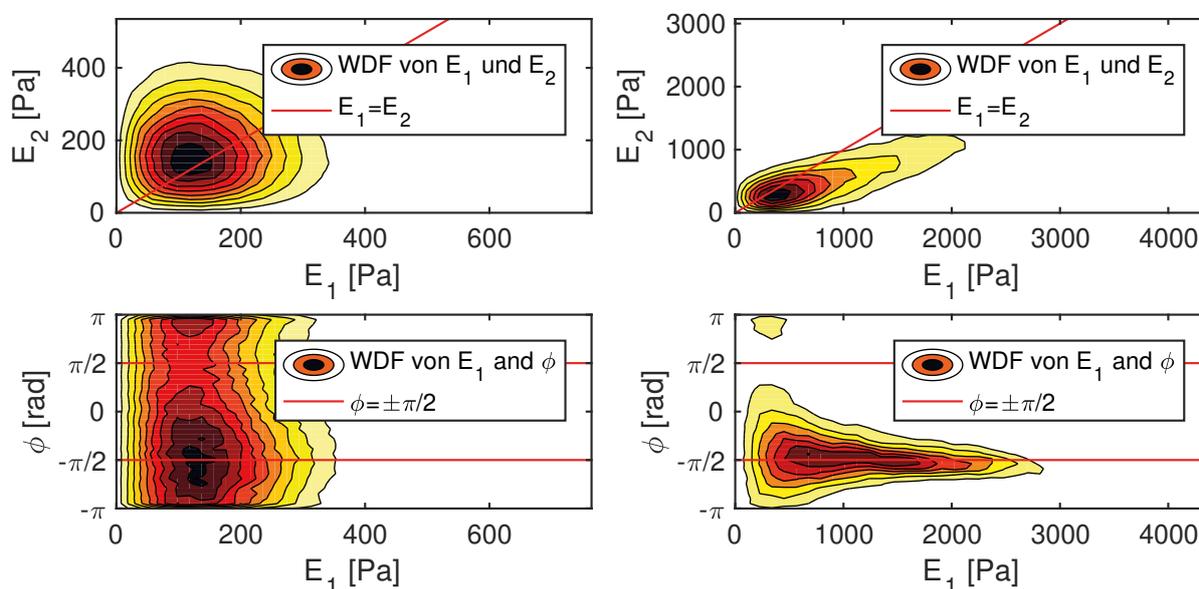


(c) Instabiler Betriebspunkt, $P_{th}=680$ kW / $\lambda=1,68$.

Abbildung D.2: Bivariate Dichtefunktionen im PPM-Betrieb ohne Dämpfer.

D.2.2 Technisch vorgemischte Verbrennungsführung

Im technisch vorgemischtem Fall zeigt die 1. Umfangsmode im stabilen Fall (Abbildung D.3a) ein ähnliches Verhalten wie im PPM-Betrieb. Hier ist allerdings der Zeitanteil mit rotierender Dynamik stärker ausgeprägt. Im instabilen Fall (Abbildung D.3b) ist die Umfangsmode eindeutig rotierend. Nur bei sehr hohen modalen Amplituden weicht das Verhältnis der Werte der Einhüllenden etwas von 1 ab.



(a) Stabiler Betriebspunkt, $P_{th}=550$ kW / $\lambda=1,55$. (b) Instabiler Betriebspunkt, $P_{th}=625$ kW / $\lambda=1,45$.

Abbildung D.3: Bivariate Dichtefunktionen im TPM-Betrieb ohne Stufung.

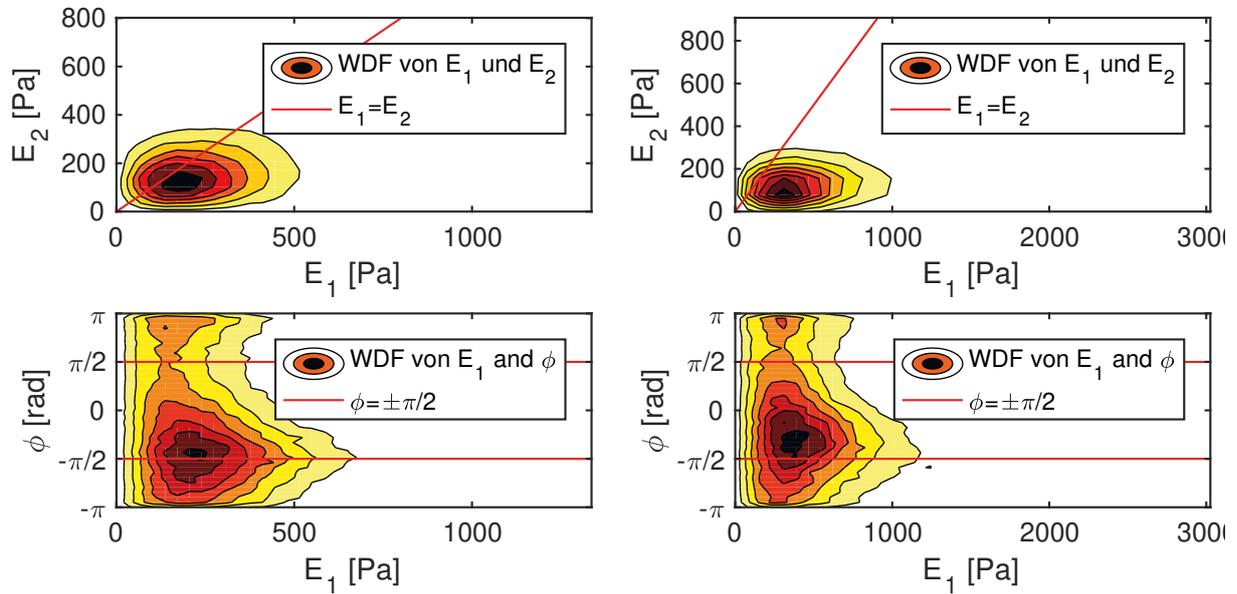
D.3 Symmetrische und asymmetrische Dämpferverteilungen

In Abbildung D.4 sieht man die Auswirkung von Dämpfern auf die Modendynamik. Die Dämpfungsraten der hier gezeigten Dämpferkonfigurationen werden in Abschnitt 7.2.1 untersucht, siehe Abbildung 7.4. Die Konfiguration A1 führt dort zu einem starken Modensplit. Man erkennt nun in Abbildung D.4b,

dass ein Modensplit dazu führt, dass die Umfangsmode mit größerer Wahrscheinlichkeit steht. Die symmetrische Konfiguration A führt hingegen mit größerer Wahrscheinlichkeit zu einer rotierenden Mode.

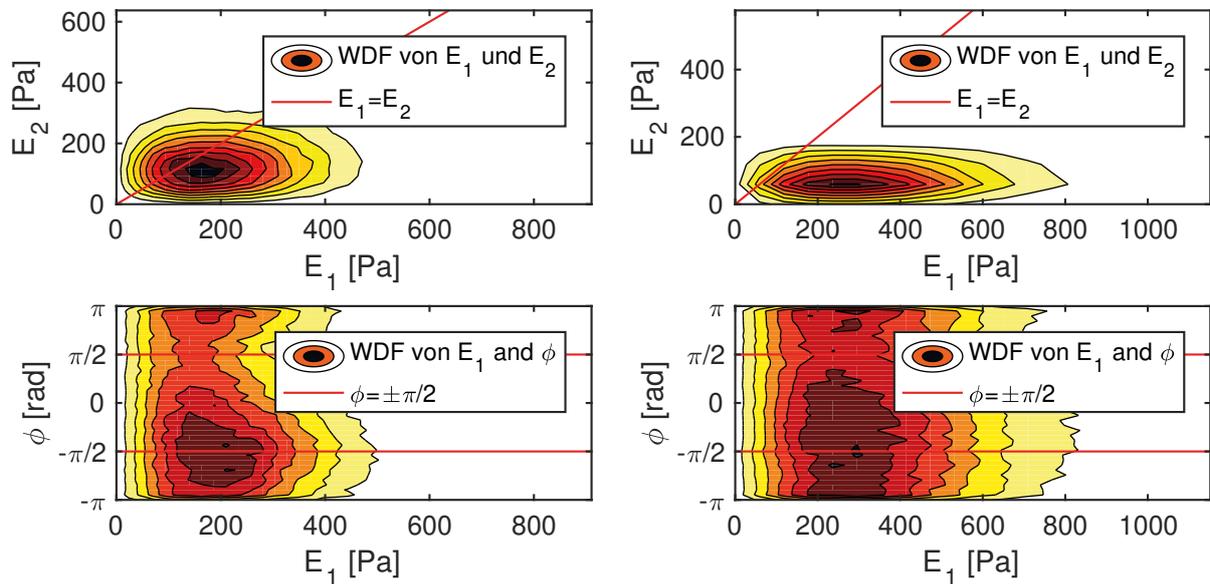
Die hier gezeigten Betriebspunkte befinden sich trotz Dämpfern nahe an der Stabilitätsgrenze, so kann durch die höheren Werte der Einhüllenden der modalen Amplituden eine bessere Darstellung der Verteilung erzielt werden. In sehr stabilen Fällen ist die Phasenlage der modalen Amplituden zueinander sehr stark verschmiert, ähnlich wie in Abbildung D.2a.

In Abschnitt 7.4 werden in Abbildung 7.17 Verteilungen des dynamischen Drucks für Konfigurationen mit unterschiedlich starkem Modensplit gezeigt. Nun werden die Konfigurationen F6 und F2 aus dem eben genannten Abschnitt näher untersucht. Die Dynamik der Umfangsmode bei diesen Konfigurationen ist in den Abbildungen D.4c und D.4d dargestellt. Es zeigt sich für Konfiguration F2, dass genau wie bei den Konfigurationen A1 ein Modensplit zu einer mehr stehenden Umfangsmode führt. Konfiguration F6 ist genau wie Konfiguration A symmetrisch bezüglich der Dämpferverteilung. Hier zeigt sich eine mehr rotierende Dynamik.



(a) Stabiler Betriebspunkt, $P_{th}=633$ kW / $\lambda=1,60$, Konfiguration A an Ax1-Anschlüssen.

(b) Instabiler Betriebspunkt, $P_{th}=633$ kW / $\lambda=1,60$, Konfiguration A1 an Ax1-Anschlüssen.



(c) Stabiler Betriebspunkt, $P_{th}=671$ kW / $\lambda=1,65$, Konfiguration F6.

(d) Instabiler Betriebspunkt, $P_{th}=671$ kW / $\lambda=1,65$, Konfiguration F2.

Abbildung D.4: Bivariate Dichtefunktionen im PPM-Betrieb mit Dämpfern.

E Dämpfungswerte

E.1 Dämpfungswerte im PPM-Betrieb

Tabelle E.1 zeigt die Dämpfungsraten an verschiedenen Betriebspunkten des Betriebskennfeldes, wie sie in Abschnitt 5.2 besprochen wurden.

Tabelle E.1: Dämpfungswerte der Ringbrennkammer ohne Dämpfer im PPM-Betrieb

λ [-]	P_{th} [kW]	Autokorr.-Fit η_1 [rad/s]	Autokorr.-Fit η_2 [rad/s]	Lorentz-Fit η_1 [rad/s]	Lorentz-Fit η_2 [rad/s]
1,25	664	19,8	19,3	21,7	21,4
1,30	600	30,5	30,3	31,1	31,1
1,30	643	12,9	12,3	14,3	14,0
1,30	671	4,9	4,7	7,1	7,0
1,35	615	18,6	18,3	20,2	18,6
1,40	565	24,7	23,9	26,2	24,7
1,40	593	9,2	8,3	14,1	13,4
1,45	572	16,0	15,5	16,6	15,3
1,50	525	51,2	48,3	51,2	49,0
1,50	553	19,3	19,2	21,6	21,0
1,60	459	133,9	133,5	133,4	133,3
1,60	490	83,4	76,1	81,7	76,7
1,60	530	51,7	49,3	52,3	49,8
1,60	633	6,5	6,2	0,1	0,3
1,65	466	130,0	122,4	127,6	122,4
1,65	500	100,7	94,4	103,0	92,9
1,65	610	40,8	36,7	41,4	37,6
1,65	614	30,3	28,9	32,8	31,2
1,65	671	5,5	4,3	0,0	0,0
1,69	655	25,8	23,3	27,6	25,2

Dämpfungswerte

λ [-]	P_{th} [kW]	Autokorr.-Fit η_1 [rad/s]	Autokorr.-Fit η_2 [rad/s]	Lorentz-Fit η_1 [rad/s]	Lorentz-Fit η_2 [rad/s]
1,70	540	110,8	108,8	108,4	106,6
1,70	596	82,1	74,8	82,4	80,1
1,70	651	30,6	24,8	32,5	25,0
1,75	620	76,5	73,3	76,6	74,3
1,80	450	103,3	99,9	104,0	102,8
1,80	515	160,1	156,5	163,9	149,6
1,80	530	170,8	159,1	168,7	158,0
1,80	565	135,8	129,3	138,8	129,7
1,80	617	112,8	109,3	111,5	109,8
1,80	670	84,0	76,1	84,5	78,0
1,80	700	62,0	55,3	63,2	57,0
1,85	640	126,2	121,1	127,5	120,1
1,85	900	79,3	68,2	79,0	69,4
1,90	419	113,8	98,7	114,3	98,9
1,90	555	103,5	101,4	106,6	103,1
1,90	640	134,4	131,8	137,3	131,0
1,90	750	137,7	124,0	139,8	123,8
1,90	800	134,8	115,6	135,1	115,3
2,00	511	77,0	72,2	78,7	73,6
2,00	700	138,9	134,5	140,9	133,7
2,00	844	125,0	121,2	124,3	122,5

E.2 Dämpfungswerte im TPM-Betrieb

Tabelle E.2 zeigt die Dämpfungsraten an verschiedenen Betriebspunkten des Betriebskennfeldes bei technischer Vormischung, wie sie in Abschnitt 9.2 besprochen wurden. In der Tabelle fehlen diejenigen Werte, bei denen eine Dämpfungsratenbestimmung mit der Autokorrelationsanalyse nicht möglich ist.

Tabelle E.2: Dämpfungswerte der Ringbrennkammer im TPM-Betrieb ohne Stufung

P_{th}	λ	1. Umfangsmode				Helmholtz-Mode	
		Autokorr.- Fit η_1 [rad/s]	Autokorr.- Fit η_2 [rad/s]	Lorentz- Fit η_1 [rad/s]	Lorentz- Fit η_2 [rad/s]	Autokorr.- Fit Mittelw. Sensoren [rad/s]	Lorentz-Fit Mittelw. Sensoren [rad/s]
Alle Moden stabil							
625	1,35	33,8	32,7	35,1	34,6	174,4	141,2
600	1,40	47,3	44,0	47,8	45,1	133,0	115,2
550	1,50	91,3	82,2	90,9	80,6	69,4	67,1
600	1,50	25,3	21,3	26,7	23,3	67,6	65,4
550	1,55	60,2	57,5	59,1	57,6	42,5	42,9
575	1,65			39,3	34,8	11,1	12,6
600	1,65			28,3	23,5	16,9	17,7
620	1,66	15,6	14,6	17,4	15,1	10,5	12,1
1. Umfangsmode instabil							
660	1,35	12,8	7,5	14,7	11,9		164,9
625	1,45			0,4	0,3	117,4	99,9
615	1,50	6,7	5,0	0,3	0,1		59,2
625	1,55			0,1	0,0		64,5
650	1,70			0,0	0,0	20,5	16,2
Helmholtz-Mode instabil							
475	1,64			224,0	168,4	11,3	0,2
525	1,65			210,0	193,1	1,3	0,4
600	1,70			93,6	85,0	2,0	0,1
650	1,72			5,8	0,0	7,1	1,0
515	1,80		106,6	127,1	106,8	20,3	0,3
565	1,80			111,5	104,1	18,7	0,0

F Validierung der Resonatormodellierung

Zur Auslegung der Dämpfer wurde ein Netzwerkmodell verwendet. Es ist notwendig, die Resonanzfrequenz des Dämpfers in Abhängigkeit der Kavitätstemperatur zu ermitteln, um das Modell zu validieren. Ist der Resonator auf die Eigenfrequenz der Brennkammer abgestimmt, ist dies aber nicht möglich, da das Spektrum der Brennkammer starken Einfluss auf das Spektrum im Resonator hat.

Zur Umgehung dieses Problems wird ein Resonator mit verlängerter Kavität eingesetzt. Dieser wird auf etwa 360 Hz abgestimmt, sodass einerseits eine realitätsnahe Hauptströmung (Brennkammer mit Verbrennung) anliegt und andererseits die Resonanzfrequenz des Dämpfers eindeutig bestimmbar ist. Die Druckspektren der Brennkammer und der Resonator Kavität sind in Abbildung F.1 dargestellt. Die Eigenfrequenzen der Brennkammer und des Resonators sind eindeutig unterscheidbar.

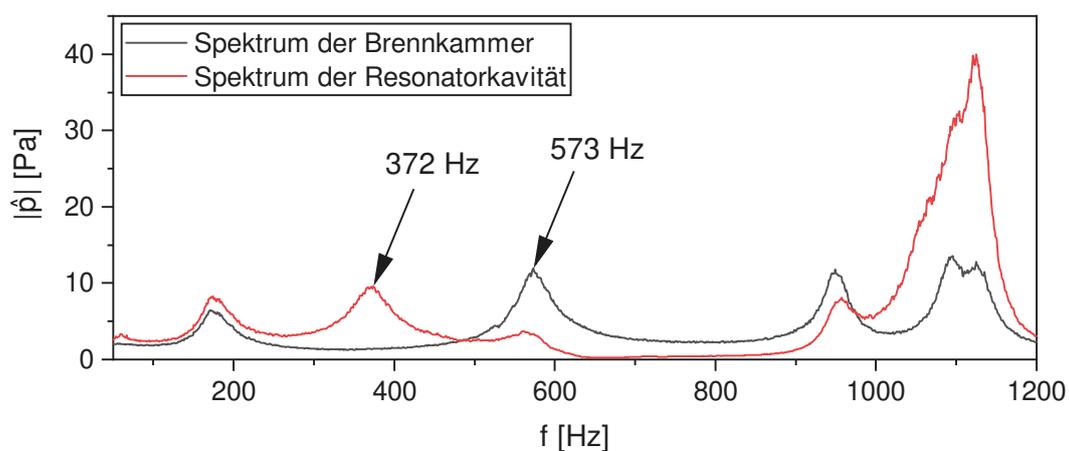


Abbildung F.1: Spektrum der Brennkammer und des Resonators.

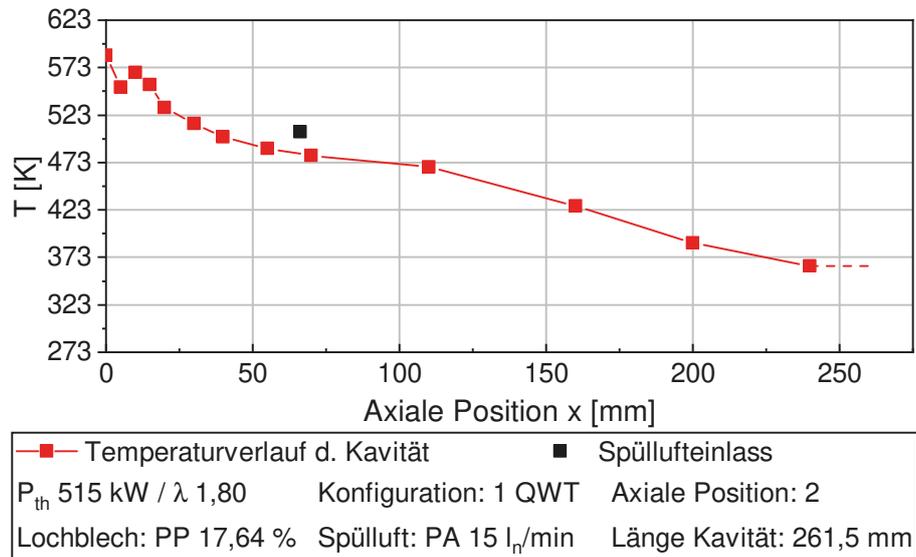


Abbildung F.2: Axiales Temperaturprofil des verstimmten Resonators.

Gleichzeitig wird der Temperaturverlauf innerhalb der Kavität durch Traversierung eines Mantelthermoelements entlang der Mittelachse der Kavität aufgenommen, siehe Abbildung F.2.

Die Validierung des Netzwerkmodells durch Zahn [110] beruht auf den gemessenen Resonanzfrequenzen und den Temperaturverläufen.

G Einfluss der Plenumstemperatur auf die Stabilität im TPM-Betrieb

Wie in Abschnitt 9.2 erwähnt wurde, tritt im TPM-Betrieb eine Helmholtz-Mode auf, die teilweise instabil wird. Der Einfluss der Plenumstemperatur auf die Dämpfung der 1. Umfangsmode im PPM-Betrieb ist in Anhang C dargestellt. Im TPM-Betrieb wird dieser Einfluss bei $P_{th}=650$ kW ohne Brennerstufung gezeigt. Bei dieser thermischen Leistung befindet sich der Schnittpunkt der Stabilitätsgrenzen der beiden Moden, siehe Abbildung 9.2. Dazu wird bei verringerter Plenumstemperatur der Betriebspunkt zu fetteren Gemischzusammensetzungen verschoben. Die Ergebnisse sind in Abbildung G.1 dargestellt: links die Dämpfungsraten der Moden, rechts die Spitzenamplituden des Schalldrucks. Abbildung G.2 zeigt zu jedem Betriebspunkt das Schalldruckspektrum bis 1200 Hz.

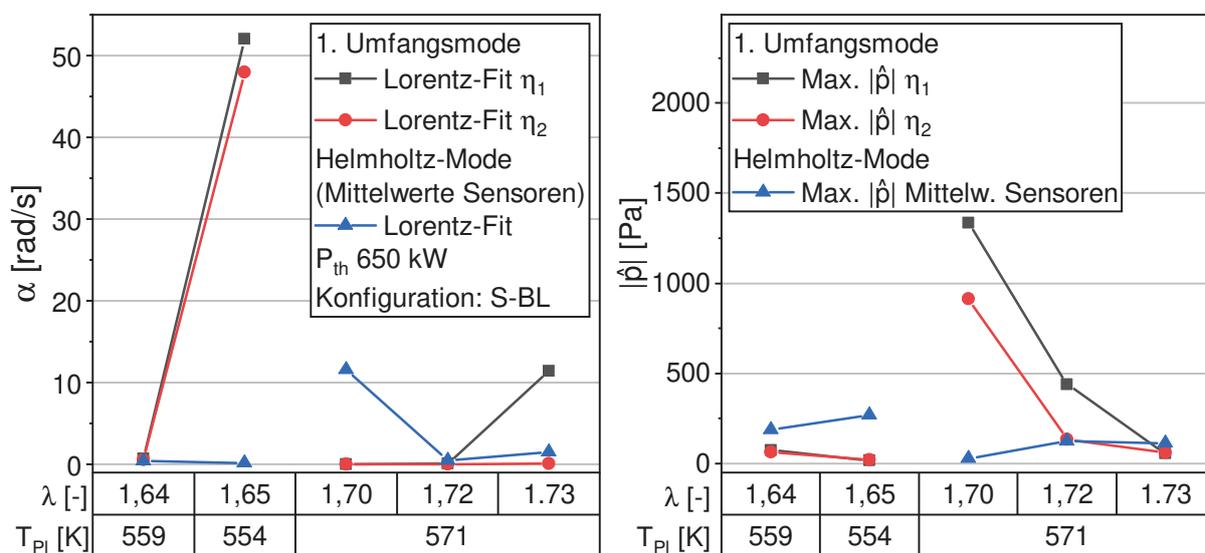


Abbildung G.1: Einfluss der Plenumstemperatur auf die 1. Umfangsmode und die Helmholtz-Mode.

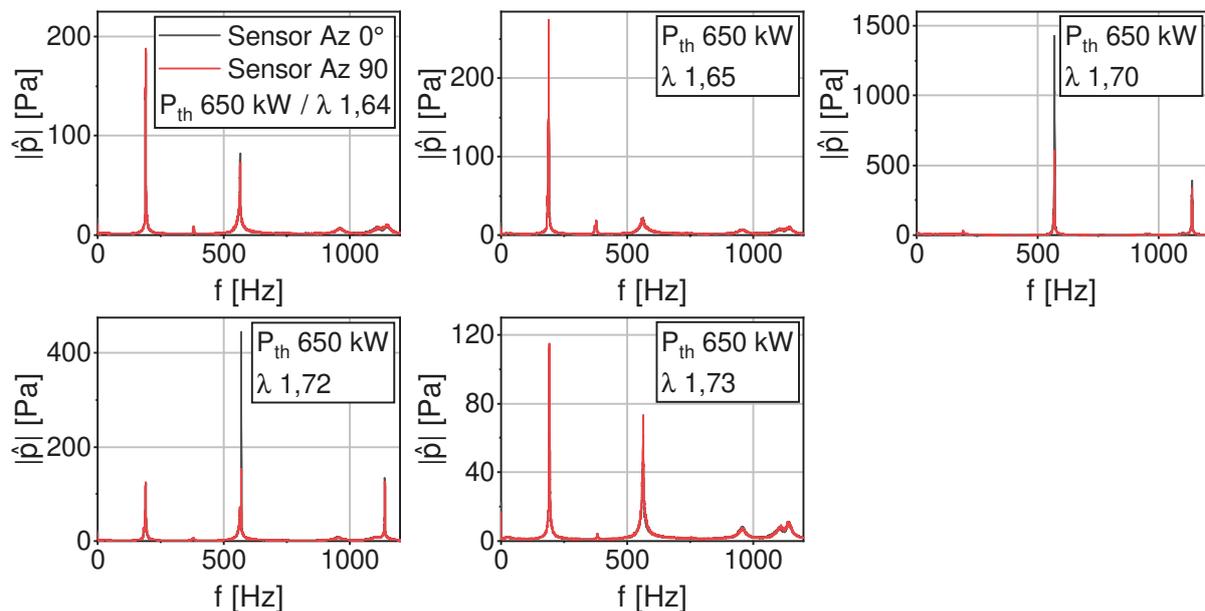


Abbildung G.2: Spektren der Betriebspunkte aus Abbildung G.1.

Am Betriebspunkt $\lambda=1,64$ sind die Dämpfungsraten beider Moden sehr gering. Betrachtet man das dazugehörige Spektrum, so erkennt man, dass die Amplitude der Helmholtz-Mode höher ist. Die Plenumtemperatur ist an diesem Punkt auf $T_{pl}=559$ K abgesenkt.

Wird T_{pl} weiter auf 554 K abgesenkt, ist die 1. Umfangsmode bei einer Luftzahl von $\lambda=1,65$ bereits sehr stabil. Diese Abhängigkeit von der Plenumtemperatur ist schon aus dem PPM-Betrieb bekannt. Die Helmholtz-Mode bleibt instabil. Im dazugehörigen Spektrum in Abbildung G.2 verschwindet der Peak der Umfangsmode, dafür tritt die zweite harmonische der Helmholtz-Mode bei 378 Hz auf.

Der Verlauf der Stabilitätsgrenzen beider Moden wird für die Nominaltemperatur des Plenums $T_{pl}=573$ K bestimmt. Als erstes fällt auf, dass sich die Stabilitätsgrenzen in der Stabilitätskarte zu mageren Luftzahlen verschieben. Die Messungen erfolgen an den Punkten $\lambda=1,70$, 1,72 und 1,73. Die Stabilitätsreserve der Helmholtz-Mode nimmt ab, bzw. fällt bei $\lambda=1,72$ auf 0 und die Druckamplitude der Mode steigt. Gleichzeitig steigt die Stabilität der Umfangsmode und ihre Amplitude sinkt.

Vergleicht man die maximalen Druckamplituden der Moden bei Instabilität, so erkennt man, dass die 1. Umfangsmode deutlich höhere Pulsationslevel erreicht. Bei Instabilität der Helmholtz-Mode ist es beispielsweise möglich, Betriebspunkte bei $\lambda=1,80$ anzufahren, welche weit jenseits der Stabilitätsgrenze liegen. Die Maxima des Schalldrucks sind dort bei unterhalb 400 Pa. Ein vergleichbares Vorgehen ist am Stabilitätslimit der 1. Umfangsmode aufgrund der sehr schnell anwachsenden Amplituden nicht möglich.

Die Helmholtz-Mode ist genau wie die 1. Umfangsmode stark von der Plenumtemperatur abhängig und verschiebt sich entsprechend zu fetteren Betriebspunkten bei Absenkung von T_{Pl} .

Studienarbeiten

Im Rahmen dieser Dissertation entstanden am *Lehrstuhl für Thermodynamik* der *Technischen Universität München* in den Jahren 2014 bis 2017 unter wesentlicher wissenschaftlicher und inhaltlicher Anleitung des Autors die im Folgenden aufgeführten studentischen Arbeiten. Der Autor dankt hiermit explizit allen ehemals betreuten Studenten für ihr Engagement bei der Unterstützung des hier behandelten Forschungsprojekts.

Student	Studentische Arbeit/Tätigkeit
Muslić, Adnan	<i>Labortätigkeit, Konstruktionsarbeiten, Literaturrecherche.</i> WiHi, 15.11.2015 - 31.10.2017
Muslić, Adnan	<i>Implementation of a Flame Temperature Measurement Technology.</i> Semesterarbeit, Abgabe am 15.05.2017
Steinweg, Dominik	<i>Integration von akustischen Dämpfern in einen Ringbrennkammerteststand.</i> Bachelorarbeit, Abgabe am 26.09.2014
Weber, Robin	<i>Labortätigkeit, Konstruktionsarbeiten, Recherche und Erstellung von Bestelllisten.</i> WiHi, 15.05.2014 - 31.10.2015

Vorveröffentlichungsliste

Wesentliche Teile dieser Dissertation wurden vom Autor bereits vorab als Konferenzbeiträge veröffentlicht [4, 5, 106, 108]. Alle relevanten Vorveröffentlichungen sind entsprechend der gültigen Promotionsordnung ordnungsgemäß gemeldet und anschließend aufgeführt. Sie sind deshalb nicht zwangsläufig im Detail einzeln referenziert. Vielmehr wurde bei der Referenzierung eigener Vorveröffentlichungen Wert auf Verständlichkeit und inhaltlichen Bezug gelegt.

Konferenzen (peer-reviewed)

M. Betz, M. Wagner, M. Zahn, M. Schulze, N. Stadlmair, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Impact of Damper Parameters on the Stability Margin of an Annular Combustor Test Rig. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, Charlotte, NC, USA, Juni 2017. ASME. doi: 10.1115/GT2017-64239.

M. Betz, M. Zahn, und T. Sattelmayer. Influence of Dampers on the Damping Rates of a Lab Scale Annular Combustor. In *24th International Congress on Sound and Vibration*, London, U.K., Juli 2017. ICSV.

M. Zahn, M. Schulze, C. Hirsch, M. Betz, und T. Sattelmayer. Frequency Domain Predictions of Acoustic Wave Propagation and Losses in a Swirl Burner with Linearized Navier-Stokes Equations. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, Montréal, Kanada, Juni 2015. ASME. doi: 10.1115/GT2015-42723.

M. Zahn, M. Betz, M. Schulze, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Predicting the Influence of Damping Devices on the Stability Margin of an Annular Combustor. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, Charlotte, NC, USA, Juni 2017. ASME. doi: 10.1115/GT2017-64238.

Literaturverzeichnis

- [1] P. R. Alemela. *Measurement and Scaling of Acoustic Transfer Matrices of Premixed Swirl Flames*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2009.
- [2] M. J. Assael, A. R. H. Goodwin, V. Vesovic, und W. A. Wakeham, Hrsg. *Experimental Thermodynamics Volume IX*. Royal Society of Chemistry, Cambridge, 2014. ISBN 978-1-84973-677-0. doi: 10.1039/9781782625254.
- [3] S. Bade. *Messung und Modellierung der thermoakustischen Eigenschaften eines modularen Brennersystems für vorgemischte Drallflammen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2014.
- [4] M. Betz, M. Wagner, M. Zahn, M. Schulze, N. Stadlmair, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Impact of Damper Parameters on the Stability Margin of an Annular Combustor Test Rig. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, Charlotte, NC, USA, Juni 2017. ASME. doi: 10.1115/GT2017-64239.
- [5] M. Betz, M. Zahn, und T. Sattelmayer. Influence of Dampers on the Damping Rates of a Lab Scale Annular Combustor. In *24th International Congress on Sound and Vibration*, London, U.K., Juli 2017. ICSV.
- [6] P. Böckh und T. Wetzel. *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. Springer, Berlin und Heidelberg, 7. Aufl., 2017. ISBN 978-3-662-55480-7. doi: 10.1007/978-3-662-55480-7.
- [7] M. R. Bothien und D. Wassmer. Impact of Density Discontinuities on the Resonance Frequency of Helmholtz Resonators. *AIAA Journal*, 53: 877–887, April 2015. doi: 10.2514/1.J053227.

- [8] M. R. Bothien, N. Noiray, und B. Schuermans. A Novel Damping Device for Broadband Attenuation of Low-Frequency Combustion Pulsations in Gas Turbines. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 136(4):041504, 2013. ISSN 0742-4795. doi: 10.1115/1.4025761.
- [9] M. R. Bothien, N. Noiray, und B. Schuermans. Analysis of Azimuthal Thermo-Acoustic Modes in Annular Gas Turbine Combustion Chambers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137(6):061505–061505–8, 2015. ISSN 07424795. doi: 10.1115/1.4028718.
- [10] C. Bourquard und N. Noiray. Criteria for Choosing Helmholtz or Quarter-Wave Dampers to Suppress Combustion Instabilities. In *International Symposium Thermoacoustic Instabilities in Gas Turbines and Rocket Engines*, München, Deutschland, Mai 2016. TUM IAS. doi: 10.3929/ethz-a-010722919.
- [11] C. Bourquard und N. Noiray. Stabilization of Self-Sustained Acoustic Oscillation using Helmholtz and Quarter-Wave Resonators. In *24th International Congress on Sound and Vibration*, London, U.K., Juli 2017. ICSV.
- [12] S. M. Camporeale, A. Forte, B. Fortunato, M. Mastrovito, und A. Ferrante. Numerical Simulation of the Acoustic Pressure Field in an Annular Combustion Chamber with Helmholtz Resonators. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Wien, Österreich, Juni 2004. ASME. doi: 10.1115/GT2004-54139.
- [13] S. Candel. Combustion Dynamics and Control: Progress and Challenges. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29(1):1–28, 2002. ISSN 1540-7489. doi: 10.1016/S1540-7489(02)80007-4.
- [14] A. Cárdenas Miranda. *Influence of Enhanced Heat Transfer in Pulsating Flow on the Damping Characteristics of Resonator Rings*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2014.
- [15] J. Cohen, G. Hagen, A. Banaszuk, S. Becz, und P. Mehta. Attenuation of Gas Turbine Combustor Pressure Oscillations using Symmetry Breaking. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Aerospace Sciences Mee-

- tings. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2011. doi: 10.2514/6.2011-60.
- [16] B. Ćosić, T. G. Reichel, und C. O. Paschereit. Acoustic Response of a Helmholtz Resonator Exposed to Hot-Gas Penetration and High Amplitude Oscillations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(10):101503, August 2012. doi: 10.1115/1.4007024.
- [17] B. Ćosić, D. Wassmer, S. Terhaar, und C. O. Paschereit. Acoustic response of Helmholtz dampers in the presence of hot grazing flow. *Journal of Sound and Vibration*, 335:1–18, 2015. doi: 10.1016/j.jsv.2014.08.025.
- [18] B. Ćosić. *Nonlinear Thermoacoustic Stability Analysis of Gas Turbine Combustion Chambers*. Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, 2015.
- [19] F. Culick und P. Kuentzmann. *Unsteady Motions in Combustion Chambers for Propulsion Systems*. NATO Research and Technology Organization, 2006.
- [20] DIN EN 60534-1:2005. Stellventile für die Prozessregelung - Teil 1: Begriffe und allgemeine Betrachtungen. Norm, Juli 2010.
- [21] E. Doering, H. Schedwill, und M. Dehli. *Grundlagen der Technischen Thermodynamik*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2016. ISBN 978-3-658-15147-8. doi: 10.1007/978-3-658-15148-5.
- [22] S. Ducruix, T. Schuller, D. Durox, und S. Candel. Combustion Dynamics and Instabilities: Elementary Coupling and Driving Mechanisms. *Journal of Propulsion and Power*, 19(5):722–734, 2003. ISSN 0748-4658. doi: 10.2514/2.6182.
- [23] F. Ettner. *Analysis of the Acoustic Field in an Annular Combustor*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2007.
- [24] S. Evesque, W. Polifke, und C. Pankiewicz. Spinning and Azimuthally Standing Acoustic Modes in Annular Combustors. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, Reston, Virginia, 2003. American Institute of Aeronautics and Astronautics. ISBN 978-1-62410-102-1. doi: 10.2514/6.2003-3182.

- [25] D. Fanaca. *Influence of Burner-Burner Interactions on the Flame Dynamics in an Annular Combustor*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2010.
- [26] M. Foust, D. Thomsen, R. Stickles, C. Cooper, und W. Dodds. Development of the GE Aviation Low Emissions TAPS Combustor for Next Generation Aircraft Engines. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2012. doi: 10.2514/6.2012-936.
- [27] E. Freitag. *On the Measurement and Modelling of Flame Transfer Functions at Elevated Pressure*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2009.
- [28] K. Förner, J. Tournadre, P. Martínez-Lera, und W. Polifke. Scattering to Higher Harmonics for Quarter Wave and Helmholtz Resonators. *AIAA Journal*, 55(4):1194–1204, April 2017. doi: 10.2514/6.2016-2968.
- [29] C. W. Gardiner. *Stochastic Methods: A Handbook for the Natural and Social Sciences*. Springer complexity. Springer, Berlin, 4. Aufl., 2009. ISBN 978-3-540-70712-7.
- [30] A. Gentemann, C. Hirsch, K. Kunze, F. Kiesewetter, T. Sattelmayer, und W. Polifke. Validation of Flame Transfer Function Reconstruction for Perfectly Premixed Swirl Flames. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Wien, Österreich, Juni 2004. ASME. doi: 10.1115/GT2004-53776.
- [31] W. Haldenwanger GmbH & Co. KG. Messen/Regeln, 2003. URL http://www.buntenkoetter-btk.de/pdfs/prod_messen.pdf.
- [32] F. J. Harris. On the use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform. *Proceedings of the IEEE*, 66(1):51–83, Januar 1978. ISSN 0018-9219. doi: 10.1109/PROC.1978.10837.
- [33] M. W. Hauser. *Zum Einfluss transversaler akustischer Anregung auf die Dynamik turbulenter vorgemischter Drallflammen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2014.

- [34] G. Heinzel, A. Rüdiger, und R. Schilling. Spectrum and Spectral Density Estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), Including a Comprehensive List of Window Functions and Some new Flat-Top Windows. 2002. doi: 10.22027/395068.
- [35] T. J. Held und G. C. Hsiao. Verfahren und Vorrichtung zum Verringern von Verbrennungsschwingungen. Schutzrecht, März 2005. EP 1 517 087 A1.
- [36] J. Hellat, S. Tschirren, P. Stuber, und C. O. Paschereit. Damper Arrangement for Reducing Combustion-Chamber Pulsations. Schutzrecht, April 2003. US 6,546,729 B2.
- [37] J. Hellat, M. R. Bothien, B. Schuermans, A. Huber, und N. Noiray. Simultane Breitbanddämpfung an mehreren Stellen in einer Brennkammer. Schutzrecht, September 2013. EP 2 642 204 A1.
- [38] C. Hirsch, D. Fanaca, P. Reddy, W. Polifke, und T. Sattelmayer. Influence of the Swirler Design on the Flame Transfer Function of Premixed Flames. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005*, Reno, Nevada, USA, Juni 2005. ASME. doi: 10.1115/GT2005-68195.
- [39] A. Huber, M. Bothien, N. Noiray, und B. Schuermans. Helmholtz-Dämpfer und Verfahren zur Regelung der Resonanzfrequenz eines Helmholtz-Dämpfers. Schutzrecht, Dezember 2011. EP 2 397 761 A1.
- [40] A. Huber, N. Noiray, B. Schuermans, und M. Bothien. Dämpfungsanordnung. Schutzrecht, Dezember 2011. EP 2 397 759 A1.
- [41] F. Joos. *Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer, Berlin und Heidelberg und New York, 2006. ISBN 3540343334.
- [42] R. Kathan. *Verlustmechanismen in Raketenbrennkammern*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2013.
- [43] J. J. Keller und E. Zauner. On the use of Helmholtz Resonators as Sound Attenuators. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, 46(3):297–327, Mai 1995. ISSN 1420-9039. doi: 10.1007/BF01003552.

- [44] T. Komarek und W. Polifke. Impact of Swirl Fluctuations on the Flame Response of a Perfectly Premixed Swirl Burner. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132(6):061503–061503–7, 2010. ISSN 07424795. doi: 10.1115/1.4000127.
- [45] K. Kunze. *Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2004.
- [46] C. J. Lawn und W. Polifke. A Model for the Thermoacoustic Response of a Premixed Swirl Burner, Part II: The Flame Response. *Combustion Science and Technology*, 176(8):1359–1390, 2004. doi: 10.1080/00102200490461623.
- [47] C. Lechner und J. Seume. *Stationäre Gasturbinen*. Springer, Berlin und Heidelberg, 2010. ISBN 978-3-540-92787-7. doi: 10.1007/978-3-540-92788-4.
- [48] A. H. Lefebvre und D. R. Ballal. *Gas Turbine Combustion: Alternative Fuels and Emissions*. Taylor & Francis, Boca Raton [u.a.], 3. Aufl., 2010. ISBN 978-1-4200-8605-8.
- [49] T. Lex. *Fluidodynamik von Gas-Flüssigkeits-Gemischen in Kugelhähnen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2004.
- [50] T. C. Lieuwen. Online Combustor Stability Margin Assessment using Dynamic Pressure Data. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 127(3):478–482, 2005. ISSN 0742-4795. doi: 10.1115/1.1850493.
- [51] T. C. Lieuwen. *Unsteady Combustor Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 2013. ISBN 978-1-10701-599-9. doi: 10.1017/CBO9781139059961.
- [52] T. C. Lieuwen und V. Yang. *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston ,VA, 2006. ISBN 978-1-56347-669-3. doi: 10.2514/4.866807.
- [53] M. Lohrmann, H. Büchner, N. Zarzalis, und W. Krebs. Flame Transfer Function Characteristics of Swirl Flames for Gas Turbine Applications.

- In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*, Atlanta, Georgia, USA, Juni 2003. ASME. doi: 10.1115/GT2003-38113.
- [54] M. A. Macquisten, A. J. Moran, M. Whiteman, J. F. Carrotte, A. G. Barker, und M. S. Goodwin. Helmholtzresonator für eine Brennkammer eines Gasturbinentriebwerks. Schutzrecht, Juli 2007. EP 1 669 670 B1.
- [55] F. Magni, M. A. von Planta, F. Grimm, D. Nowak, und M. Schaerer. Helmholtzdämpfer für den Einbau in die Brennkammer einer Gasturbine sowie Verfahren zum Einbau eines solchen Helmholtzdämpfers. Schutzrecht, August 2011. EP 2 354 659 A1.
- [56] K. Matsuyama und S. Nakamura. Schalldämpfer, Brennkammer und Gasturbine. Schutzrecht, September 2017. EP 2 818 670 B1.
- [57] M. Mazur, H. T. Nygård, J. Dawson, und N. Worth. Experimental Study of Damper Position on Instabilities in an Annular Combustor. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2018*, Oslo, Norwegen, Juni 2018. ASME. doi: 10.1115/GT2018-75070.
- [58] M. Meissner. Effect of Cross-Sectional Area Discontinuities in Closed Hard-Walled Ducts on Frequency of Longitudinal Modes. *Archives of Acoustics*, 35(3):1153, 2010. ISSN 0137-5075. doi: 10.2478/v10168-010-0034-0.
- [59] D. Mejia, M. Miguel-Brebion, und L. Selle. On the Experimental Determination of Growth and Damping Rates for Combustion Instabilities. *Combustion and Flame*, 169:287–296, 2016. ISSN 0010-2180. doi: 10.1016/j.combustflame.2016.05.004.
- [60] G. A. Mensah und J. P. Moeck. Acoustic Damper Placement and Tuning for Annular Combustors: An Adjoint-Based Optimization Study. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 139(6):061501, 2017. ISSN 07424795. doi: 10.1115/1.4035201.
- [61] G. A. Mensah, L. Magri, A. Orchini, und J. P. Moeck. Effects of Asymmetry on Thermoacoustic Modes in Annular Combustors: A Higher-Order Perturbation Study. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2018*, Oslo, Norwegen, Juni 2018. ASME. doi: 10.1115/GT2018-76797.

- [62] J. P. Moeck, M. Paul, und C. O. Paschereit. Thermoacoustic Instabilities in an Annular Rijke Tube. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010*, Glasgow, U.K., Juni 2010. ASME. doi: 10.1115/GT2010-23577.
- [63] Q. H. Nguyen, K. Kim, W. Epperson, P. E. Patecki, und M. A. Mueller. Verfahren und System zur Abstimmung von Resonatoren. Schutzrecht, Dezember 2016. EP 3 101 345 A2.
- [64] N. Noiray und A. Denisov. A Method to Identify Thermoacoustic Growth Rates in Combustion Chambers From Dynamic Pressure Time Series. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3):3843–3850, 2017. ISSN 1540-7489. doi: 10.1016/j.proci.2016.06.092.
- [65] N. Noiray, D. Durox, T. Schuller, und S. Candel. Dynamic Phase Converter for Passive Control of Combustion Instabilities. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2):3163–3170, 2009. ISSN 1540-7489. doi: 10.1016/j.proci.2008.05.051.
- [66] N. Noiray und B. Schuermans. On the Dynamic Nature of Azimuthal Thermoacoustic Modes in Annular Gas Turbine Combustion Chambers. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 469(2151), 2013. ISSN 1364-5021. doi: 10.1098/rspa.2012.0535.
- [67] N. Noiray, M. Bothien, und B. Schuermans. Investigation of Azimuthal Staging Concepts in Annular Gas Turbines. *Combustion Theory and Modelling*, 15(5):585–606, 2011. doi: 10.1080/13647830.2011.552636.
- [68] OMEGA Engineering GmbH. Comparison of Time Constant vs. Overall Outside Diameter of Bare Thermocouple Wires or Grounded Junction Thermocouples In Air, 1999. URL <https://www.omega.de/temperature/Z/pdf/z051.pdf>.
- [69] OMEGA Engineering GmbH. Unisolierte Feindraht-Thermoelemente aus Wolfram/Rhenium, Platin/Rhodium und Standardlegierungen, 2012. URL https://www.omega.de/temperature/pdf/IRCO_CHAL_P13R_P10R.pdf.

- [70] M. Oschwald und M. Marpert. On the Acoustics of Rocket Combustors Equipped with Quarter Wave Absorbers. In *Progress in Propulsion Physics*, Seiten 339–350, Les Ulis, France, 2011. EDP Sciences. ISBN 978-2-7598-0673-7. doi: 10.1051/eucass/201102339.
- [71] R. P. Pandalai, B. A. Carter, und H. W. W. Hehmann. Acoustic Damper for a Gas Turbine Engine Combustor. Schutzrecht, November 1997. US 5,685,157 A.
- [72] C. Pankiewitz. *Hybrides Berechnungsverfahren für thermoakustische Instabilitäten von Mehrbrennersystemen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2004.
- [73] W. Polifke. Combustion Instabilities. In J. Anthoine und A. Hirschberg, Hrsg., *Advances in Aeroacoustics and Applications*, VKI LS 2004-05. Von Karman Institute, Rhode Saint Genèse, Belgium, März 2004. ISBN 2-930389-54-0.
- [74] W. Polifke, J. v. d. Hoek, und B. Verhaar. Basic Equations and Numerical Tools for Linear Acoustics in Gas Turbines. Technical Report ABB CHCRC 97-16, ABB Corporate Research, Baden, Schweiz, 1997.
- [75] W. Polifke und C. Lawn. On the Low-Frequency Limit of Flame Transfer Functions. *Combustion and Flame*, 151(3):437–451, 2007. ISSN 0010-2180. doi: 10.1016/j.combustflame.2007.07.005.
- [76] Rayleigh. The Explanation of Certain Acoustical Phenomena. *Nature*, 18:319–321, Juli 1878. doi: 10.1038/018319a0.
- [77] G. A. Richards, D. L. Straub, und E. H. Robey. Passive Control of Combustion Dynamics in Stationary Gas Turbines. *Journal of Propulsion and Power*, 19(5):795–810, 2003. ISSN 0748-4658. doi: 10.2514/2.6195.
- [78] S. Rienstra und A. Hirschberg. *An Introduction to Acoustics*. Eindhoven University of Technology, Mai 2018.
- [79] F. Sarikoç. *Untersuchungen zur Reduzierung der Stickoxidemissionen bei modernen Brennverfahren für Motoren mit Benzin-Direkteinspritzung*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 2009.

- [80] T. Sattelmayer. Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities from Equivalence Ratio Fluctuations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125(1):11–19, 2003. doi: 10.1115/1.1365159.
- [81] T. Sattelmayer, R. Kathan, S. Köglmeier, R. Kaess, und A. Nicole. Validation of Transverse Instability Damping Computations for Rocket Engines. *Journal of Propulsion and Power*, 15(4):1148–1158, August 2015. doi: 10.2514/1.b35536.
- [82] S. S. Sattinger, D. D. Darling, R. K. Holbert, und W. E. Kepes. Modularer Resonator zur Unterdrückung von Verbrennungsinstabilitäten in Gasturbinenanlagen. Schutzrecht, Mai 2015. EP 1 319 153 B1.
- [83] A. Scarpato, S. Ducruix, und T. Schuller. A Novel Design Method for Robust Acoustic Dampers with Perforated Plates Backed by a Cavity Operating at Low and High Strouhal Numbers. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*, Kopenhagen, Dänemark, Juni 2012. ASME. doi: 10.1115/GT2012-69249.
- [84] A. Scarpato. *Linear and Nonlinear Analysis of the Acoustic Response of Perforated Plates Traversed by a Bias Flow*. Dissertation, École Centrale Paris, Paris, 2014.
- [85] B. Schuermans. *Modeling and Control of Thermoacoustic Instabilities*. Dissertation, École polytechnique fédérale de Lausanne, Lausanne, 2003.
- [86] B. Schuermans, M. Bothien, M. Maurer, und B. Bunkute. Combined Acoustic Damping-Cooling System for Operational Flexibility of GT26/GT24 Reheat Combustors. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, Montréal, Kanada, Juni 2015. ASME, ASME. doi: 10.1115/GT2015-42287.
- [87] M. Schulze, R. Kathan, und T. Sattelmayer. Impact of Absorber Ring Position and Cavity Length on Acoustic Damping. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 52 (3):917–927, Mai 2015. doi: 10.2514/1.A33215.

- [88] M. Schulze. *Linear Stability Assessment of Cryogenic Rocket Engines*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2016.
- [89] J. Schwing. *Über die Interaktion von transversalen akustischen Moden, Strömung und drallstabilisierter Flamme in zylindrischen Flammrohren*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2013.
- [90] SERTO AG. SERTO Katalog / Catalogue / Catalog V16, März 2016. URL http://www.serto.com/fileadmin/serto/PDF_Dateien/4_Katalog/Version_INT/12_VentileMetall_d-f-e.pdf.
- [91] N. V. Stadlmair, T. Hummel, und T. Sattelmayer. Thermoacoustic Damping Rate Determination from Combustion Noise using Bayesian Statistics. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, Charlotte, NC, USA, Juni 2017. ASME. doi: 10.1115/GT2017-63338.
- [92] N. V. Stadlmair, M. Wagner, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Experimentally Determining the Acoustic Damping Rates of a Combustor with a Swirl Stabilized Lean Premixed Flame. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, Montréal, Kanada, Juni 2015. ASME. doi: 10.1115/GT2015-42683.
- [93] N. V. Stadlmair. *Influence of Water Injection on the Thermoacoustic Stability of a Lean-Premixed Combustor*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2018.
- [94] S. R. Stow und A. P. Dowling. Modelling of Circumferential Modal Coupling Due to Helmholtz Resonators. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*, Atlanta, Georgia, USA, Juni 2003. ASME. doi: 10.1115/GT2003-38168.
- [95] SWM Services GmbH. Erdgasbeschaffenheit: Jahresmittel für 2016, März 2017. URL <https://www.swm-infrastruktur.de/dam/swm-infrastruktur/dokumente/gas/netzstrukturdaten/erdgasbeschaffenheit-jahresmittel-2016.pdf>.
- [96] D. Tonon und M. R. Bothien. Viertelwellen-Dämpfungsvorrichtung für eine Gasturbinenbrennkammer. Schutzrecht, April 2015. EP 2 865 948 B1.

- [97] J. Tournadre, K. Förner, W. Polifke, P. Martinez-Lera, und W. Desmet. Determination of Acoustic Impedance for Helmholtz Resonators Through Incompressible Unsteady Flow Simulations. *AIAA Journal*, 55(3):790–798, 2017. ISSN 0001-1452. doi: 10.2514/1.J055337.
- [98] J. Tournadre. *Characterization of Passive Acoustic Dampers with Orifices using Linear and Nonlinear Numerical Models*. Dissertation, KU Leuven, Leuven, 2018.
- [99] J. Tournadre, W. Desmet, und P. Martinez-Lera. Evaluation of Temperature Effects on Passive Acoustic Dampers with a Frequency-Domain Linearized Navier-Stokes Equations Solver. In *23rd International Congress on Sound and Vibration*, Athen, Griechenland, Juli 2016. ICSV.
- [100] R. van Ligten. Lambda/4-Absorber mit einstellbarer Bandbreite. Schutzrecht, Januar 2002. EP 0 962 013 B1.
- [101] Verein Deutscher Ingenieure. Strömungstechnische Kenngrößen von Stellventilen und deren Bestimmung. VDI/VDE Richtlinie 2173, 2007.
- [102] M. Wagner, C. Jörg, und T. Sattelmayer. Comparison of the Accuracy of Time-Domain Measurement Methods for Combustor Damping. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, San Antonio, Texas, USA, Juni 2013. ASME. doi: 10.1115/GT2013-94844.
- [103] M. Wagner. Bisher unveröffentlichte Arbeiten zur Bestimmung der Dämpfung einer Ringbrennkammer, 2012.
- [104] S. Wang, M. A. Mueller, und F. Han. Akustischer Helmholtz-Dämpfer für einen Gasturbinenmotor. Schutzrecht, Juli 2015. EP 2 557 282 B1.
- [105] D. Wassmer, B. Ćosić, und C. O. Paschereit. Resonance Frequency of Helmholtz Dampers in the Presence of High-Temperature Grazing Flows. In *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014. doi: 10.2514/6.2014-3179.
- [106] M. Zahn, M. Schulze, C. Hirsch, M. Betz, und T. Sattelmayer. Frequency Domain Predictions of Acoustic Wave Propagation and Losses in a Swirl Burner with Linearized Navier-Stokes Equations. In *Proceedings*

- of ASME Turbo Expo 2015*, Montréal, Kanada, Juni 2015. ASME. doi: 10.1115/GT2015-42723.
- [107] M. Zahn, M. Schulze, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Impact of Quarter Wave Tube Arrangement on Damping of Azimuthal Modes. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*, Seoul, Südkorea, Juni 2016. ASME. doi: 10.1115/GT2016-56450.
- [108] M. Zahn, M. Betz, M. Schulze, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Predicting the Influence of Damping Devices on the Stability Margin of an Annular Combustor. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, Charlotte, NC, USA, Juni 2017. ASME. doi: 10.1115/GT2017-64238.
- [109] M. Zahn, M. Schulze, M. Wagner, C. Hirsch, und T. Sattelmayer. Frequency Domain Predictions of the Acoustic Reflection Coefficient of a Combustor Exit Nozzle with Linearized Navier-Stokes Equations. In *24th International Congress on Sound and Vibration*, London, U.K., Juli 2017. ICSV.
- [110] M. Zahn. *Vorhersage und Optimierung des thermoakustischen Stabilitätsverhaltens von Ringbrennkammern unter Einsatz passiver Dämpfer*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2018.
- [111] D. Zhao und X. Li. A Review of Acoustic Dampers Applied to Combustion Chambers in Aerospace Industry. *Progress in Aerospace Sciences*, 74: 114–130, 2015. ISSN 0376-0421. doi: 10.1016/j.paerosci.2014.12.003.