Forschungsbericht 2025-28

Untersuchung der Flammendynamik in kryogenen Sauerstoff/Methan-Raketenbrennkammern

Jan Martin

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Raumfahrtantriebe
Lampoldshausen

Deutsches Zentrum
DLR für Luft- und Raumfahrt

Untersuchung der Flammendynamik in kryogenen Sauerstoff/Methan-Raketenbrennkammern

Investigation of Flame Dynamics in Cryogenic Oxygen/Methane Rocket Engines

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Jan Philipp Martin

Berichter/in: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Oschwald
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Mai 2025

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

Forschungsbericht 2025-28

Untersuchung der Flammendynamik in kryogenen Sauerstoff/Methan-Raketenbrennkammern

Jan Martin

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Raumfahrtantriebe
Lampoldshausen

132 Seiten
80 Bilder
12 Tabellen
254 Literaturstellen

Deutsches Zentrum
DLR für Luft- und Raumfahrt

Herausgeber:

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e. V.
Wissenschaftliche Information
Linder Höhe
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454
ISRN DLR-FB-2025-28
Erscheinungsjahr 2025
DOI: 10.57676/sb4b-5e96

Erklärung des Herausgebers
Dieses Werk – ausgenommen anderweitig gekennzeichneter Teile – ist lizensiert unter den Bedingungen der Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 4.0 International (CC BY-NC 4.0), abrufbar über https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/

Lizenz
Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International

Raketentriebwerk, kryogene Treibstoffe, unterkritische Verbrennung, überkritische Verbrennung, Sauerstoff/Methan, Verbrennungsinstabilitäten, Flammenvisualisierung

Jan MARTIN
DLR, Institut für Raumfahrtantriebe, Lampoldshausen

Untersuchung der Flammendynamik in kryogenen Sauerstoff/Methan-Raketenbrennkammern
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen

Trotz jahrzehntelanger intensiver Forschung bleiben Verbrennungsinstabilitäten nach wie vor ein bedeutendes Risiko für Flüssigkeitsraketentriebwerke. Durch die Hinwendung zur Treibstoffkombination Sauerstoff/Methan und der diesbezüglich dünnen Forschungslage erhöht sich das Risiko weiter. Die im Rahmen der vorliegenden Dissertation durchgeführten experimentellen Versuche offenbarten sowohl kurzlebige als auch anhaltende Verbrennungsinstabilitäten der ersten longitudinalen Brennkammermode (1L-Mode) für ein charakteristisches Hauptstufen-Injektorelement in einer optisch zugänglichen Raketenbrennkammer. Auch in einem für ein Oberstufen-Triebwerk repräsentativen Experiment sind für bestimmte Betriebsbedingungen Instabilitäten der 1L-Mode aufgetreten. Zusätzlich zeigte sich ebenso eine Anregung der ersten tangentialen Brennkammermode (1T-Mode). Die Motivation dieser Dissertation schöpft sich folglich aus dem Bestreben, ein Verständnis für die Instabilitäten in beiden Versuchsträgern zu erlangen. Der Fokus der vorliegenden Arbeit richtet sich dabei auf die Untersuchung der Flammen-Akustik-Interaktion mittels 2D-Flammenvisualisierungen. Die Flammendynamik wurde mittels einzelner Aufnahmen, Sequenzen, aber auch anhand der *Dynamic Mode Decomposition* untersucht. Die Berechnung zweidimensionaler Rayleigh-Indizes zwischen Flammenstrahlung und Druckfeld in der Brennkammer ergaben Werte in Größe und Phasenlage konsistent zum Stabilitätsverhalten. Basierend auf einer Analyse der Flammendynamik scheint der Betrieb des Injektorelements in einem Bereich mit geringer Stabilitätsreserve eine entscheidende Rolle im Entstehungsprozess der Instabilitäten zu spielen. Stark variierende Amplituden des Verbrennungsrauschens dienen dabei als Anregungsquelle von Dynamiken eines breitbandigen Frequenzspektrums wie hydrodynamischen Phänomenen. Durch Synchronisation der Hydrodynamik mit der Akustik können sich dann thermoakustische Instabilitäten ausbilden. Die 1L-Instabilitäten aus den Versuchen repräsentativ für ein Oberstufen-Triebwerk wiesen ähnliche Signaturen auf. Die zusätzliche Instabilität der 1T-Mode in diesem Versuchsträger konnte den injektorgekoppelten Instabilitäten zugeordnet werden, welche Gröning in Versuchen mit der gleichen Schubkammer, allerdings mit der Treibstoffkombination Sauerstoff/Wasserstoff, beobachtete. Der hydrodynamische Effekt des Blendenpfeifens als wichtiger Einflussfaktor nach Armbruster konnte ebenfalls bestätigt werden. Als bedeutendes Ergebnis aus der Analyse der Versuchsdaten mit der Treibstoffkombination Sauerstoff/Methan kristallisierte sich der destabilisierende Effekt von zurückversetzten Scher-Koaxial-Injektoren bei der Verbrennung heraus.

rocket engine, cryogenic propellants, subcritical combustion, supercritical combustion, oxygen/methane, combustion instabilities, flame visualization

Jan MARTIN
German Aerospace Center (DLR), Institute of Space Propulsion, Lampoldshausen

Investigation of Flame Dynamics in Cryogenic Oxygen/Methane Rocket Engines

RWTH Aachen University

Despite decades of intensive research, combustion instabilities remain a significant risk for liquid propellant rocket engines. The risk is further increased by the shift towards the oxygen/methane propellant combination and the sparse research situation in this regard. Experimental tests conducted as part of this dissertation revealed short-lived and self-sustained combustion instabilities of the first longitudinal combustion chamber mode (1L-mode) for a characteristic main-stage sized injector element in an optically accessible rocket combustion chamber. Additionally, in experiments representative for an upper stage engine, instabilities of the 1L-mode occurred for certain operating conditions and combustion chamber configurations. Excitation of the first tangential combustion chamber mode (1T-mode) was also shown for other operational conditions. Thus, the motivation of this dissertation is to gain an understanding of the instabilities in both test vehicles. The focus of this work lies on the investigation of the flame-acoustic-interaction on the basis of 2D flame visualizations which cover a large part of the combustion chamber. The flame dynamics were investigated by means of individual frames, sequences, but also by applying *Dynamic Mode Decomposition*. The analysis of two-dimensional Rayleigh-Indices between flame radiation and reconstructed pressure field in the combustion chamber showed that the calculated values are consistent in magnitude and phase to the stability behavior. Based on an analysis of the flame dynamics, the operation of the injector element in a mono-/bistable range with low stability margins appears to play a decisive role in the development of thermoacoustic instabilities. Strongly varying amplitudes of the turbulent combustion noise serve as an excitation source for dynamics of a broadband frequency spectrum such as hydrodynamic phenomena. By synchronizing the hydrodynamics with the acoustics, thermoacoustic instabilities can develop. The 1L-instabilities from experiments representative for an upper stage engine showed similar signatures. The second instability of the 1T-mode could be assigned to the injector-coupled instabilities, which Gröning observed in experiments with the same combustion chamber but the propellant combination oxygen/hydrogen. The hydrodynamic effect of orifice whistling as an important influencing factor according to Armbruster could also be confirmed. An important result from the analysis of the test data was the destabilizing effect of a recess on shear coaxial injectors in oxygen/methane combustion.

Kurzfassung

Trotz jahrzehntelanger intensiver Forschung bleiben Verbrennungsinstabilitäten nach wie vor ein bedeutendes Risiko für Flüssigkeitsraketentriebwerke. Durch die Hinwendung zur Treibstoffkombination Sauerstoff/Methan und der diesbezüglich dünnen Forschungslage erhöht sich das Risiko weiter. Die im Rahmen der vorliegenden Dissertation durchgeführten experimentellen Versuche offenbarten sowohl kurzlebige als auch anhaltende Verbrennungsinstabilitäten der ersten longitudinalen Brennkammermode (1L-Mode) für ein charakteristisches Hauptstufen-Injektorelement in einer optisch zugänglichen Raketenbrennkammer. Auch in einem für ein Oberstufen-Triebwerk repräsentativen Experiment sind für bestimmte Betriebsbedingungen Instabilitäten der 1L-Mode aufgetreten. Zusätzlich zeigte sich ebenso eine Anregung der ersten tangentialen Brennkammermode (1T-Mode). Die Motivation dieser Dissertation schöpft sich folglich aus dem Bestreben, ein Verständnis für die Instabilitäten in beiden Versuchsträgern zu erlangen. Der Fokus der vorliegenden Arbeit richtet sich dabei auf die Untersuchung der Flammen-Akustik-Interaktion mittels 2D-Flammenvisualisierungen. Die Flammendynamik wurde mittels einzelner Aufnahmen, Sequenzen, aber auch anhand der *Dynamic Mode Decomposition* untersucht. Die Berechnung zweidimensionaler Rayleigh-Indizes zwischen Flammenstrahlung und Druckfeld in der Brennkammer ergaben Werte in Größe und Phasenlage konsistent zum Stabilitätsverhalten. Basierend auf einer Analyse der Flammendynamik scheint der Betrieb des Injektorelements in einem Bereich mit geringer Stabilitätsreserve eine entscheidende Rolle im Entstehungsprozess der Instabilitäten zu spielen. Stark variierende Amplituden des Verbrennungsrauschens dienen dabei als Anregungsquelle von Dynamiken eines breitbandigen Frequenzspektrums wie hydrodynamischen Phänomenen. Durch Synchronisation der Hydrodynamik mit der Akustik können sich dann thermoakustische Instabilitäten ausbilden. Die 1L-Instabilitäten aus den Versuchen repräsentativ für ein Oberstufen-Triebwerk wiesen ähnliche Signaturen auf. Die zusätzliche Instabilität der 1T-Mode in diesem Versuchsträger konnte den injektorgekoppelten Instabilitäten zugeordnet werden, welche Gröning in Versuchen mit der gleichen Schubkammer, allerdings mit der Treibstoffkombination Sauerstoff/Wasserstoff, beobachtete. Der hydrodynamische Effekt des Blendenpfeifens als wichtiger Einflussfaktor nach Armbruster konnte ebenfalls bestätigt werden. Als bedeutendes Ergebnis aus der Analyse der Versuchsdaten mit der Treibstoffkombination Sauerstoff/Methan kristallisierte sich der destabilisierende Effekt von zurückversetzten Scher-Koaxial-Injektoren bei der Verbrennung heraus.

Abstract

Despite decades of intensive research, combustion instabilities remain a significant risk for liquid propellant rocket engines. The risk is further increased by the shift towards the oxygen/methane propellant combination and the sparse research situation in this regard. Experimental tests conducted as part of this dissertation revealed short-lived and self-sustained combustion instabilities of the first longitudinal combustion chamber mode (1L-mode) for a characteristic main-stage sized injector element in an optically accessible rocket combustion chamber. Additionally, in experiments representative for an upper stage engine, instabilities of the 1L-mode occurred for certain operating conditions and combustion chamber configurations. Excitation of the first tangential combustion chamber mode (1T-mode) was also shown for other operational conditions. Thus, the motivation of this dissertation is to gain an understanding of the instabilities in both test vehicles. The focus of this work lies on the investigation of the flame-acoustic-interaction on the basis of 2D flame visualizations which cover a large part of the combustion chamber. The flame dynamics were investigated by means of individual frames, sequences, but also by applying *Dynamic Mode Decomposition*. The analysis of two-dimensional Rayleigh-Indices between flame radiation and reconstructed pressure field in the combustion chamber showed that the calculated values are consistent in magnitude and phase to the stability behavior. Based on an analysis of the flame dynamics, the operation of the injector element in a mono-/bistable range with low stability margins appears to play a decisive role in the development of thermoacoustic instabilities. Strongly varying amplitudes of the turbulent combustion noise serve as an excitation source for dynamics of a broadband frequency spectrum such as hydrodynamic phenomena. By synchronizing the hydrodynamics with the acoustics, thermoacoustic instabilities can develop. The 1L-instabilities from experiments representative for an upper stage engine showed similar signatures. The second instability of the 1T-mode could be assigned to the injector-coupled instabilities, which Gröning observed in experiments with the same combustion chamber but the propellant combination oxygen/hydrogen. The hydrodynamic effect of orifice whistling as an important influencing factor according to Armbruster could also be confirmed. An important result from the analysis of the test data was the destabilizing effect of a recess on shear coaxial injectors in oxygen/methane combustion.

I had a one billion dollar budget and I was 28 years old [...] The biggest problem of all that came about in that programe was a problem called combustion instability.

(Saverio ‚Sonny' Moerea,
Project manager F1-engine developement)

Danksagung

Die vorliegende Dissertation beruht auf meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Lampoldshausen. Sie war in einige DLR-Projekte eingebunden, darunter sind vor allem AMADEUS und FUTURE FUELS hervorzuheben, die einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an der Finanzierung des Experiments bereitstellten.

Während meiner Promotionszeit wurde ich von vielen Seiten unterstützt. Zunächst möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr. rer. nat. Michael Oschwald herzlich danken, der es mir ermöglichte, die vorliegende Arbeit in diesem einzigartigen und herausfordernden Fachbereich zu realisieren. Seine hilfreichen Anregungen und fundierten Kommentare leisteten für die resultierende Dissertation einen wertvollen Beitrag.

Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer und Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke danke ich für die Übernahme des Koreferats, sowie Prof. Dr.-Ing. Kai-Uwe Schröder für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Ein besonderer Dank gilt weiterhin den jetzigen sowie ehemaligen Mitgliedern der Gruppe der Verbrennungsdynamik Dr. Justin Hardi, Dr. Wolfgang Armbruster, Dr. Michael Börner, Dr. Federica Tonti, Dr. Min Son und Alexander Bee für die großartige Zusammenarbeit. Explizit möchte ich mich für die zahlreichen Diskussionen, motivierenden Impulse und auch die sorgfältigen Vorarbeiten bedanken. Ausdrücklich sind an dieser Stelle zu würdigen Dr. Justin Hardi für die hervorragende Leitung der Forschungsgruppe und später der Abteilung sowie Dr. Wolfgang Armbruster für die Instruktionen zum Testbetrieb am Prüfstand P8 und die unzähligen anregenden Fachgespräche bezüglich der Interpretation der Ergebnisse. Ohne sie wäre diese Arbeit nahezu unmöglich gewesen.

Versuche mit Raketentriebwerken stellen extreme Anforderungen an die experimentellen Komponenten. Dementsprechend ist die Mitwirkung bei der Konstruktion und Fertigung neuer Bauteile äußerst entscheidend. Aus diesem Grund gilt mein Dank der Firma SCHNEIDER PRÄZISIONSTECHNIK für die Herstellung der im Rahmen dieser Dissertation neu entwickelten optisch zugänglichen Brennkammer. Großer Dank gebührt ebenso Markus Dengler, Philipp Dengler, Johann Fröse, Manuel Hofmann, Dieter Hörcher und Artur Walz-Steinbach aus dem M3-Werkstattteam für die vielen handwerklichen und technischen Arbeiten, die für die erfolgreiche Umsetzung der Testkampagnen unerlässlich waren.

Dem gesamten Team des Prüfstands P8 danke ich für den unermüdlichen

Einsatz während der im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Testkampagnen und die produktive Zusammenarbeit. Ein weiteres großes Dankeschön geht an Alex Grebe für seine wertvolle Begleitung bei den Testkampagnen. Ebenfalls danke ich dem optischen Diagnostik-Team, insbesondere Bernhard Knapp und Dr. Stephan General, für die Hilfe bei den drei P8-Kampagnen und Dr. Dmitry Suslov, dessen umfangreiche Erfahrung in Bezug auf die Hardware und Experimente am P8 von großem Wert für die erfolgreichen Experimente war.

Ich bedanke mich außerdem bei Jaehong Park, James Robertson, Samuel Davis, André Bauer, Shubham Kulkarni, Luca Irtingkauf, Dogan Kaya und Meliha Toekmel, deren studentische Forschung oder Techniker-Arbeiten relevante Beiträge zum Entstehen dieser Dissertation darstellten.

Natürlich bedanke ich mich ebenso bei meinen Eltern, die mich im Studium und zu Beginn meiner Promotion finanziell förderten.

Außerordentlicher Dank gilt meiner Partnerin Pia Emmrich, die durch das Lektorat und Korrektorat an der schriftlichen Ausfertigung meiner Dissertation unentbehrlich mitwirkte. Ihr gebührt ebenfalls mein tiefster Dank für das Verständnis und die Unterstützung, die sie mir während der gesamten Promotionszeit entgegenbrachte!

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur **xiii**

1 Einleitung **1**
1.1 Aktuelle Entwicklungen 3
1.2 Zielsetzung der Dissertation 4
1.3 Struktur der Arbeit 4

2 Grundlagen **5**
2.1 Flüssigkeitsraketentriebwerke 5
2.1.1 Die Treibstoffkombination LOX/CH_4 6
2.1.2 Injektorgeometrien 6
2.1.3 Unter-/Überkritische Fluide 8
2.1.4 LOX/CH_4-Verbrennung 10
2.1.5 Brennkammergeometrien 12
2.2 Verbrennungsinstabilitäten 13
2.2.1 Thermoakustische Instabilitäten 15
2.3 Akustik im Raketentriebwerk 18
2.3.1 Grundlagen der Akustik 18
2.3.2 Modenformen 20
2.3.3 Injektorakustik 21
2.3.4 Brennkammerakustik 22

3 Stand der Forschung **25**
3.1 Flammencharakteristika bei LOX/CH4-Verbrennung 25
3.2 Thermoakustische Instabilitäten 26
3.2.1 Instabilitäten bei LOX/CH_4-Verbrennung 28
3.2.2 Flammenankerung 31
3.2.3 Hydrodynamik 33
3.2.4 Injektorkopplung 35
3.3 LOX/CH_4-Flammenstrahlung 37
3.4 Motivation und Fragestellungen dieser Arbeit 39

4 Versuchsdurchführung **43**
4.1 Forschungsprüfstand P8 43
4.2 Forschungsbrennkammer „N“ 44
4.2.1 Messtechnik 46
4.2.2 Betriebsbedingungen 53

4.3 Forschungsbrennkammer „D“ 54
4.3.1 Messtechnik 56
4.3.2 Betriebsbedingungen 58
4.4 Messungenauigkeiten 59

5 Methodik der Datenanalyse 61
5.1 Standardverfahren der Signalanalyse 61
5.2 Messung der linearen Wachstumsrate 63
5.3 Methoden aus der Fraktaltheorie 64
5.4 Druckfeldrekonstruktion 66
5.5 *Dynamic Mode Decomposition* 67
5.5.1 Multivariablen-DMD 70
5.6 Flammentransferfunktion 72

6 Analyse der Verbrennung in BKN 73
6.1 Charakteristiken bei stabiler und instabiler Verbrennung 73
6.1.1 Beschreibung der Betriebsbedingungen 73
6.1.2 Beschreibung der Flammencharakteristiken 76
6.1.3 Beschreibung der Flammenantwort 85
6.2 Dynamiken im Entstehungsprozess der Verbrennungsinstabilitäten 93
6.2.1 Charakterisierung intermittierender Instabilitäten . . . 93
6.2.2 Besprechung potentieller Ursachen für die Entstehung der Instabilitäten 98
6.2.3 Transition von intermittierenden zu anhaltenden Instabilitäten 106

7 Analyse der Verbrennung in BKD 111
7.1 Charakteristiken bei stabiler und instabiler Verbrennung 111
7.1.1 Beschreibung der Betriebsbedingungen 111
7.1.2 Beschreibung der Flammencharakteristiken 115
7.2 Analyse der Verbrennungsinstabilitäten 122
7.2.1 Injektorgekoppelte Instabilitäten 122
7.2.2 Intermittierende Instabilitäten und Instabilitäten im Grenzzyklus 124
7.2.3 Konsolidierung der Ergebnisse aus BKN und BKD . . . 127

8 Zusammenfassung 129
8.1 Ausblick 132

Abbildungsverzeichnis 133

Tabellenverzeichnis 137

Literaturverzeichnis **138**

Verzeichnis der Veröffentlichungen im Zusammenhang mit dieser Dissertation **164**
Zeitschriften-Artikel 164
Konferenzbeiträge 165

Nomenklatur

Akronyme

BFS	*Backward Facing Step*, plötzliche Querschnittserweiterung
BK	Brennkammer
BKD	Brennkammer „D“, DLR-Forschungsbrennkammer
BKN	Brennkammer „N“, DLR-Forschungsbrennkammer
BP	Bandpass(-filter)
BR	*Blue Radiation*, Flammenemission im blauen Bereich
CAD	*Compute-Aided Design*, Software für computergestütztes Konstruieren
CEA	*Chemical Equilibrium with Applications*, NASA-Software für chemische Gleichgewichtsberechnungen
CFD	*Computational Fluid Dynamics*, numerische Strömungsmechanik
CNG	*Compressed Natural Gas*, komprimiertes Erdgas
COOLPROP	*Open-Source Thermophysical Property Library*, Stoffdatenbank
COTL	*Center of Thermal Load*, thermaler Schwerpunkt
CSD	*Cross Spectral Density*, Kreuzleistungsdichtespektrum
CWL	*Center Wavelength*, Zentralwellenlänge
DES	*Detached Eddy Simulation*, Verfahren zur numerischen Strömungssimulation
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DMD	*Dynamic Mode Decomposition*, Verfahren zur Dimensionsreduktion
EKZ	Erweiterte Kalte Zone
FPS	*Frames Per Second*, Bildfrequenz
FTF	*Flame-Transfer-Function*, Flammentransferfunktion
HARCC	*High-Aspect-Ratio-Cooling-Channels*, Kühlkanäle mit hohem Seitenverhältnis
HF	*High Frequency*, hochfrequente Schwingung
HP	Hochpass(-filter)
IF	*Intermediate Frequency*, Schwingung mittlerer Frequenz
LES	*Large Eddy Simulation*, Verfahren zur numerischen Strömungssimulation
LF	*Low Frequency*, niederfrequente Schwingung

LN_2	*Liquid Nitrogen*, Flüssigstickstoff
LNG	*Liquified Natural Gas*, Flüssigerdgas
LOX	*Liquid OXygen*, Flüssigsauerstoff
LP	Tiefpass(-filter)
LP n	Lastpunkt n
LUMEN	*Liquid Upper Stage DeMonstrator ENgine*, Demonstrator für ein Oberstufen-Triebwerk mit Flüssigtreibstoffen
MDMD	Multivariablen-DMD
MVZ	Mischungs- und VerbrennungsZone
NG	*Natural Gas*, Erdgas
NIST	*National Institute of Standards and Technology*, US-amerikanisches Institut für Standards und Technologie
P8	Prüfstand P8 des DLR Lampoldshausen
PIV	*Particle Image Velocimetry*, optisches Verfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern
POD	*Proper Orthogonal Decomposition*, Verfahren zur Dimensionsreduktion
PSD	*Power Spectral Densit*y, spektrale Leistungsdichte
REFPROP	*REFerence Fluid Thermodynamic and Transport PROPerties*, Stoffdatenbank
REST	*Rocket Engine Stability IniTiative*, Zusammenschluss verschiedener Forschungsgruppen zum Thema der Verbrennungsinstabilitäten
RMS	*Root Mean Square*, quadratrisches Mittel oder Effektivwert
ROF	*Ratio of Oxidizer to Fuel*, Treibstoffmischungsverhältnis
ROI	*Region Of Interest*, Bereich von Interesse
RP-1	*Rocket Propellant 1*, kerosinähnlicher Raketentreibstoff
RWTH	Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (Aachen)
SFB	SonderForschungsBereich
SVD	*Singular Value Decomposition*, Singulärwertzerlegung
TCD	*Thrust Chamber Demonstrator*, Demonstrator-Schubkammer
ULA	*United Launch Alliance*, Joint Venture der US-amerikanischen Konzerne Boeing und Lockheed Martin zur Bereitstellung von Raketen-Startdiensten
UV	*Ultraviolet (Radiation)*, Flammenemission im ultravioletten Bereich
VR	*Velocity Ratio*, Geschwindigkeitsverhältnis

Griechische Symbole

α	Lineare Wachstumsrate	[rad/s]
α_{mn}	Durch π dividierte Nullstelle von $\partial J_{\mathrm{n}}/\partial r$	[-]
β	Taper-Winkel	[rad/s]

δ	Orientierung der Zylindermode	[rad]
ϵ_c	Brennkammer-Kontraktionsverhältnis	[-]
η_{c^*}	Verbrennungswirkungsgrad	[-]
γ	Adiabatenexponent	[kg/m^3]
λ	Wellenlänge	[m]
λ_m	m-ter Eigenwert der DMD	[-]
$\mathbf{\Phi}$	Räumliche DMD-Moden	[-]
$\mathbf{\Psi}$	Zeitliche DMD-Moden	[-]
ω	Kreisfrequenz	[1/s]
ω_m	Kreisfrequenz der m-ten DMD-Mode	[1/s]
Φ	Äquivalenzverhältnis, Brennstoff-Luft-Verhältnis	[-]
ρ	Dichte	[kg/m^3]
ρ_0	Totaldichte	[kg/m^3]
ρ_f	Brennstoff-Dichte	[kg/m^3]
ρ_o	Sauerstoff-Dichte	[kg/m^3]
σ	Standardabweichung	[-]
τ	Zeitverzögerung der Flammenantwort	[s]
τ_q	Masse-Exponent	[-]
Θ	2D-Phasenverteilung der Zylinderkoordinaten	[rad]
θ	Winkelkoordinate der Zylinderkoordinaten	[rad]
φ	Momentanphase einer Schwingung	[-]
Ξ	Singularitäten (im multifraktalen Spektrum)	[-]

Lateinische Symbole

$\bar{c}_\mathrm{EKZ+MVZ}$	Mittlere Schallgeschwindigkeit in der Mischungs- und Verbrennungszone inklusive der erweiterten kalten Zone	[m/s]
$\bar{c}_\mathrm{MVZ}$	Mittlere Schallgeschwindigkeit in der Mischungs- und Verbrennungszone	[m/s]
Δl	Endkorrektur	[m]
$\dot{m}$	Massenstrom	[kg/s]
$\dot{m}_\mathrm{f}$	Brennstoff-Massenstrom	[kg/s]
$\dot{m}_\mathrm{o}$	Oxidator-Massenstrom	[kg/s]
$\dot{Q}$	Wärmefreisetzungsrate	[W]
$\dot{q}'$	Schwankung der spezifischen Wärmefreisetzungsrate	[W/m^3]
$\hat{p}'_{\mathrm{p-p}}$	Spitze-zu-Spitze-Amplitude der Druckschwankungen	[Pa]
$\mathbf{\Sigma}$	Singulärwert-Matrix der SVD	[-]
$\mathbf{A}$	Abbildungsmatrix	[-]
$\mathbf{B}$	Allgemeine Matrix	[-]
$\mathbf{e}$	Einheitsvektor	[-]
$\mathbf{r}$	Residuenvektor	[-]
$\mathbf{S}$	Ähnlichkeitsmatrix der DMD-Abbildungsmatrix $\mathbf{A}$	[-]
$\mathbf{T}$	Transfermatrix	[-]

$\mathbf{U}$	Unitäre Matrix der SVD	[-]
$\mathbf{v}_\mathrm{i}$	Datenvektor zum Zeitpunkt i	[-]
$\mathbf{V}$	Datenmatrix	[-]
$\mathbf{W}$	Adjungierte, unitäre Matrix der SVD	[-]
$\mathbf{y}_\mathrm{m}$	m-ter Eigenvektor der DMD-Abbildungsmatrix	[-]
$\mathcal{F}$	Riemann-Invariante, Welle in positiver x-Richtung	[Pa]
$\mathcal{G}$	Riemann-Invariante, Welle in negativer x-Richtung	[Pa]
$\mathcal{M}$	Molmasse	[kg/mol]
$\mathcal{R}$	Reflexionsfaktor	[-]
A	Fläche	[m^2]
A_cc	Querschnittsfläche der zylindrischen Brennkammer	[m^2]
A_t	Querschnittsfläche des Düsenhalses	[m^2]
c	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
c^*	Charakteristische Geschwindigkeit	[m/s]
c_F	Schubbeiwert	[-]
c_CEA	Schallgeschwindigkeit nach CEA	[m/s]
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität	[J/(kg K)]
d	Durchmesser	[m]
$d_\mathrm{c,ex}$	Ausgangsdurchmesser der Fensterkühlung	[m]
d_cc	Durchmesser des zylindrischen Brennkammerabschnitts	[m]
d_c	Abstand zur Brennkammerachse	[m]
$d_\mathrm{f,ex}$	Ausgangsdurchmesser der Brennstoff-Injektoren	[m]
$d_\mathrm{o,ex}$	Ausgangsdurchmesser der Sauerstoff-Injektoren	[m]
$d_\mathrm{o,or}$	Durchmesser der Sauerstoff-Blende	[m]
$d_\mathrm{o,po}$	Durchmesser der Sauerstoff-Injektoren	[m]
d_t	Düsenhalsdurchmesser	[m]
E	Energie	[J]
E_ak	Akustische Energie	[J]
E_m	Energie der m-ten DMD-Mode	[a.u.]
F	Schub	[N]
f	Frequenz	[Hz]
F_w^q	Strukturfunktion q-ter Ordnung zur Segmentlänge w	[-]
f_qL	q-te longitudinale Eigenfrequenz der LOX-Posts	[Hz]
G	Gibbs-Energie, freie Enthalpie	[J]
H	Enthalpie	[J]
H^q	Generalisierter Hurst-Exponent q-ter Ordnung	[-]
$h_\mathrm{c,gap}$	Spaltbreite der Fensterkühlung	[m]
$h_\mathrm{f,gap}$	Spaltbreite der Brennstoff-Injektoren	[m]
$h_\mathrm{obj,im}$	Objekthöhe im Bild	[m]
h_obj	Objekthöhe	[m]
h_win	Fensterhöhe	[m]
I	Strahlungsintensität	[$\mathrm{W/m}^2$]

i	Zählvariable $i \in \mathbb{N}$	[-]
I_{m}	Rekonstruierte Abbildung der m-ten DMD-Mode	[a.u.]
I_{ref}	Abbildung durch Fenster	[-]
I_{ref}	Referenzabbildung	[-]
I_{sp}	Spezifischer Impuls	[s]
J	Impulsflussverhältnis	[-]
j	Zählvariable $j \in \mathbb{N}$	[-]
J_{n}	Besselfunktion erster Gattung und n-ter Ordnung	[-]
k	Wellenzahl	[1/m]
k_{n}	n-ter Polynomkoeffizient	[-]
k_{l}	Frequenzkorrekturfaktor für Longitudinalmoden	[-]
k_{t}	Frequenzkorrekturfaktor für Transversalmoden	[-]
l	Länge	[m]
L^*	Charakteristische Brennkammerlänge	[m]
l_{cc}	Brennkammerlänge	[m]
$l_{\mathrm{f,an}}$	Länge des Brennstoff-Ringspalts	[m]
L_{i}	i-ter volumetrischer Dämpfungsprozess	[-]
L_{j}	j-ter Verlustmechanismus über Grenzflächen	[-]
$l_{\mathrm{o,or}}$	Länge der Sauerstoff-Blende	[m]
$l_{\mathrm{o,po}}$	Länge der Sauerstoff-Injektoren	[m]
L_{Post}	Länge der LOX-Posts	[m]
l_{re}	Länge des *recess*	[m]
l_{win}	Fensterlänge	[m]
M	(Erster) Amplituden-Koeffizient der Zylinderakustik	[Pa]
m	Zählvariable $m \in \mathbb{N}$, Ordnungszahl der Radialmoden	[-]
m_{I}	Verstärkungsfaktor der räumlichen DMD-Mode	[-]
m_{v}	Vertikaler Vergrößerungsfaktor	[-]
Ma	Mach-Zahl	[-]
N	(Zweiter) Amplituden-Koeffizient der Zylinderakustik	[Pa]
n	Zählvariable $n \in \mathbb{N}$, Ordnungszahl der Tangentialmoden	[-]
n_{w}	Anzahl von Segmenten der Segmentlänge w	[-]
n_{CH4}	Stoffmenge des Methans	[mol]
P	Druck	[Pa]
p	Akustischer Druck	[Pa]
p'	Druckoszillation	[Pa]
p'_{cc}	Druckoszillationen im Brennkammervolumen	[Pa]
p'_{c}	Druckoszillationen im Fensterkühl-Verteilervolumen	[Pa]
p'_{f}	Druckoszillationen im Brennstoff-Verteilervolumen	[Pa]
p'_{o}	Druckoszillationen im Sauerstoff-Verteilervolumen	[Pa]
p'_{RMS}	RMS-Amplitude der Druckschwankungen	[Pa]
P_{a}	Umgebungsdruck	[Pa]
P_{cc}	Brennkammerdruck	[Pa]

P_{crit}	Kritischer Druck	[Pa]
P_{c}	Druck im Fensterkühl-Verteilervolumen	[Pa]
P_{e}	Druck am Düsenaustritt	[Pa]
P_{f}	Druck im Brennstoff-Verteilervolumen	[Pa]
P_{o}	Druck im Sauerstoff-Verteilervolumen	[Pa]
P_{r}	Reduzierter Druck	[-]
q	Ordnungszahl der Strukturfunktion, Longitudinalmoden $q \in \mathbb{N}$	[-]
R	Allgemeine Gaskonstante	[J/(mol K)]
r	Radiale Koordinate der Zylinderkoordinaten, Radius	[m]
r_{cc}	Brennkammerradius	[m]
RI	Rayleigh-Index	[-]
s	Spezifische Entropie	[J/(kg K)]
St	Strouhal-Zahl	[-]
T	Temperatur	[K]
t	Zeit	[s]
T_{ccs}	Strukturtemperatur in der Brennkammerwand	[K]
T_{cc}	Heißgastemperatur	[K]
T_{crit}	Kritische Temperatur	[K]
T_{c}	Temperatur im Fensterkühl-Verteilervolumen	[K]
T_{f}	Temperatur im Brennstoff-Verteilervolumen	[K]
T_{o}	Temperatur im Sauerstoff-Verteilervolumen	[K]
T_{r}	Reduzierte Temperatur	[-]
Tr	Transmissionsgrad	[-]
u	Geschwindigkeit	[m/s]
u'	Akustische Geschwindigkeit, Schallschnelle	[m/s]
u_{f}	Brennstoff-Einspritzgeschwindigkeit	[m/s]
u_{o}	Sauerstoff-Einspritzgeschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m^3]
V_{cc}	Brennkammervolumen	[m^3]
w	Segmentlänge	[-]
x	Räumliche Koordinate	[m]
Z	Akustische Impedanz	[$\mathrm{kg/(m^2\ s)}$]
Z_{w}	Wandimpedanz	[$\mathrm{kg/(m^2\ s)}$]

Operatoren

$\angle$	Phasendifferenz
$\bar{()}$	Mittelwert
Δ	Laplace-Operator
$\hat{()}$	Amplitude
$\mathbb{N}$	Menge der natürlichen Zahlen

$\mathcal{H}$	Hilbert-Transformation
e	Eulersche Zahl
i	Imaginäre Einheit, $\sqrt{-1}$
∇	Nabla-Operator, Gradient
∂	Partielle Ableitung
d	Totales Differential
$\lvert x \rvert$	Absolutbetrag
^{H}	Adjungierte Matrix
^{T}	Transponierte Matrix
$^{-1}$	Inverse Matrix
$()'$	Schwankungsanteil
$_\mathrm{a}$	Analytisches Signal
arg	Argument beziehungsweise Phase
div	Divergenz

1 Einleitung

Flüssigkeitsraketentriebwerke verfügen über eine weitgefächerte Einsetzbarkeit aufgrund ihrer hohen Effizienz und potentiellen Wiederstartbarkeit sowie der Möglichkeit zur genauen Schubregelung [176]. Aus diesem Grund bilden sie das Rückgrat der weltweiten (Schwerlast-)Trägersysteme, welche den Zugang zum Weltraum sichern. Die am weitesten verbreiteten Treibstoffkombinationen sind hierbei Flüssigsauerstoff mit Raketenkerosin (LOX/RP-1) oder Wasserstoff (LOX/H_2). Zukünftige, sowohl wissenschaftliche Zielsetzungen als auch kommerzielle Interessen in Bezug auf den Raumtransport stellen erweiterte Anforderungen an die Trägersysteme. Dazu zählen unter anderem eine hohe Zuverlässigkeit, Wiederverwendbarkeit und Kosteneffizienz bei gleichzeitig breitem Einsatzspektrum sowie das Potential für eine extraterrestrische Treibstoffgewinnung. Die Konzeption neuer Trägerraketen wird folglich zwingend erforderlich. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf dem Flüssigkeitsraketentriebwerk als Kernelement einer Rakete. Die Treibstoffkombination Flüssigsauerstoff mit Methan (LOX/CH_4) wurde als aussichtsreicher Kandidat hinsichtlich dieser Anforderungen identifiziert und bildet die Grundlage vieler derzeitiger Raketentriebwerk-Entwicklungsprogramme [119].

Bei der Neuentwicklung von Flüssigkeitsraketentriebwerken bergen Verbrennungsinstabilitäten ein enormes Risiko [86, 216]. Unter den selbsterregten Druckoszillationen innerhalb der Brennkammer werden in aller Regel die hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten als die gefährlichsten eingestuft [216]. Jene lassen sich durch eine Kopplung der Verbrennungsprozesse mit der Brennkammerakustik charakterisieren und werden deshalb auch als thermoakustische Instabilitäten bezeichnet. Durch eine wechselseitige Beeinflussung der akustischen Oszillationen und Verbrennungsprozesse kann sich so eine Rückkopplungsschleife ergeben. Liegt die Wärmefreisetzung durch die Verbrennung in Phase mit den Druckschwankungen durch die Oszillationen des akustischen Felds, wird Energie in selbiges transferiert und führt zu schnell anwachsenden Druckamplituden. Diese Druckschwankungen führen wiederum zu erhöhten Schallemissionen, steigenden mechanischen und thermischen Lasten auf die Brennkammerstruktur und in Form von Vibrationen ebenfalls zu Lasten auf die Struktur der gesamten Rakete inklusive der Nutzlast mitsamt potentiell empfindlichen Komponenten. Im Extremfall können Verbrennungsinstabilitäten die Zerstörung des Triebwerks zur Folge haben.

Aufgrund der zahlreichen, sich gegenseitig beeinflussenden, komplexen physikalischen Prozesse in einem Raketentriebwerk ist der Anregungsmechanismus für Verbrennungsinstabilitäten nur schwierig, oftmals auch überhaupt

nicht zu identifizieren [86]. Obwohl bereits in den 1950er Jahren das Phänomen der Verbrennungsinstabilitäten mit den Fehlschlägen von Raketen in Verbindung gebracht wurde und seither erforscht wird [86], ist eine zuverlässige Prognose potentiell aufkommender Verbrennungsinstabilitäten trotz kontinuierlichen Bemühungen noch nicht möglich. Ein beeindruckendes Beispiel für den Einfluss von hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten auf das Entwicklungsprogramm eines Flüssigkeitsraketentriebwerks ist jenes des F-1 Triebwerks der SATURN V-Rakete [163]. Im Rahmen seiner Erprobung waren vielfältige Hardwaremodifikationen und rund 2.000 Tests, unter dem Einsatz immenser finanzieller Ressourcen, nötig, um das Problem zu eliminieren. Weitere, aktuellere Beispiele sind die Instabilität des AESTUS-Triebwerks während des Triebwerkstarts beim Flug VA-142 der ARIANE 5-Rakete [218] sowie die Instabilitäten im Entwicklungsprogramm des LE-9-Triebwerks für die H3-Rakete [232]. Ein erhöhtes Risiko der Exposition durch Instabilitäten bei der Neuentwicklung eines Triebwerks geht mit der Zuwendung zur neuen Treibstoffpaarung LOX/CH_4 einher. Dies fußt unter anderem auf der geringen Anzahl einschlägiger Forschungsarbeiten zur besagten Treibstoffkombination, da sich bis zum heutigen Tag nur wenige LOX/CH_4-Triebwerke im operativen Einsatz befinden.

Die Forschung zu Verbrennungsinstabilitäten zielt primär auf ein besseres Verständnis der physikalischen Prozesse in der Brennkammer und deren Einfluss auf die Entstehung von thermoakustischen Instabilitäten ab. Experimentelle Ansätze oder numerische und physikalische Modellbildung reduzierter Komplexität, welche die kritischen Prozesse approximieren, stellen dabei die präferierten Herangehensweisen dar. Da letztere oft durch die vorherigen inspiriert, abgeleitet oder validiert werden, komplettieren sich alle drei im Zusammenspiel und tragen zu einem besseren Verständnis bei. Der experimentelle Ansatz der Stabilitätsforschung steuert neben der Untersuchung von Instabilitäts-Phänomenen auch einen kritischen Anteil zur Validierung der numerischen und (reduzierten) physikalischen Modellbildungen bei.

Deshalb werden weltweit an verschiedenen Forschungseinrichtungen Versuche zur Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten durchgeführt. Aus Gründen der Kostenoptimierung bei limitierten finanziellen Ressourcen aber auch der Zugänglichkeit für dezidierte Diagnostik muss bei Forschungsraketenbrennkammern meist eine Abweichung in Bezug auf die Abbildung aller Randbedingungen realer Triebwerke in Kauf genommen werden. Eine kritische Überprüfung, ob das Experiment das reale Triebwerk unter dem jeweiligen Aspekt hinreichend approximiert, ist dementsprechend unabdingbar vor einer Übertragung der Erkenntnisse aus dem experimentellen Aufbau. Die Forschungsgruppe für Verbrennungsdynamik am Institut für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) betreibt verschiedene Raketenbrennkammern mit kryogenen Treibstoffen zur

Untersuchung von Verbrennungsdynamiken. Darunter befinden sich die modularen Brennkammern „N“ (BKN) [140] und „D“ (BKD) [200]. Bei BKN handelt es sich um einen Versuchsträger mit reduzierter Leistungsdichte im Vergleich zu realen Triebwerken. BKN eröffnet dabei gänzlich neue Dimensionen zur Untersuchung von Verbrennungsvorgängen: Durch den Einsatz eines in Größe und Form bislang beispiellosen optischen Zugangs und einem extensiven Einsatz konventioneller Diagnostik können optische Aufnahmen der Verbrennung bei gleichzeitigen Messungen von Temperatur- und Druckprofilen entlang der Brennkammerwand bei einer thermischen Leistung von bis dato 10 MW gewährleistet werden. BKD hingegen weist eine repräsentativere Leistungsdichte auf, erreicht am Prüfstand P8 bei einer thermischen Leistung von 90 MW einen Schub von 24 kN und ist vergleichbar mit einem kleinen Oberstufen-Triebwerk [8]. Hier ist jedoch die Möglichkeit zur Temperatur- und Druckmessung auf einen kleineren Bereich des Brennraums, nahe der Treibstoffzuführung, beschränkt.

1.1 Aktuelle Entwicklungen

Bisher unterlagen Entwicklung und Betrieb von Trägersystemen mehrheitlich institutioneller Kontrolle. Derzeit ist eine Verschiebung dieser Aufgaben in den kommerziellen Sektor festzustellen [167]. Als prominentester kommerzieller Vertreter ist hier die Firma SpaceX zu nennen. Im Jahr 2022 transportierte SpaceX mit 61 Starts insgesamt 629.459 Tonnen in den Orbit und brachte somit mehr Nutzlast in den Weltraum als alle übrigen Startanbieter zusammen [26]. Während die Triebwerke (Merlin) der aktuellen Trägerrakete (Falcon 9 oder Falcon Heavy) mit der Treibstoffkombination LOX/RP-1 betrieben werden, setzt SpaceX für die nächste Generation von Trägerraketen mit dem Raptor-Triebwerk auf LOX/CH_4. Auch das private Raumfahrtunternehmen Blue Origin plant für ihre orbitale Rakete mit LOX/CH_4-Triebwerken (BE-4), welche zuvor allerdings schon bei den Vulcan-Raketen der United Launch Alliance (ULA) zum Einsatz kommen. In Europa soll eine Ausbaustufe der europäischen Schwerlastträgerrakete Ariane 6 der ArianeGroup, ebenso wie das hauseigene Start-up MaiaSpace, mit dem LOX/CH_4-Triebwerk Prometheus ausgestattet werden. Auch weltweit setzen diverse Start-ups wie RocketLab (USA), Relativity Space (USA), Landscape (China), Pangea (Spanien) und The Exploration Company (Frankreich/Deutschland) auf Methan als Brennstoff für ihre Triebwerke. Zusätzlich nimmt das Institut für Raumfahrtantriebe am DLR mit LUMEN (*Liquid Upper Stage DeMonstrator ENgine*) eine modulare Testanlage für ein LOX/CH_4-Triebwerk in Betrieb, welche einen einfachen Austausch der Subkomponenten ermöglichen soll.

1.2 Zielsetzung der Dissertation

Im Betrieb der beiden eingangs erwähnten Brennkammern mit der Treibstoffkombination Flüssigsauerstoff/Erdgas (LOX/NG) traten Verbrennungsinstabilitäten auf. In den zwei mit BKN durchgeführten Testkampagnen eröffnete vor allem der große optische Zugang einen weitreichenden Einblick in die Verbrennungsvorgänge und ermöglichte den Einsatz einer Vielzahl von Untersuchungsmethoden. Bei einer Testkampagne von BKD, erstmalig mit der Verwendung von LOX/NG als Treibstoffkombination, wurden zwei verschiedene thermoakustische Instabilitätscharakteristiken beobachtet. Die vorliegende Dissertation hat sich zum Ziel gesetzt, Erkenntnisse zu dem thermoakustischen Verhalten und zu den Anregungsmechanismen ursächlich für die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten beider Brennkammern zu erlangen. Mithilfe einer primär experimentellen Herangehensweise soll so zu einem besseren Verständnis der gekoppelten physikalischen Prozesse bei der Verbrennung in Raketentriebwerken beigetragen werden. Eine detaillierte Verortung dieser Dissertation innerhalb des Forschungsdiskurses zu LOX/CH_4-Verbrennungsinstabilitäten sowie eine Aufschlüsselung der Forschungsfragen erfolgt in Kapitel 3.4.

1.3 Struktur der Arbeit

In Kapitel 2 der vorliegenden Dissertation werden zunächst die relevanten Grundlagen zu Prozessen in einem Raketentriebwerk beschrieben. Zudem beinhaltet Kapitel 2 eine Einführung in die Verbrennungsinstabilitäten und Grundlagen der Brennkammerakustik.

Der aktuelle Forschungsstand zu Instabilitäten wird in Kapitel 3 dargestellt, wobei hier der Fokus auf der Treibstoffkombination LOX/CH_4 liegt.

Während Kapitel 4 die experimentellen Versuchsaufbauten inklusive der verwendeten Messtechnik nachvollzieht, stellt Kapitel 5 die Methoden vor, die zur Auswertung der Versuchsdaten eingesetzt werden.

Kapitel 6 konzentriert sich zunächst auf die Analyse gemittelter Flammencharakteristiken. Anschließend wird eine Untersuchung der Flammendynamiken und deren Einfluss auf die Verbrennungsinstabilitäten für den Versuchsträger BKN durchgeführt. Die Analyse der thermoakustischen Instabilitäten in BKD folgt in Kapitel 7.

Kapitel 8 fasst die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und präsentiert einen Ausblick.

2 Grundlagen

Weltweit – auch in Europa – bilden kryogene Raketentriebwerke, wie beispielsweise das in Entwicklung befindliche PROMETHEUS-Triebwerk in Abbildung 2.1, die Basis für viele zukünftige Trägersystem-Konzepte.

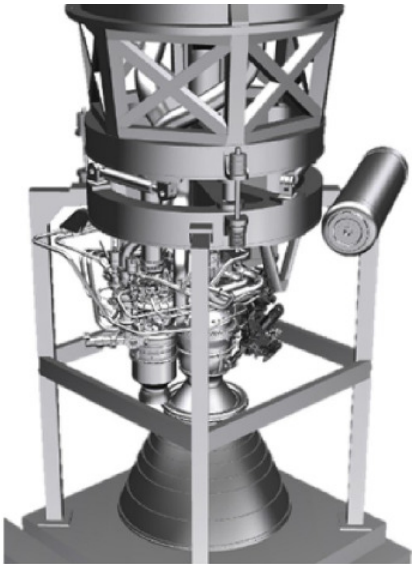


Abbildung 2.1: CAD-Modell des PROMETHEUS-Triebwerks am Prüfstand P5 des DLR Standorts Lampoldshausen [172].

Im Verlauf dieses Kapitels soll in Abschnitt 2.1 zuerst eine kurze Einführung in die relevanten Grundlagen für (kryogene) Raketentriebwerke erfolgen. Insbesondere thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten stellen ein fundamentales Risiko für deren sicheren Betrieb dar und werden dementsprechend explizit in Abschnitt 2.2 behandelt. Diesbezüglich relevante Grundlagen der Akustik werden in Abschnitt 2.3 erörtert.

2.1 Flüssigkeitsraketentriebwerke

Die Kernaufgabe eines Raketentriebwerks als Subkomponente eines Trägersystems ist die Schuberzeugung. Zur Erreichung dieses Ziels stehen vielfältige Möglichkeiten in Bezug auf Betriebsparameter, Treibstoffwahl und geometrische Ausprägung des Triebwerks zu Verfügung. Diese werden in den folgenden Unterabschnitten näher beleuchtet.

2.1.1 Die Treibstoffkombination LOX/CH_4

Der ideale spezifische Impuls (I_{sp}) in Abhängigkeit des Treibstoffmischungsverhältnisses ROF (ROF $= \dot{m}_o/\dot{m}_f$) ist für verschiedene, gebräuchliche Raketentreibstoffe in Abbildung 2.2 gegeben. Obwohl die Treibstoffkombination basierend auf LOX in Verbindung mit H_2 den höchsten I_{sp} aller bis dato verwendeten, chemischen Raketenantriebe erreicht, bietet der Einsatz von CH_4 als Brennstoff, vor allem aus systemischer Sicht, einige Vorteile: Beispielsweise gestattet die höhere Dichte und Siedetemperatur von Methan im Vergleich zu Wasserstoff den Einsatz kleinerer und weniger isolierter Tanks.

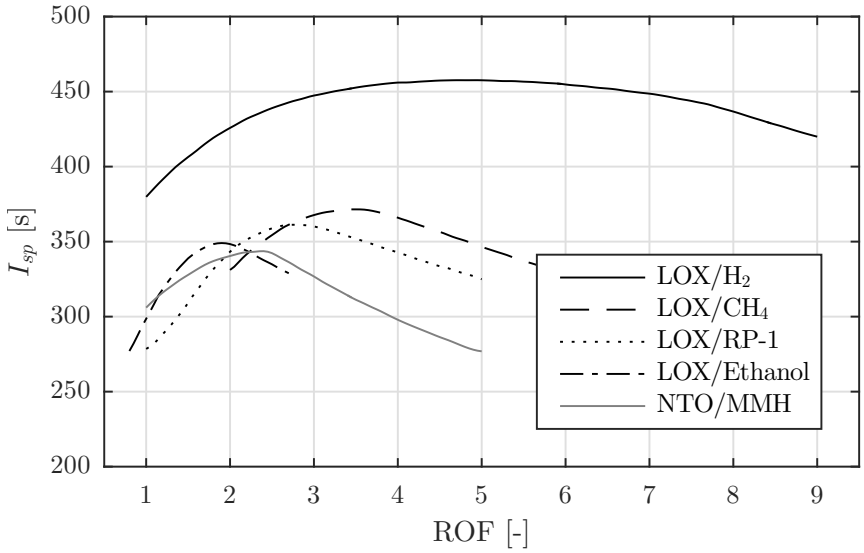


Abbildung 2.2: I_{sp} verschiedener Treibstoffkombinationen für $p_{cc} = 100\,\text{bar}$ und $\epsilon = 45$ [8], modifiziert von Oschwald [167].

Der vereinfachte Reaktionsmechanismus für eine brennstoffreiche Verbrennung von CH_4-O_2 ist in Gleichung 2.1 gegeben. Das stöchiometrische Treibstoffmischungsverhältnis ($n_{CH4} = 0$) liegt bei ROF $= 4$.

$$(1 + n_{CH_4})CH_4 + 2O_2 \longrightarrow 2H_2O + 1CO_2 + n_{CH_4}CH_4 \tag{2.1}$$

Der maximale I_{sp} wird jedoch aufgrund des niedrigeren Molekulargewichts der Reaktionsprodukte im Bereich eines ROF von 3,4 erzielt [216]. Allerdings beeinflussen auch weitere systemische Aspekte, unter anderem die Tankgrößen, zusätzlich die Wahl des ROF.

2.1.2 Injektorgeometrien

Das Verfahren der Treibstoffzuführung und die daraus resultierenden Injektorgeometrien lassen sich in vier grundlegend verschiedene Ausprägungen

unterteilen: Parallel-, Prall-, Koaxial- und Drall-Einspritzung [194]. Prinzipiell sind jedoch ebenfalls Kombinationen aus mehreren Verfahren möglich. Bei einem Koaxial-Injektor können eine oder auch beide Komponenten mit einem Drall versehen werden. Die bevorzugte geometrische Ausprägung zur Einspritzung der Treibstoffe in die Brennkammer bei europäischen Triebwerken ist der Koaxial-Injektor. Die Scher-Koaxial-Injektoren als Unterkategorie sind dabei die prominentesten eingesetzten Vertreter in LOX/H_2-Triebwerken europäischer Bauart. Die Treibstoffkombination LOX/H_2 weist ähnlich wie LOX/CH_4 einen hohen Dichteunterschied zwischen Oxidator und Brennstoff auf. Dementsprechend bildete der Scher-Koaxial-Injektor auch die Basis für Untersuchungen in Bezug auf die LOX/CH_4-Verbrennung im Rahmen dieser Dissertation. Abbildung 2.3 zeigt einen beispielhaften Koaxial-Injektor.

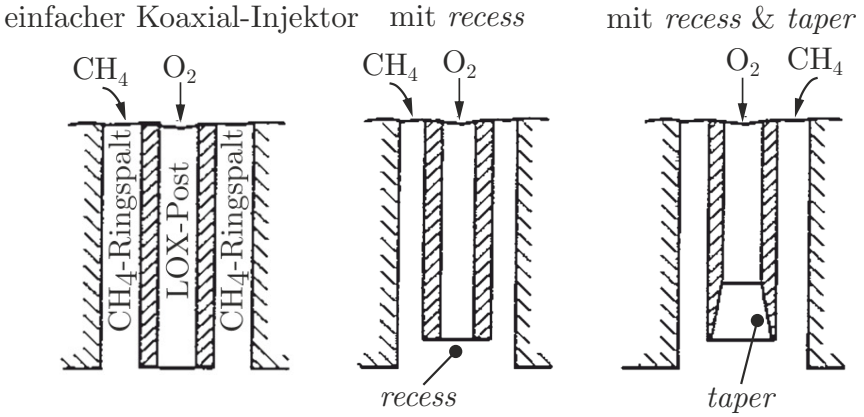


Abbildung 2.3: Typische Koaxial-Injektoren, modifiziert von Hulka und Hutt [92].

Dort wird eine Komponente, hier LOX, durch das zentrale Röhrchen und die andere, hier CH_4, durch den Ringspalt der Brennkammer zugeführt. Neben der Dimensionierung der durchströmten Querschnitte fungieren ein zurückversetztes Röhrchen (engl.: *recess*) und eine Ausgangsfase an jenem (engl.: *taper*) als weitere geometrische Variationen beim Koaxial-Injektor. Der *recess* erwirkt eine Einschnürung der Treibstoffströmungen und führt somit zu einer Beschleunigung [114]. Dieser Effekt wird durch die Präsenz einer Flamme im *recess*-Volumen noch verschärft und mit einer verbesserten Durchmischung [28, 62, 114, 194, 223] inklusive gesteigertem Verbrennungswirkungsgrad [86, 245] in Verbindung gebracht. Der *taper* fügt der Treibstoffströmung im zentralen Röhrchen eine radiale Komponente hinzu und führt gleichzeitig durch die Querschnittserweiterung zu einer Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit. Beides kann ebenfalls die Durchmischung und Verbrennungseffizienz erhöhen [167, 194].

2.1.3 Unter-/Überkritische Fluide

Das derzeit in Entwicklung befindliche PROMETHEUS-Triebwerk zielt zwar auf einen nominellen Brennkammerdruck von 100 bar ab, soll aber zwischen 30 und 110 % regulierbar sein [97]. Die Einspritztemperaturen betragen bei einem mit Methan betriebenen Gas-Generator-Zyklus circa 95 K für Sauerstoff und circa 250 K für Methan [73]. Daraus wird schnell ersichtlich, dass sich der Terminus ‚Flüssigkeitsraketentriebwerke' vor allem auf den Zustand der Fluide in den Tanks bezieht [66]. Dort liegen die Treibstoffe in tiefkalter, verflüssigter Form bei niedrigen Drücken vor. Die erforderliche Druckerhöhung über das Druckniveau in der Brennkammer hinaus erfolgt durch Turbopumpen.

Die Treibstoffe in Raketentriebwerken durchqueren somit meist einen breiten Druck- und Temperaturbereich. Abbildung 2.4 zeigt ein allgemeines Phasendiagramm für ein beliebiges Fluid in Abhängigkeit der kritischen Temperatur und des kritischen Drucks. Die reduzierte Temperatur berechnet sich gemäß $T_\mathrm{r} = T/T_\mathrm{crit}$. Analog ergibt sich der reduzierte Druck aus $P_\mathrm{r} = P/P_\mathrm{crit}$. Die kritischen Drücke und Temperaturen für Sauerstoff und Methan sind Tabelle 2.1 zu entnehmen.

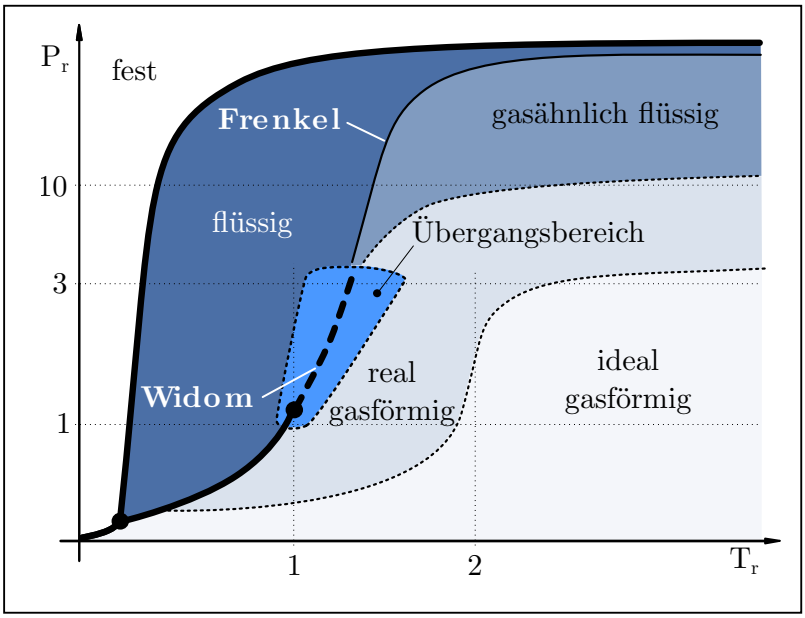


Abbildung 2.4: Allgemeines Phasendiagramm, basierend auf Daten und modifiziert von BANUTI et al. [12, 13].

Die ausgeprägteren, schwarzen, durchgezogenen Linien in Abbildung 2.4 beschreiben hierbei zum einen den Phasenübergang vom festen in den flüssigen und zum anderen vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand. Im gasförmigen Zustand wird zudem noch zwischen Realgas und Idealgas unterschieden. Bei idealen Gasen liegt eine lineare Abhängigkeit des Drucks

	kritische Temperatur [K]	kritischer Druck [bar]
$\mathbf{O_2}$	154,6	50,4
$\mathbf{CH_4}$	190,6	46,0

Tabelle 2.1: Kritische Punkte von Sauerstoff und Methan [130].

von Temperatur und Dichte vor. Im Realsgasbereich dürfen Wechselwirkungen, wie zum Beispiel Van-der-Waals-Kräfte, nicht vernachlässigt werden und bewirken eine Abweichung von diesem Zusammenhang. Aus Abbildung 2.4 ist ersichtlich, dass ein konventioneller Phasenübergang vom flüssigen in den gasförmigen Zustand nur im unterkritischen Bereich ($T_\mathrm{r} \wedge P_\mathrm{r} < 1$) existiert. Jener Phasenübergang wird durch ein unstetiges Maximum der spezifischen Wärmekapazität (c_p) charakterisiert. Letzteres liegt in einer Unstetigkeit in der Steigung der Gibbs-Energie (G) beziehungsweise der freien Enthalpie begründet, die in direktem Zusammenhang mit der spezifischen Wärmekapazität steht ($c_\mathrm{p} = -T(\frac{\delta^2 G}{\delta T^2})$). Diese Unstetigkeit verschwindet bei überkritischen Bedingungen und wird durch einen kontinuierlichen Übergang mit zunächst starken Gradienten ersetzt. Die Widom-Linie als ‚Fortsetzung' der Phasengrenze beschreibt dann den Zustand der maximalen Krümmung von G beziehungsweise des globalen Maximums von c_p. Durch zunehmende Entfernung vom kritischen Punkt schwächen sich jene Ausprägungen sukzessive ab und führen zu einem Aufweichen des Übergangs vom flüssig(ähnlich)en in den gas(ähnlich)en Zustand [12]. Ab einem reduzierten Druck von drei ist die Krümmung der Gibbs-Energie beziehungsweise das Maximum der spezifischen Wärmekapazität nur noch schwach ausgeprägt und verschwindet ab $P_\mathrm{r} > 10$ komplett [14]. Dementsprechend wird ab $P_\mathrm{r} > 3$ die Widom-Linie durch die Frenkel-Linie abgelöst, welche dann zwischen Flüssigkeiten und gasähnlichen Flüssigkeiten unterscheidet. Aufgrund der marginalen Relevanz für Flüssigkeitsraketentriebwerke wird dieser Aspekt nicht weiter vertieft.

Der Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Zustand bei unterkritischen Bedingungen geht auch mit einer sprunghaften Veränderung der, im weiteren Verlauf der Arbeit, relevanten thermodynamischen Eigenschaften Dichte (ρ) sowie Schallgeschwindigkeit (c) einher. Ein weiteres Charakteristikum bei überkritischen Fluiden ist der Verlust der Oberflächenspannung und somit die fehlende Möglichkeit der konventionellen Tröpfchenbildung. Allerdings können sich dennoch unter spezifischen Bedingungen ‚Tröpfchen' von überkritischen Fluiden hoher Dichte in selbigen geringer Dichte aufgrund des ‚*thermal gradient stabilized interfaces*'-Mechanismus bilden [134]. Abbildung 2.5 zeigt Schattenaufnahmen bei unter- und überkritischen Drücken. Im unterkritischen Zustand (links) sind sprunghafte Dichteunterschiede zwischen flüssigem und gasförmigem Medium anhand scharfer Konturen zu identifizieren.

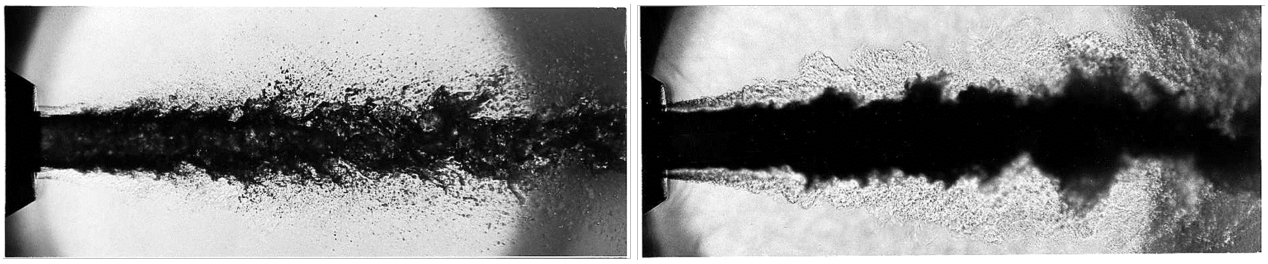


Abbildung 2.5: LN_2/He-Einspritzung bei unter- (links) und überkritischem Druck (rechts) [8], modifiziert von Mayer und Smith [145].

Außerdem zerfällt der Flüssigstickstoff-Strahl in Tröpfchen. Die Dichteunterschiede werden im überkritischen Zustand (rechts) zunehmend verschmiert und es sind auch keine Tröpfchen mehr zu erkennen.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente weisen Brennkammerdrücke zwischen 35 und 70 bar und Einspritztemperaturen des Sauerstoffs zwischen 105 und 125 K auf. Bei überkritischen Drücken und unterkritischen Temperaturen wird zwar von einer transkritischen Einspritzung gesprochen [14], der Sauerstoff liegt jedoch im Treibstoffördersystem als Flüssigkeit vor. Mit Einspritztemperaturen des Methans zwischen 190 und 280 K befindet sich dieser entweder in flüssig(ähnlich)em oder gasförmigem Zustand.

Zur Bestimmung der Fluideigenschaften wurden die Bibliotheken der NIST-Software REFPROP 9.1 [130] und COOLPROP [19] verwendet. Beide Datenbanken liefern für pure Fluide nahezu identische Werte. Die jeweiligen hinterlegten Zustandsgleichungen und Unsicherheiten können den entsprechenden Dokumentationen entnommen werden.

2.1.4 LOX/CH_4-Verbrennung

Die Treibstoffe durchlaufen von der Einspritzung in die Brennkammer bis zur Verbrennung eine Reihe von Prozessen. Diese Vorgänge sollen im Folgenden näher erläutert werden.

In Europa wird LOX traditionellerweise durch das zentrale Röhrchen des Koaxial-Injektors, auch LOX-Post genannt, mit Geschwindigkeiten des Oxidators (u_o) zwischen 8 und 30 m/s in die Brennkammer eingeleitet [81, 96, 194, 246]. Der durch Regenerativkühlung erwärmte, gasförmige Brennstoff wird bei deutlich höheren Geschwindigkeiten (u_f) eingespritzt. Dadurch entstehen hohe Scherkräfte zwischen den beiden Treibstoffen, die zu Zerstäubung und Durchmischung führen. Wichtige Parameter zur Beschreibung dieser Scherkräfte sind das Geschwindigkeitsverhältnis (VR, Gleichung 2.2) und das Impulsflussverhältnis (J, Gleichung 2.3).

$$\mathrm{VR} = \frac{u_\mathrm{f}}{u_\mathrm{o}} \tag{2.2}$$

$$J = \frac{\rho_\mathrm{f} u_\mathrm{f}^2}{\rho_\mathrm{o} u_\mathrm{o}^2} \tag{2.3}$$

Für moderne LOX/H_2-Triebwerke bewegt sich VR im Bereich zwischen 10 und 20 [81, 92, 96, 194]. Ein vergleichbarer Datensatz für Triebwerke mit der Treibstoffkombination LOX/CH_4 existiert nicht. Experimentelle Arbeiten betrieben den Koaxial-Injektor im Bereich zwischen 5 und 52 [93, 102, 132, 189].

Der Zerfall des Flüssigsauerstoff-Strahls wird durch die Scherkräfte bedingt, welche auf die Strahloberfläche wirken. Dies geht dort mit der Bildung von turbulenten Strukturen und ihrer potentiellen Ablösung vom Strahl einher. Im unterkritischen Fall ist zusätzlich ein Zerfall der Strukturen zu Tröpfchen beobachtbar. Diese müssen anschließend verdampft werden, bevor sich durch Diffusion und konvektiven Transport ein brennbares Gemisch aus Oxidator und Brennstoff bilden kann. Harrje und Reardon stellen eine detaillierte Betrachtung der Mischungsvorgänge bei unterkritischen Bedingungen zur Verfügung [86]. Die Verdampfung ist hierbei der zeitlich dominierende Prozess in der Brennkammer [203, 234]. Auch bei überkritischen Brennkammerdrücken liegt der eingespritzte Sauerstoff im LOX-Post zunächst noch flüssig vor. Die vergleichsweise hohe, in Bezug auf den Sauerstoff überkritische Temperatur in der Brennkammer bedingt allerdings noch vor der Zerstäubung eine rapide Aufheizung und somit einen Übergang in den überkritischen Zustand [14, 81, 144, 166, 203]. Obwohl die Verdampfungsenthalpie bei überkritischen Fluiden gegen Null geht [166], ist die energetische Differenz zwischen einem unter- und überkritischen Aufheizungsprozess bei identischem Endzustand jedoch vernachlässigbar [14]. Die Durchmischung wird von der Diffusionsrate der zu mischenden Gase dominiert [18].

Meist handelt es sich bei dem zu verbrennenden Gemisch, wie in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, um eine brennstoffreiche Mischung. Somit beinhalten die Verbrennungsprodukte zusätzlich unverbranntes, dennoch erhitztes Methan. Für die in Europa beliebte Treibstoffkombination LOX/H_2 laufen die Reaktionen der Verbrennung in Mikrosekunden ab [100]. Bei der Treibstoffkombination LOX/CH_4 liegen diese zwar in der gleichen Größenordnung, sind allerdings um den Faktor 2,5 langsamer [243]. Bei einer stabilen Flammenankerung ist die Flamme direkt in der Mischungs- beziehungsweise Rezirkulationszone am stromabwärtigen Ende des LOX-Posts, der Injektorlippe, verortet [18, 28, 144, 164, 243]. Die Flammentemperatur bei einer Sauerstoff-Methan-Verbrennung liegt je nach Druckniveau zwischen 3000 und 3800 K [198].

2.1.5 Brennkammergeometrien

Analog zu den Injektorgeometrien bestehen auch bei der Brennkammergeometrie gewisse Variationsmöglichkeiten. Vor allem bei Start-ups wird mit unkonventionellen Geometrien experimentiert. Beispielsweise entwickelt Pangea Aerospace ein Triebwerk mit ringförmiger Brennkammer [188]. Die prominenteste Geometrie bleibt jedoch eine zylindrische Brennkammer gefolgt von einer konvergent-divergenten Düse wie in Abbildung 2.6 illustriert. Die

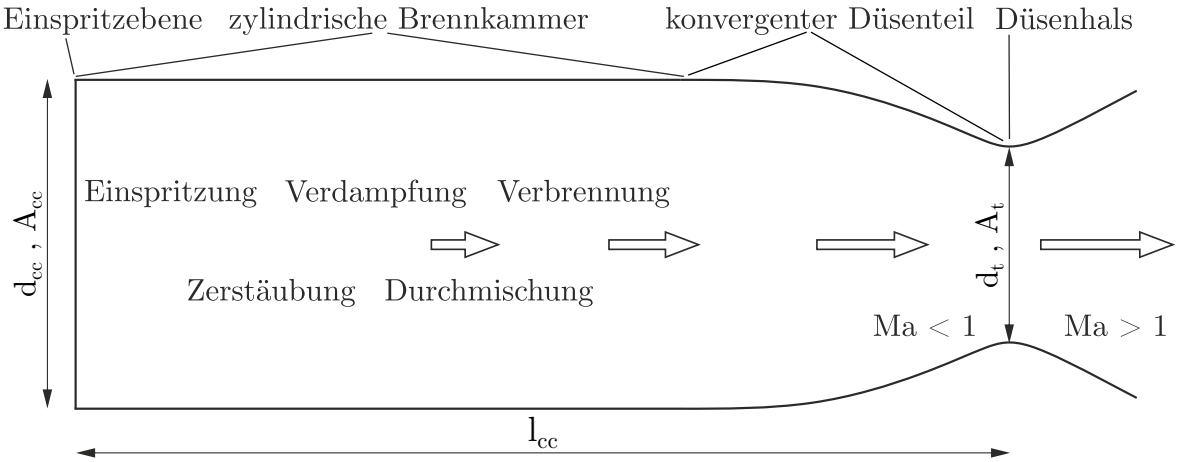


Abbildung 2.6: Geometrie und Prozesse einer Raketenbrennkammer, modifiziert von Armbruster [8].

zylindrische Brennkammergeometrie liegt ebenfalls den Untersuchungen dieser Dissertation zugrunde. Die Abbildung skizziert ebenso die im vorangegangenen Abschnitt besprochenen Prozesse, die in der Brennkammer ablaufen: Einspritzung, Zerstäubung, Verdampfung, Durchmischung und Verbrennung. Als letzter Schritt trägt die Verbrennung zu einer drastischen Dichtereduktion der Medien innerhalb der Brennkammer und folglich einer Beschleunigung ihrer Strömung bei. Der Schalldurchgang des Abgases erfolgt im engsten Querschnitt der Brennkammer, dem Düsenhals, und bewirkt eine Entkopplung der Verbrennungsdynamiken von der Düsenströmung. Wichtige Parameter zur Charakterisierung von Brennkammern bei verschiedenen Schubklassen und Treibstoffkombinationen sind die charakteristische Brennkammerlänge (Gleichung 2.4) sowie das Kontraktionsverhältnis (Gleichung 2.5) [216].

$$L^* = \frac{V_{\mathrm{cc}}}{A_{\mathrm{t}}} \tag{2.4}$$

Die charakteristische Länge setzt das Brennkammervolumen (V_{cc}) in Verbindung mit dem engsten Querschnitt im Düsenhals (A_{t}) und gibt somit ein Maß für die Aufenthaltsdauer der Medien in der Brennkammer vor. Exemplarische

Werte für L^* liegen zwischen 0,84 und 1,51 m [181].

$$\epsilon_\mathrm{c} = \frac{A_\mathrm{cc}}{A_\mathrm{t}} \tag{2.5}$$

Das Kontraktionsverhältnis aus Querschnittsfläche der Brennkammer (A_cc) zu Düsenhals hingegen beschreibt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und folglich die Strömungsbedingungen innerhalb der Brennkammer. Für europäische Triebwerke befindet sich ϵ_c zwischen 2,5 und 3 [194]. Die charakteristische Geschwindigkeit c^* liefert einen weiteren wichtigen Parameter zur Beschreibung der Leistungsfähigkeit eines Triebwerks und wird durch die Brennkammerauslegung sowie die Treibstoffkombination festgelegt [167]:

$$c^* = \sqrt{\frac{RT_\mathrm{cc}}{\gamma\mathcal{M}}\left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}}. \tag{2.6}$$

Dabei ist R die allgemeine Gaskonstante, T_cc die Temperatur in der Brennkammer, γ der Adiabatenexponent und M die Molmasse. Der Schubkoeffizient wiederum wird maßgeblich durch die Düsengeometrie definiert und ergibt sich gemäß Sutton und Biblarz [216] zu

$$c_\mathrm{F} = \sqrt{\frac{2\gamma^2}{\gamma-1}\Big(\frac{2}{\gamma+1}\Big)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}\Big[1-(\frac{P_\mathrm{e}}{P_\mathrm{cc}})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\Big]} + \frac{P_\mathrm{e}-P_\mathrm{a}}{P_\mathrm{cc}}\epsilon_\mathrm{c}, \tag{2.7}$$

mit P_e als Druck am Düsenaustritt, P_cc als Brennkammerdruck und P_a als Umgebungsdruck. Beide Parameter in Kombination mit der durchgesetzten Masse des Triebwerks $\dot{m}$ ergeben den Schub:

$$F = \dot{m}c^*c_\mathrm{F} = P_\mathrm{cc}A_\mathrm{t}c_\mathrm{F}. \tag{2.8}$$

Dementsprechend steigt in einem Triebwerk bei gegebenen Brennkammerabmessungen der Schub mit Erhöhung des Drucks im Brennraum. Die Brennkammerdrücke von, in Entwicklung befindlichen, LOX/CH_4-Hauptstufentriebwerken betragen zwischen 100 bar für das europäische Prometheus-Triebwerk [97] und über 300 bar für das Raptor-Triebwerk [125] des privaten Raumfahrtunternehmens SpaceX.

2.2 Verbrennungsinstabilitäten

Bei ungewollten Druckschwingungen in der Brennkammer handelt es sich um Verbrennungsinstabilitäten. Dieses Phänomen ist aber keineswegs auf Raketenbrennkammern beschränkt, sondern kann ebenso in anderen technischen

Verbrennungssystemen wie zum Beispiel Gasturbinen auftreten [40, 66, 177, 178, 182]. Vollständig ruhig läuft die Verbrennung in einer Raketenbrennkammer jedoch nie ab. Aufgrund der turbulenten Verbrennung liegt stets ein breitbandiges Verbrennungsrauschen vor [24, 86, 99, 178, 212, 245]. Beschränkt sich die Amplitude der Druckoszillationen allerdings auf 5 % des mittleren Brennkammerdrucks, wird dies weiterhin als stabile oder auch weiche Verbrennung bezeichnet. Anders verhält es sich bei größeren Amplituden. Hier wird dann entweder von einer rauen Verbrennung oder von Verbrennungsinstabilitäten gesprochen. Bei letzteren laufen die Druckschwankungen zudem geordnet ab, also periodisch bei dominanten Frequenzen [216].

Eine übliche Einordnung von Verbrennungsinstabilitäten erfolgt anhand des Frequenzbereichs [86, 216]:

- niederfrequente (engl.: *low-frequency*, LF) Instabilitäten oder ‚*chugging*' im Frequenzbereich bis 400 Hz
- mittelfrequente (engl.: *intermediate-frequency*, IF) Instabilitäten beziehungsweise ‚*buzzing*' zwischen 400 und 1000 Hz
- hochfrequente (engl.: *high-frequency*, HF) Instabilitäten, ‚*screeching*' oder ‚*screaming*' im Bereich über 1000 Hz

LF-Instabilitäten werden vorrangig mit Schwankungen im Treibstoffördersystem oder gar strukturmechanischen Schwingungen der Trägerrakete in Zusammenhang gebracht [86, 96, 194, 216, 245]. HF-Instabilitäten zeichnen sich durch Kopplung der Verbrennungsprozesse mit den akustischen Eigenmoden des Brennkammervolumens aus [44, 86, 96, 194, 216, 245]. Sie werden ebenso präziser als thermoakustische Instabilitäten bezeichnet, da sie, abhängig von den Abmessungen des Brennraums, ebenfalls unter 1000 Hz auftreten können [163]. Instabilitäten, deren Ursache nicht eindeutig identifizierbar ist, werden oftmals in die Kategorie der IF-Instabilitäten eingeordnet [86]. Dementsprechend werden des Öfteren Oszillationen im Treibstoffördersystem oder mechanische Vibrationen als potentielle Quellen genannt [86, 96, 194, 216, 245].

Flexibler können die Instabilitäten anhand der besagten Kopplungsmechanismen, den die Verbrennung anregenden Prozessen, eingeteilt werden [5, 66, 81, 86, 245]:

- intrinsische Instabilitäten
- systemische Instabilitäten

Die Treibstoffaufbereitungsprozesse, von der Einspritzung der Treibstoffe bis hin zur chemischen Reaktion bei der Verbrennung, und somit die Rate, mit welcher diese ablaufen, weisen unterschiedliche Sensitivitäten für Oszil-

lationen des Drucks oder der akustischen Schnellen auf [66, 81, 170, 196, 206]. Die wechselseitige Beeinflussung der Prozesse und Druckschwankungen in der Brennkammer kann zu einer Anregung, und folglich zu einem Amplitudenwachstum, der Druckoszillationen beitragen [67, 81, 95, 96]. Diese positive Rückkopplung wird meist als Kopplungsmechanismus für intrinsische Instabilitäten zugrunde gelegt. Es ist jedoch zu beachten, dass restriktivere Definitionen intrinsischer Instabilitäten eine ausschließliche Interaktion der chemischen Prozesse mit den Druckoszillationen voraussetzen.

Bei den Systeminstabilitäten hingegen liegen Kopplungsmechanismen zugrunde, welche sich nicht nur auf die Prozesse im Brennraum beziehen. Ein dort verorteter potentieller Mechanismus wäre eine Störung im Treibstoffördersystem, ausgelöst beispielsweise durch hydrodynamische Effekte, die eine Schwankung des Massenstroms zu – und infolgedessen auch des Drucks in – der Brennkammer nach sich ziehen. Die Injektorkopplung ist ebenso als eine Unterkategorie der Systeminstabilitäten anzusehen [66]. Dabei führen periodische Modulationen des Treibstoffmassenstroms in den Injektoren zu einer Schwankung der Wärmefreisetzungsrate [5, 66, 81, 95, 96]. Gleichzeitig kann die Injektorströmung mit einer Variation des eingespritzten Massenstroms auf Druckschwankungen aus der Brennkammer reagieren [52, 131]. Die zeitliche Verzögerung dieser Antwort wird allerdings maßgeblich von den intrinsischen Brennkammerprozessen beeinflusst [95]. Eine rapide Verstärkung dieser wechselseitigen Beeinflussung tritt auf, wenn die Bereiche der Resonanzfrequenzen von Injektoren und Brennkammer sich überschneiden und die Antwortzeit eine positive Kopplung begünstigt [67, 95, 102, 113, 232]. Dieser Zusammenhang lässt eindeutig ersichtlich werden, dass ein Rückschluss auf die Ursache der Instabilitäten lediglich mittels der Frequenz irreführend sein kann.

Das grundlegende Ziel der Forschung zu Verbrennungsinstabilitäten ist die Identifizierung potentieller Kopplungsmechanismen und deren Eliminierung. Während sich durch Störungen im Treibstoffördersystem verursachte Verbrennungsinstabilitäten oftmals durch einen erhöhten Druckverlust über den Injektor glätten lassen [86, 96, 194, 216], gestaltet sich dies bei thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten deutlich schwieriger.

2.2.1 Thermoakustische Instabilitäten

Thermoakustische Instabilitäten stehen im Zentrum dieser Arbeit und werden im Folgenden einer intensiven Betrachtung unterzogen. Sie besitzen, sei es durch intrinsische oder systemische Kopplung wie beispielsweise Injektorkopplung, das größte Schädigungspotential und können Raketenbrennkammern in weit weniger als einer Sekunde vollständig zerstören [86, 96, 194, 216, 245]. Bei dieser Form der Instabilitäten treten zwar innerhalb kürzester Zeit Druckoszillationen mit hohen Amplituden auf, der Anstieg der thermischen Lasten

ist jedoch als gefährlicher einzuschätzen [44, 86, 107, 194, 245]. Signifikant steigen jene vornehmlich im injektornahen Bereich [44, 86, 107, 194, 245]. Hier besteht neben einer möglichen Schädigung der Brennkammerwand zusätzlich die Gefahr eines unbrauchbar werdenden Einspritzkopfs, wie anhand der geschmolzenen Einspritzplatte in Abbildung 2.7 illustriert wird.

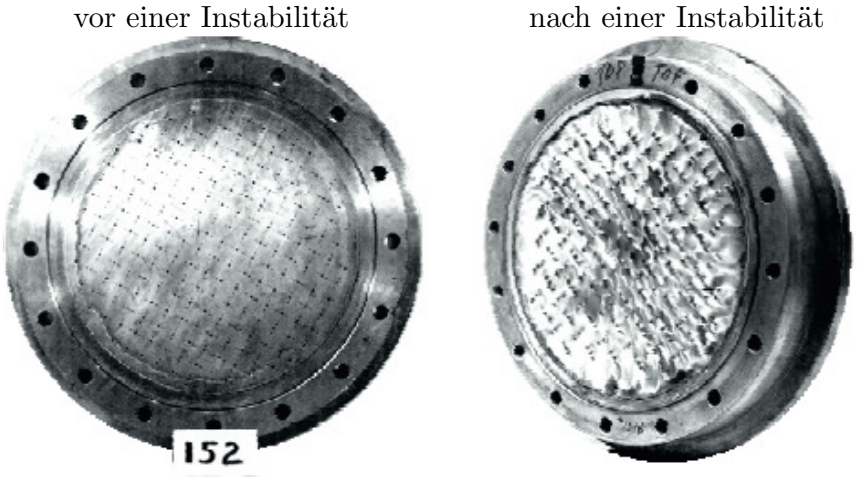


Abbildung 2.7: Injektorplatte vor und nach einem Versuch mit hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten [34].

Den zugrunde liegenden physikalischen Zusammenhang beschrieb Rayleigh bereits im Jahr 1878 wie folgt [184]:

> *„If heat be periodically communicated to, and abstracted from, a mass of air vibrating (for example) in a cylinder bounded by a piston, the effect produced will depend upon the phase of the vibration at which the transfer of heat takes place. If heat be given to the air at the moment of greatest condensation, or be taken from it at the moment of the greatest rarefaction, the vibration is encouraged. On the other hand, if heat be given at the moment of greatest rarefaction, or abstracted at the moment of greatest condensation, the vibration is discouraged.“*

Diese Beschreibung einer thermoakustischen Rückkopplungsschleife (engl.: *feedback loop*) wird heute als Rayleigh-Kriterium bezeichnet. Mathematisch wurde dies im darauffolgenden Jahrhundert formuliert [182]:

$$\int_0^{2\pi} \int_\mathrm{V} p' \dot{q}' \mathrm{d}V \mathrm{d}t \geq \int_0^{2\pi} \int_\mathrm{V} \sum_\mathrm{i} L_\mathrm{i} \mathrm{d}V \mathrm{d}t + \int_0^{2\pi} \int_\mathrm{A} \sum_\mathrm{j} L_\mathrm{j} \mathrm{d}A \mathrm{d}t. \tag{2.9}$$

Der Term auf der linken Seite der Gleichung wird hierbei als Rayleigh-Integral bezeichnet. Grundlage für die Druckschwankungen (p') können beispielsweise das breitbandige Brennkammerrauschen aufgrund der turbulenten

Verbrennung oder die zuvor beschriebene Injektorkopplung sein. Die Sensitivität von Flammen für akustische Störungen resultiert in einer schwankenden Wärmefreisetzungsrate ($\dot{q}'$) [81, 178]. Intrinsische Brennkammerprozesse wie Zerstäubung, Verdampfung, Durchmischung und chemische Reaktion beeinflussen maßgeblich die Antwortzeit zwischen diesen Schwankungen. Ein positives Rayleigh-Integral und damit eine positive Rückkopplung ist gegeben, falls p' und $\dot{q}'$ in Phase sind. Diese Rückkopplungsschleife liefert zugleich eine notwendige Bedingung für die Entstehung von thermoakustischen Instabilitäten.

Die Terme auf der rechten Seite der Gleichung beschreiben die akustische Dämpfung. Hier steht L_i für den i-ten volumetrischen Dämpfungsprozess. Derartige Dämpfung wird zum Beispiel durch viskose Effekte, Dissipation aufgrund von Verwirbelung an Kanten oder eine Kürzung der Treibstoffstrahlen hervorgerufen [230, 234]. In diese Kategorie fallen auch Dämpfungselemente wie *baffles* oder Resonatoren. *Baffles* sind wandähnliche Strukturen, die von der Injektorebene ausgehend in die Brennkammer ragen. Sie resultieren aus der Annahme, dass die gefährlichsten Brennkammermoden hauptsächlich im Bereich der Einspritzung schwingen [216]. Das Aufschwingen dieser Moden soll durch das Integrieren der *baffles* gestört werden [126, 168]. Resonatoren sind mit der Brennkammer verbundene Volumen, die derartig ausgelegt sind, dass ihre Resonanzfrequenz der zu dämpfenden Eigenmode der Brennkammer entspricht. Durch das Schwingen des Fluids im Resonanzvolumen kommt es zu starken Geschwindigkeitsoszillationen an der Öffnung zur Brennkammer und infolgedessen zur Dissipation der akustischen Energie durch viskose Reibungskräfte [33] und Verwirbelung [8]. L_j hingegen beschreibt den j-ten Verlust durch die Grenzflächen der Brennkammer wie zum Beispiel durch das Entströmen der Gase durch den Düsenhals [111, 194, 201, 216, 234, 245] oder den Entzug von thermischer Energie durch die Kühlung der Brennkammerwand. Eine hinreichende Bedingung für das Entstehen von thermoakustischen Instabilitäten ist folglich der Anstieg des Anregungspotentials über die Summe der akustischen Dämpfungspotentiale des Rayleigh-Intregrals.

In einigen Studien wird der Terminus der Verbrennungsinstabilität ausschließlich durch eine Interaktion zwischen Verbrennung und Akustik auf Basis der intrinsischen Brennkammerprozesse bestimmt [178]. Diese Untersuchung stützt sich jedoch auf die erweiterte Definition, der eine positive Rückkopplung zwischen Druckschwankungen und Wärmefreisetzungsrate unabhängig der Anregungsquelle genügt.

2.3 Akustik im Raketentriebwerk

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten akustischen Aspekte in Raketentriebwerken konzis hergeleitet. Für eine detailliertere Darstellung sei auf vorangegangene Dissertationen [8, 66, 91, 111, 196] und weiterführende Literatur [46, 47, 117, 175, 252, 253] verwiesen.

2.3.1 Grundlagen der Akustik

Als Basis für die Herleitung der akustischen Wellengleichung dienen die Kontinuitätsgleichung (Gleichung 2.10), die Euler-Gleichung (Gleichung 2.11) und eine Druck-Dichte-Beziehung im Ausbreitungsmedium (Gleichung 2.12) [46].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{2.10}$$

$$\rho \frac{\mathrm{d}\mathbf{u}}{\mathrm{d}t} = -\nabla p \tag{2.11}$$

$$p = p(\rho) \tag{2.12}$$

Durch Linearisierung ergibt sich die Kontinuitätsgleichung aus Gleichung 2.10 zu

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \mathrm{div}(\mathbf{u}') = 0 \tag{2.13}$$

und die Euler-Gleichung aus Gleichung 2.11 zu

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} = -\nabla p'. \tag{2.14}$$

Den Zusammenhang zwischen Dichte und Druck bei einer isentropen Zustandsänderung liefert die Schallgeschwindigkeit c [46, 66, 117]:

$$\left.\frac{\partial p}{\partial \rho}\right|_{\mathrm{s}} = c^2. \tag{2.15}$$

Aus dem Differenzieren der partiell nach der Zeit abgeleiteten linearisierten Kontinuitätsgleichung und der Divergenz der Euler-Gleichung sowie dem Einsetzen von Gleichung 2.15 resultiert die linearisierte akustische Wellengleichung:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' = 0. \tag{2.16}$$

Eine allgemeine Lösung der 1D-Wellengleichung ist durch

$$p'(x,t) = \mathcal{F}(x - ct) + \mathcal{G}(x + ct) \tag{2.17}$$

dargestellt. Während $\mathcal{F}$ eine räumliche Wellenform beschreibt, die sich mit Schallgeschwindigkeit c in positiver x-Richtung ausbreitet, spezifiziert $\mathcal{G}$ eine sich in negativer x-Richtung ausbreitende Welle. Die Lösung der 1D-Wellengleichung mit Hintergrundströmung ergibt sich durch Herleitung in einem bewegten Koordinatensystem [46, 66, 111]. Bei der Betrachtung von harmonischen Schwingungen vereinfacht sich Gleichung 2.17 zu

$$p'(x,t) = \hat{\mathcal{F}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t - kx)} + \hat{\mathcal{G}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega t + kx)}. \tag{2.18}$$

$\hat{\mathcal{F}}$ und $\hat{\mathcal{G}}$ stellen die Amplituden der gegenläufigen Wellen mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ und der Wellenzahl $k = \omega/c$ dar. Einen Zusammenhang zwischen Schalldruck und -schnelle liefert Gleichung 2.19:

$$u' = \frac{1}{\rho_0 c} p'. \tag{2.19}$$

Der Faktor $\rho_0 c$ wird dabei als Wellenwiderstand oder akustische Impedanz (Z) bezeichnet [46, 117].

An den Rändern von geometrisch begrenzten Räumen findet Absorption, Transmission und Reflexion statt. Bei letzterer entstehen durch Superposition der gegenläufigen Wellen Eigenmoden, deren Wellenlänge $\lambda = c/f$ von den geometrischen Abmessungen abhängt [66]. Die Modenform resultiert aus der Art der Reflexion an den Rändern. Die Wandimpedanz $Z_\mathrm{w}(x) = p'(x)/u'(x)$ und der Reflexionsfaktor $\mathcal{R}(x)$ bieten dabei mögliche Definitionen von Randbedingungen. Beide Größen sind durch

$$\mathcal{R}(x) = \frac{\hat{\mathcal{G}}(x)}{\hat{\mathcal{F}}(x)} = \frac{\frac{Z_\mathrm{w}(x)}{\rho_0 c} - 1}{\frac{Z_\mathrm{w}(x)}{\rho_0 c} + 1} \tag{2.20}$$

miteinander verknüpft. Liegt beispielweise ein geschlossenes Rohrende vor, ist die Schallschnelle Null [46, 66, 117]. Daher werden Druckwellen ohne Abminderung der Amplitude und ohne Phasenverschiebung reflektiert. Dementsprechend stellt sich ein Extremum der Druckamplitude, ein sogenannter Druckbauch, ein. An der schallharten Wand resultiert $Z_\mathrm{w} = \infty$ beziehungsweise $\mathcal{R} = 1$. Bei einem offenen Rohrende hingegen verschwindet die Druckschwingung. Dies wird als Druckknoten bezeichnet. Einfallende Wellen werden ohne Änderung der Amplitude, aber mit einer Phasenverschiebung um π reflektiert. An einer schallweichen Wand ergibt sich $Z_\mathrm{w} = 0$ beziehungsweise $\mathcal{R} = -1$ [46, 66]. Meist liegen bei realen Anwendungen teilweise reflektierende Ränder mit $0 < Z < \infty$, beziehungsweise $-1 < \mathcal{R} < 1$, und abweichenden Phasenverschiebungen vor. Metallische Wände approximieren jedoch, aufgrund der hohen Impedanz, ideale, schallharte Ränder.

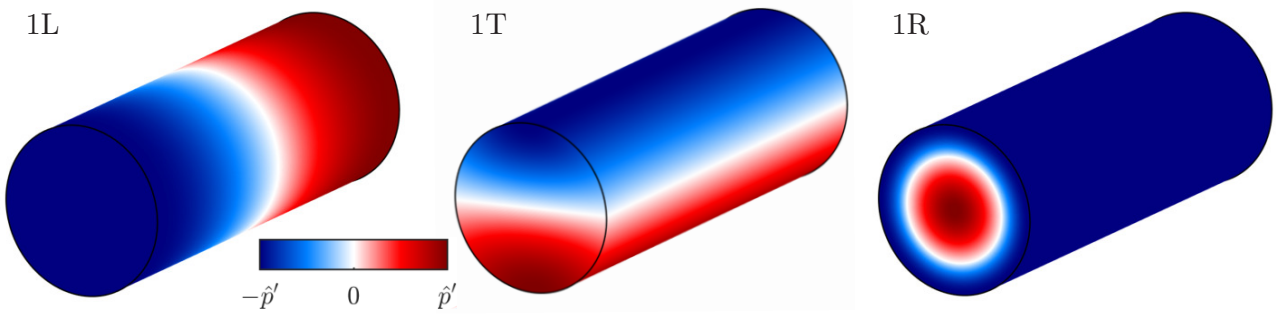


Abbildung 2.8: Reine longitudinale ($q = 1;\ m, n = 0$, links), tangentiale ($m = 1;\ q, n = 0$, Mitte) und radiale ($n = 1;\ q, m = 0$, rechts) Fundamentalmode eines geschlossenen Zylinders [8].

2.3.2 Modenformen

Basierend auf der Art der Randbedingungen ist eine Vielzahl von unterschiedlichen Modenformen möglich. Sowohl beim Injektorröhrchen als auch bei der Brennkammer selbst handelt es sich, wie in Abschnitt 2.1.2 und 2.1.5 dargestellt, meist um Zylinder.

Die Lösung der akustischen Wellengleichung in einem zylindrischen Volumen ist in der Fachliteratur [47, 86, 253] sowie vorangegangen Dissertationen [66, 111] ausführlich aufgearbeitet. Ausgangspunkt ist die 3D-Wellengleichung in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{1}{r}\frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \right) = 0. \tag{2.21}$$

Mit einem Separationsansatz und der Annahme konstanter Fluideigenschaften ergeben sich beispielsweise die Eigenlösungen der partiellen Differentialgleichung für einen beidseitig geschlossenen Zylinder gemäß Zucrow [253] zu

$$\begin{aligned} p'(r,\theta,x,t) = \sum_{\mathrm{m,n,q}} \left[J_\mathrm{n}\left(\frac{\pi \alpha_\mathrm{mn} r}{r_\mathrm{cc}}\right) + \cos\left(\frac{\pi q x}{l_\mathrm{cc}}\right)\right] \\ \cdot \left[M\cos(n\theta + \omega t - \delta_1) + N\cos(n\theta - \omega t - \delta_2)\right]. \end{aligned} \tag{2.22}$$

Die Koeffizienten M und N beschreiben die Amplitude der jeweiligen Mode und die Parameter $\delta 1$ und $\delta 2$ definieren die Phasenlage zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Variablen $m, n, q \in \mathbb{N}$ geben die Ordnung der tangentialen (m), radialen (n) und longitudinalen (q) Moden an. Die Werte von α_mn ergeben sich als m-te mit π multiplizierte Nullstelle einer Besselfunktion erster Gattung von n-ter Ordnung (J_n) und sind bis zur vierten Ordnung in Tabelle 2.2 aufgeführt. Ist nur eine der Ordnungszahlen (m, n oder q) ungleich Null, liegen ‚reine‘,

$\alpha_{\mathrm{m,n}}$		m				
		0	1	2	3	4
	0	0	1,220	2,333	3,238	4,241
	1	0,586	1,697	2,717	3,726	4,731
n	2	0,972	2,135	3,173	4,192	5,204
	3	1,337	2,551	3,612	4,643	5,662
	4	1,693	2,995	4,037	5,082	6,110

Tabelle 2.2: Werte für m-te mit π multiplizierte Nullstelle einer Besselfunktion erster Gattung von n-ter Ordnung nach Gröning, Zucrow und Hoffmann [66, 253].

ansonsten Kombinationsmoden, vor. Reine Moden der Ordnungszahl 1 werden spezifischer als fundamentale Moden definiert. Moden höherer Ordnung werden wiederum als harmonische Moden oder Obertöne bezeichnet. Visualisierungen der reinen Fundamentalmoden sind Abbildung 2.8 zu entnehmen. Je nach Amplitudenverhältnis M/N der beiden gegenläufigen Wellen können auch reine tangentiale Moden unterschiedlich ausgeprägt sein. Während die Mode bei $M = N \neq 0$ steht, liegt bei $M = 0$ oder $N = 0$ eine vollständig rotierende Welle vor [66]. Auch Zwischenformen sind sowohl theoretisch als auch experimentell möglich [66, 205].

2.3.3 Injektorakustik

In Injektorelementen spielen transversale, sprich tangentiale und radiale, Moden aufgrund der kleinen Durchmesser üblicherweise keine Rolle. Die longitudinalen Eigenmoden eines Injektors liegen jedoch im Bereich von wenigen kHz [1, 8, 42, 67, 95, 113, 118, 159, 224] und somit in einer ähnlichen Größenordnung wie potentielle HF- beziehungsweise thermoakustische Instabilitäten in der Brennkammer. Unter Vernachlässigung der in LOX-Injektoren meist geringen Machzahl ergibt sich die Eigenfrequenz der q-ten longitudinalen Mode im Injektor aus Gleichung 2.22 mit $m, n = 0$ für symmetrische, zum Beispiel beidseitig offene oder geschlossene, Randbedingungen zu

$$f_{\mathrm{qL}} = \frac{qc}{2(l + \Delta l)} \tag{2.23}$$

und für asymmetrische Randbedingungen zu

$$f_{\mathrm{qL}} = \frac{(2q - 1)c}{4(l + \Delta l)}. \tag{2.24}$$

$\Delta l = 0,8d$ stellt hierbei eine Endwertkorrektur nach Dranovsky [44] dar.

Frühere experimentelle Untersuchungen zeigten, dass die Randbedingung am Injektoreinlauf als akustisch offen angenähert werden kann [8, 66, 196, 226]. Die Lage am Injektoraustritt gestaltet sich etwas weniger trivial. Hier liegt, unter Vernachlässigung des Einflusses von Brennkammerprozessen wie Durchmischung und Verbrennung, ein Impedanzsprung vor [8]. Der akustische Reflexionsfaktor für Impedanzsprünge lässt sich wie folgt berechnen [46, 117, 175, 234]:

$$\mathcal{R}_{1,2} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}. \tag{2.25}$$

Bei flüssigem Sauerstoff liegt die Impedanz deutlich höher als bei Heißgas ($Z_1 >> Z_2$). Der Reflexionsfaktor am stromabwärtigen Ende des LOX-Posts approximiert $\mathcal{R} = -1$ und damit annähernd ein akustisch offenes Rohrende [8]. Bei warmem, gasförmigem Oxidator ähneln sich die Impedanzen im Injektor und der Brennkammer ($Z_1 \approx Z_2$). Der Reflexionsfaktor nähert sich folglich $\mathcal{R} = 0$ an [8]. Die Wellen werden bestenfalls nur noch anteilig reflektiert. Je nach Triebwerkszyklus muss somit das gekoppelte System aus Brennkammer und Injektoren ($\mathcal{R} \approx 0$) beziehungsweise kann die Injektorakustik isoliert von der Brennkammerakustik ($\mathcal{R} \approx -1$) betrachtet werden [8]. Auf Brennstoffseite liegen Reflexionsfaktoren zwischen jenen von flüssigem und gasförmigem Sauerstoff ($-1 < \mathcal{R} < 0$) vor.

2.3.4 Brennkammerakustik

Die Akustik in der Brennkammer gestaltet sich etwas vielseitiger als jene im Injektor. Hier ergeben sich die Frequenzen der jeweiligen Moden, wiederum unter Vernachlässigung der Strömung bei beidseitig geschlossenen Randbedingungen, zu

$$f(m,n,q) = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{\alpha_{\mathrm{mn}}}{r_{\mathrm{cc}}}\right)^2 + \left(\frac{q}{l_{\mathrm{cc}}}\right)^2}. \tag{2.26}$$

Während die Vernachlässigung der Strömung auf der Flüssigsauerstoff-Seite des Injektors meist noch zu vertreten ist, ergibt diese Herangehensweise im Brennraum größere Fehler. Außerdem liegen an der Einspritzebene und im Düsenhals keine perfekt reflektierenden Randbedingungen vor [20, 86, 111, 196]. Mehrere Publikationen berichten dementsprechend bei Wasserstoff als Brennstoff von Abweichungen zwischen 10 und 40 % beim Vergleich von experimentell gemessenen und rechnerisch ermittelten Frequenzen unter Zuhilfenahme von Gleichung 2.26 sowie der Schallgeschwindigkeit im chemischen Gleichgewicht (c_{CEA}) [44, 66, 68, 92, 102, 138]. Mit Methan beziehungsweise Erdgas als Brennstoff können die Abweichungen bei über 50 % liegen [138].

Eine genauere Abschätzung der Resonanzfrequenzen in der Brennkammer

eröffnet die modifizierte analytische Gleichung der Zylinderakustik [80]:

$$f(m,n,q) = \frac{c(\eta_{\mathrm{c}}*)}{2}\sqrt{\left(\frac{\alpha_{\mathrm{mn}}}{r_{\mathrm{BK}}}\right)^2 (1-Ma^2){k_{\mathrm{t}}}^2 + \left(\frac{q}{l_{\mathrm{BK}}}\right)^2 (1-Ma^2)^2 {k_{\mathrm{l}}}^2}. \tag{2.27}$$

Hier wurden mehrere Korrekturen eingeführt, um die Frequenzvorhersage zu verbessern. Zunächst wird bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit anhand des NASA-Programms CEA [63] der Verbrennungswirkungsgrad ($\eta_{\mathrm{c}*}$) berücksichtigt. Zusätzlich wird der Einfluss der Strömung mittels der dimensionslosen Machzahl (Ma) einbezogen. Aus der Herleitung der Gleichungen für die Zylinderakustik im bewegten Koordinatensystem ergeben sich die Korrekturfaktoren $(1-Ma^2)$ für longitudinale und $\sqrt{1-Ma^2}$ für transversale Moden [46, 66, 111]. Schließlich muss zudem beachtet werden, dass die Treibstoffe tiefkalt eingespritzt werden und sich erst durchmischen müssen, bevor eine Verbrennung möglich ist. Dadurch stellt sich nach Dranovsky [44] im vorderen Teil der Brennkammer eine ‚kühle' Mischungs- und Verbrennungszone (MVZ) ein. Im hinteren Teil der Brennkammer wird hingegen nahezu der Wert von c_{CEA} erreicht. Die Auswirkungen auf die Schallgeschwindigkeit sind in Abbildung 2.9 illustriert, welche den Verlauf der radial gemittelten Schallgeschwindigkeit einer beispielhaften LOX/CH_4-Brennkammer zeigt. Die

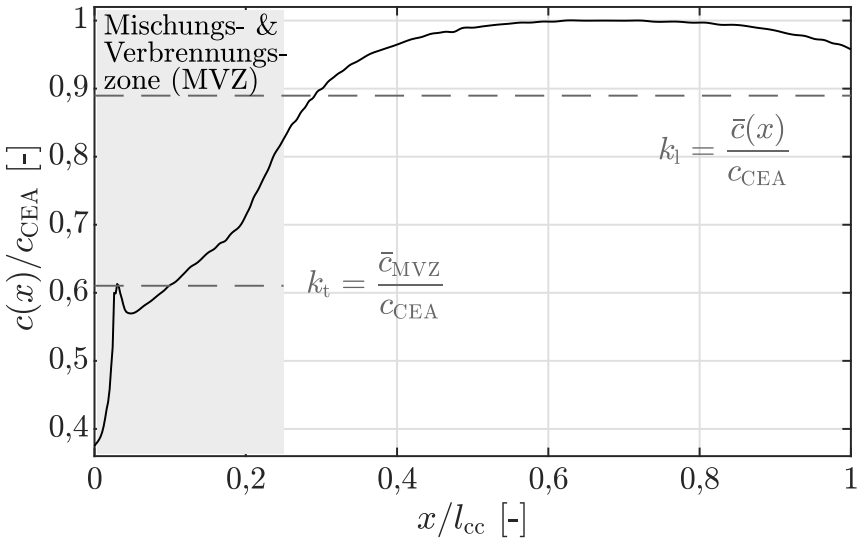


Abbildung 2.9: Axiales Schallgeschwindigkeitsprofil einer LOX/CH_4-Brennkammer, modifiziert von Hardi et al. [80].

axiale Variation der Schallgeschwindigkeit wird durch die beiden Korrekturfaktoren k_{l} für longitudinale und k_{t} für transversale Moden berücksichtigt. Da Transversalmoden vornehmlich nahe der Einspritzebene im Bereich des ersten Plateaus des $c(x)$-Profils schwingen [86, 96, 196, 216], berechnet sich k_{t} aus dem Verhältnis der mittleren Schallgeschwindigkeit in der Mischungs-

und Verbrennungszone zur derjenigen des ausreagierten Heißgases c_{CEA}. Longitudinale Moden dahingegen schwingen über die gesamte Länge der Brennkammer und k_{l} korrigiert dabei c_{CEA} anhand dem mittlerem Schallgeschwindigkeitsprofil $\bar{c}(x)$ in der kompletten Brennkammer.

Die Applikation dieser Methode ermöglicht Frequenzabschätzungen, die deutlich genauer als eine rein analytische Lösung und deutlich schneller als eine CFD-Simulation ausfallen. Der radial gemittelte Schallgeschwindigkeitverlauf stellt den Flaschenhals zur Berechnung der Korrekturfaktoren dar. Allerdings wurden bereits einige dieser axialen Schallgeschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Geometrien und Bedingungen veröffentlicht [30, 84, 107, 196]. Jene können für Betriebspunkte und Geometrien, welche von der Berechnungsgrundlage abweichen, skaliert werden [79, 80, 138]. Die exaktesten Ergebnisse werden aber erzielt, wenn für den zu analysierenden Betriebspunkt und die entsprechende Geometrie ein axialer Verlauf $c(x)$ vorliegt, der beispielsweise aus CFD-Rechnungen abgeleitet werden kann.

3 Stand der Forschung

Kapitel 3 resümiert den Forschungsstand zu Flüssigsauerstoff/Erdgas-Verbrennung und insbesondere den dabei auftretenden Instabilitäten. Aufgrund der zahlreichen, über Dekaden hinweg erschienen Studien mit analytischer, experimenteller sowie numerischer Ausrichtung zu Verbrennungsinstabilitäten, Raketentriebwerken und den verbundenen physikalischen sowie chemischen Prozessen ist es jedoch nicht möglich, einen allumfassenden Überblick des Forschungsstands zu leisten. Daher können nur die für diese Dissertation relevantesten Aspekte beleuchtet werden. Im Zuge dessen wird zunächst in Abschnitt 3.1 auf die Flammencharakteristika eingegangen. Anschließend richtet sich der Fokus in Abschnitt 3.2 auf Verbrennungsinstabilitäten beziehungsweise thermoakustische Instabilitäten. In Abschnitt 3.3 wird der Einsatz optischer Diagnostik in Raketenbrennkammern erläutert. Abschließend erfolgt in Abschnitt 3.4 eine Verortung dieser Dissertation innerhalb des Forschungsdiskurses zu LOX/CH_4-Verbrennungsinstabilitäten.

3.1 Flammencharakteristika bei LOX/CH4-Verbrennung

Derzeit ist die Treibstoffkombination LOX/H_2 die vorherrschende Wahl für den Einsatz in Flüssigkeitsraketentriebwerken europäischer Schwerlastträgerraketen. Das Vulcain 2-Triebwerk agierte als Hauptantrieb bei der ausgelaufenen Ariane 5. Die weiterentwickelte Version des Triebwerks Vulcain 2.1 kommt in der nachfolgenden Schwerlastträgerrakete Ariane 6 zum Einsatz. Somit liegt in Bezug auf LOX/H_2-Verbrennung ein großer Erfahrungsschatz vor. Anders verhält es sich jedoch mit der Treibstoffkombination LOX/CH_4 beziehungsweise LOX/NG. Erdgas besteht überwiegend aus Methan und wird dementsprechend oft substituierend für reines Methan eingesetzt. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden beide Begrifflichkeiten synonym verwendet. Zunächst soll allerdings auf die diversen Unterschiede der Flammencharakteristika mit potentiellen Auswirkungen auf die Stabilität der Verbrennung eingegangen werden.

Ein elementarer Unterschied besteht in der Reaktionskinetik, sprich der Geschwindigkeit, mit welcher die Ausgangsstoffe LOX und H_2 oder CH_4 reagieren beziehungsweise verbrennen. Ein guter Indikator hierfür ist die laminare Flammengeschwindigkeit. Bei der Treibstoffkombination LOX/H_2 liegt sie um 10,7 m/s, bei LOX/CH_4 hingegen ist sie um den Faktor 2,5 geringer

und beträgt lediglich 3,93 m/s [57]. Die reduzierte Reaktionsgeschwindigkeit kann sich durch die Position der Flammenverankerung bemerkbar machen. Während bei koaxialer Einspritzung und LOX/H_2-Verbrennung eine Flammenankerung durchweg in der Rezirkulationszone am stromabwärtigen Ende des LOX-Posts beobachtet wurde, eröffnet die langsamere Reaktionskinetik bei einer LOX/CH_4-Verbrennung die Möglichkeit einer Flammenankerung in der Scherschicht weiter stromab [243].

Ein weiterer Unterschied besteht in der Sensitivität der Flammengeschwindigkeiten auf das Mischungsverhältnis von Brennstoff und Oxidator. Bei Flüssigkeitsraketentriebwerken handelt es sich vorwiegend um brennstoffreiche Mischungen: ROF< 8 bei LOX/H_2 beziehungsweise ROF < 4 bei LOX/CH_4 oder einem Äquivalenzverhältnis ($\Phi = \frac{\dot{m}_\mathrm{F}/\dot{m}_\mathrm{O}}{(\dot{m}_\mathrm{F}/\dot{m}_\mathrm{O})_\mathrm{stöch.}}$) > 1. In brennstoffreichen Gemischen zwischen $1 < \Phi < 2$ beträgt die Abweichung der laminaren Flammengeschwindigkeit vom Mittelwert über demselben Bereich bei Wasserstoff weniger als 10 % [88]. Methan weicht konträr dazu bei gleichen Äquivalenzverhältnissen über 60 % vom Mittelwert ab [89]. Dies wirkt sich vor allem auf den injektornahen Bereich aus. Durch die turbulente Einspritzung der beiden Treibstoffkomponenten bilden sich großskalige Wirbel, die ein lokal stark variierendes Mischungsverhältnis bedingen [142, 251].

Im Zusammenspiel erweitern sowohl die niedrigere laminare Flammengeschwindigkeit, durch die damit einhergehende Möglichkeit einer abgehobenen Flamme, als auch die größere Varianz der Flammengeschwindigkeit den Dynamikbereich und erhöhen das Potential einer ungünstigen Interaktion mit der Akustik in der Brennkammer. Weniger Einfluss hat dahingegen die Zusammensetzung des Erdgases, die Reinheit des Methans, auf die Verbrennung. Die laminare Flammengeschwindigkeit bleibt für verschiedene prozentuale Anteile des Methans im Erdgas nahezu konstant [4]. Der Einfluss von anderweitigen Verbindungen im Erdgas macht sich hauptsächlich durch eine Reduzierung des Brennkammerdrucks bemerkbar [198]. In der Konsequenz bedeutet dies bei gleichbleibendem Massenstrom eine Effizienzeinbuße.

3.2 Thermoakustische Instabilitäten

Das übergeordnete Ziel der Forschung zu Verbrennungsinstabilitäten ist die Identifizierung von Anregungs- beziehungsweise Kopplungsmechanismen und deren Unterdrückung durch konstruktive Maßnahmen. So soll bereits die Entstehung von Instabilitäten verhindert werden, anstatt lediglich die Auswirkungen durch Elemente wie *baffles* oder Resonatoren (siehe Abschnitt 2.2) zu mindern.

Zu Beginn standen, aufgrund der mangelnden Rechenleistung, vor allem analytische Modelle und Experimente im Fokus der Instabilitätsforschung.

Grundlegende theoretische Betrachtungen und experimentelle Ergebnisse in Bezug auf Instabilitäten in Flüssigkeitsraketentriebwerken der USA bis 1972 wurden in einem Bericht der NASA wiedergegeben [86]. Eine Erweiterung mit internationalen Forschungsergebnissen bis 1995 steht in einer Publikation von Yang und Anderson [245] zur Verfügung. Weitere Erkenntnisse stellen die resümierenden Veröffentlichungen von Anderson et al. [6] und Culick [38, 40] dar. Erfahrungen aus der russischen Raumfahrt im Bereich der Verbrennungsinstabilitäten wurden von Dranovsky [44] erörtert.

Ein kritischer Punkt in der Vorhersage von Verbrennungsinstabilitäten ist die Beschreibung der Flammenantwort auf die Akustik im Triebwerk. Das n-τ-Modell von Crocco [35–37, 40, 86] ist ein frühes analytisches Modell, welches die Flammenantwort charakterisieren soll. Der Verstärkungsfaktor n beschreibt dabei die Intensität der Interaktion von Flamme und Akustik. Die Zeitverzögerung τ entspricht der Phasenverschiebung zwischen akustischen Oszillationen und Schwankung der Wärmefreisetzung. Einschränkungen dieses Modells liegen in der Vereinfachung der komplexen Prozesse bei der Verbrennung auf nur zwei Parameter sowie der limitierten Datenbasis eben dieser Werte. Letztere ist durch deren herausfordernde Ermittlung bedingt.

Durch die stetig steigende Rechenleistung rücken auch numerische Verbrennungssimulationen immer mehr in den Fokus. Nichtsdestotrotz befinden sich die zeitlich und räumlich voll aufgelöste Simulationen eines kompletten Hauptstufentriebwerks mit hunderten Injektorelementen noch nicht in greifbarer Nähe [227]. Abhilfe kann hier die Flammentransferfunktion (FTF) nach Gleichung 3.1 schaffen. Sie charakterisiert die Antwort der Flamme auf akustische Störungen.

$$\mathrm{FTF}(\omega) = \frac{\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}}{p'/P_{\mathrm{cc}}}(\omega) \tag{3.1}$$

Die frequenzabhängige Flammenantwort ist meist definiert als normalisierte Schwankung der integralen Wärmefreisetzungsrate bezogen auf die normierte akustische Geschwindigkeitsschwankung [177, 197] oder die normierte Druckschwingung [16, 109, 197, 227]. Die FTFs geben die Phasenlage ($\angle FTF(\omega)$) und die Verstärkung (engl.: *gain*) der Störung ($|FTF|(\omega)$) im Frequenzbereich wieder. Allerdings ist auch hier die Ermittlung eben dieser Funktion herausfordernd. Zwar kann die Wärmefreisetzungsrate direkt aus Verbrennungssimulationen extrahiert werden, es muss jedoch eine ausreichende Modellierung aller an der Verbrennung partizipierenden physikalischen und chemischen Prozesse sichergestellt sein. Anderenfalls sind die numerisch generierten FTFs nur bedingt aussagekräftig. Bei einer experimentellen Ermittlung taucht indessen ein gegenteiliges Problem auf. Hier liegen zwar keine physikalischen und chemischen Unsicherheiten vor, aber die Extraktion von $\dot{Q}'$ ist mit Schwierigkeiten behaftet (siehe auch Abschnitt 3.3). Die Implementierung einer Vielzahl

von flammencharakterisierenden FTFs mittels Methoden niedrigerer Ordnung (engl.: *low-order-models*) ermöglicht theoretisch auch Stabilitätsvorhersagen für Hauptstufentriebwerke.

Dennoch sind experimentelle Untersuchungen aufgrund ihrer vielfältigen Potentiale ein elementarer Bestandteil der Forschung zu Verbrennungsinstabilitäten: Konstruktive Ausprägungen und operationelle Bedingungen können zur Stabilisierung des Verbrennungssystems bei nicht vorgemischten Flammen genutzt werden [10]. Letztendlich existiert allerdings aufgrund des vielfältigen Kombinationspotentials verschiedener Treibstoffe, Injektortypen, Einspritz- und Brennkammerbedingungen keine allgemeingültige Lösung zur Vermeidung thermoakustischer Instabilitäten [85, 110]. Sind jedoch die potentiellen Anregungs- beziehungsweise Kopplungsmechanismen bekannt, können diese bereits frühzeitig in der Auslegung eines neuen Raketentriebwerks berücksichtigt werden. Urbano et al. [227] beobachteten beispielsweise, dass bei Multi-Injektor-Brennkammern die inneren Injektoren am stärksten mit radialen und die äußeren Injektoren mit tangentialen Moden wechselwirken.

3.2.1 Instabilitäten bei LOX/CH_4-Verbrennung

Das Hauptaugenmerk dieser Dissertation liegt auf Stabilitätsuntersuchungen der Treibstoffkombination LOX/CH_4 beziehungsweise LOX/NG. Der sekundäre Fokus richtet sich auf die Verwendung dieser Treibstoffkombination in Verbindung mit Scher-Koaxial-Injektoren, welche bei der Treibstoffkombination LOX/H_2 bereits exzessiv und erfolgreich eingesetzt wurden. Zurbach et al. [254] befürchteten eine begrenzte Einsatzmöglichkeit dieses Injektortyps in Verbindung mit LOX/CH_4 aufgrund der geringeren Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen den beiden Komponenten. Zusätzlich wurde der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen eine gesteigerte Sensitivität gegenüber Verbrennungsinstabilitäten attestiert, obwohl kein tieferes Verständnis für dieses Verhalten vorlag.

Eine nuancierte, übersichtliche Darstellung zum Übergang von einem breitbandigen Verbrennungsrauschen zu thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten stellt Dranovsky [44] in Abbildung 3.1 zur Verfügung. Dort wird eine Differenzierung verschiedener Szenarien vorgenommen. Der Übergang von chaotisch erscheinenden Druckschwankungen zu geordneten Druckoszillationen bei dominanten Frequenzen aber kleinen Amplituden aufgrund des breitbandigen Verbrennungsrauschens wird als sanfte Anregung definiert. Die Energiebilanz aus anregenden und dämpfenden Prozessen wird als ursächlich für dieses Verhalten betrachtet. Ausreichende Dämpfung verhindert den Übergang zu großen Amplituden. Anders verhält es sich bei der sogenannten harten Anregung, die wiederum in drei Unterkategorien aufgeschlüsselt wird. Erstens kann eine harte Anregung durch das Einbringen einer künstlichen

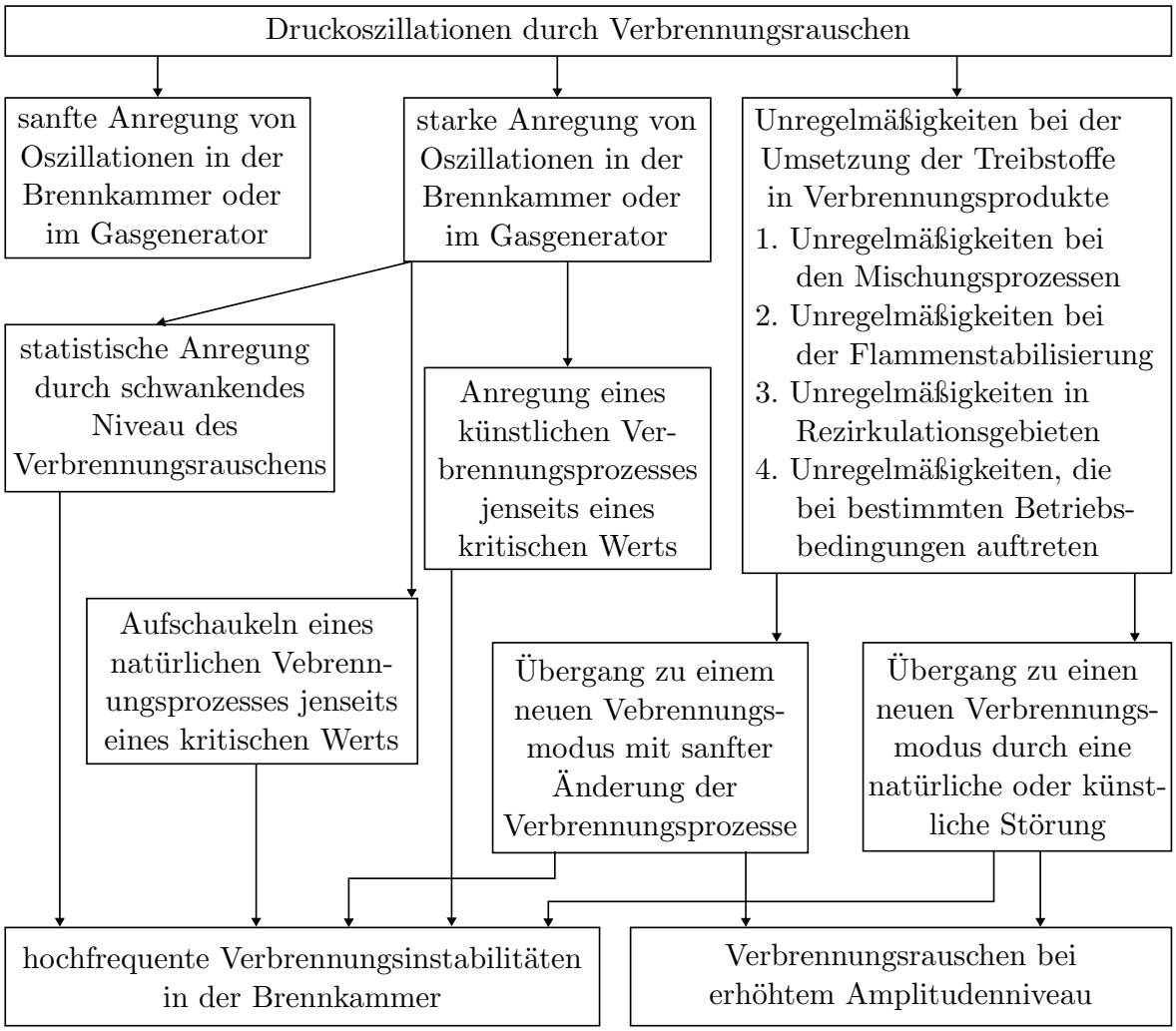


Abbildung 3.1: Übersichtsdarstellung mit potentiellen Transitionspfaden von breitbandigem Verbrennungsrauschen zu thermoakustischen Instabilitäten oder Rauschen auf erhöhtem Amplitudenniveau, modifiziert von Dranovsky [44].

Störung geschehen, wie das Zünden einer, in der Stabilitätsqualifzierung üblichen, adäquat dimensionierten Bombe. Zweitens ist die Entstehung einer natürlichen, aus dem Operieren des Triebwerks resultierenden Störung möglich, wie dem Überschreiten eines kritischen Niveaus von Massenstromschwankungen aus dem Versorgungssystem. Drittens zählt zudem ein probabilistischer Übergang resultierend aus dem Betreiben des Triebwerks nahe der Stabilitätsgrenze über einen ausreichenden Zeitraum zu den harten Anregungsformen. Die turbulente Verbrennung induziert chaotische Druckoszillationen schwankender Amplitude. Bei einem Betrieb nahe der Stabilitätsgrenze erhöht sich somit die Wahrscheinlichkeit, dass eine ausreichend anregende Störung vorliegt, um das System in einen instabilen Zustand zu überführen. Kabiraj et al. [106] ermittelten außerdem eine Abnahme der notwendigen Intensität

der Störung bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze. Aufgrund des schwankenden Rauschniveaus ist eine exakte Reproduzierbarkeit des Übergangs nicht gegeben. Auch eine identische Sequenzierung der Betriebsbedingungen erlaubt somit eine Transition zwischen stabiler und instabiler Verbrennung zu unterschiedlichen Zeitpunkten.

Während die bisher angesprochenen Transitionsmechanismen zu thermoakustischen Instabilitäten führten, schlägt Dranovsky [44] noch weitere Faktoren vor, die lediglich einen Übergang zu chaotisch erscheinenden Druckoszillationen auf einem höheren Niveau ermöglichen. Diesbezüglich werden Unregelmäßigkeiten wie eine ungleichmäßige Treibstoffmischung, eine instabile Flammenankerung, hydrodynamische Effekte oder Ähnliches angedacht, welche nur unter bestimmten Betriebsbedingungen auftreten.

Das Operieren des thermoakustischen Systems kann je nach Nähe zur Stabilitätsgrenze in zwei Bereiche aufgeteilt werden: einen monostabilen und einen bistabilen Bereich. Durch eine ausreichend große Störung kann im bistabilen Bereich eine zunächst durchgehend stabile Verbrennung in eine anhaltend instabile Verbrennung übergehen. Bei ausgeprägterer Stabilitätsreserve, das heißt im monostabilen, jedoch nahe am bistabilen Bereich, stellt eine thermoakustisch stabile Verbrennung den einzig stabilen Attraktor dar. Dementsprechend können sich dort nur homokline Orbits ausbilden. Im Gegensatz zu heteroklinen Orbits, welche zwei verschiedene Fixpunkte in dynamischen Systemen verbinden, führen homokline Trajektorien stets zum selben Fixpunkt zurück. Allerdings besteht die Möglichkeit einer kurzzeitigen Anregung der Brennkammer-Resonanzfrequenzen durch akustisches Rauschen. Dieses Phänomen wird als kohärente Resonanz (engl.: *coherence resonance*) bezeichnet [106]. Im bistabilen Bereich setzt sich das thermoakustische System aus zwei Attraktoren zusammen [152]. Bei Störungen in unzureichender Intensität bewirken homokline Trajektorien Ausflüchte von den thermoakustisch stabilen Orbits und nähern kurzzeitig an den instabilen Attraktor an. Die Ausprägung dieser homoklinen Orbits wird durch kurzzeitige Anregungen von thermoakustischen Instabilitäten charakterisiert, bevor das System in einen Zustand geringer Amplituden zurückkehrt [154]. Bei diesen intermittierenden Instabilitäten (engl.: *intermittency*) erhöht sich sowohl die Rezidivrate als auch deren Dauer bei Näherung an die absolute Stabilitätsgrenze [69]. Während bei den kohärenten Resonanzen akustisches Rauschen ein notwendiges Kriterium für deren Entstehung ist, können intermittierende Instabilitäten auch ohne ein ausreichendes Rauschniveau auftreten. Analog zu Dranovsky [44] vermuten auch Nair und Sujith [152] die gleichen Einflussfaktoren, wie unverbrannter Treibstoff durch ungleichmäßige Mischungsverhältnisse oder Störungen durch hydrodynamische Effekte, als Ursachen für eine temporäre Verschiebung jenseits der Stabilitätsgrenze und folglich für ein Auftreten von entweder kurzlebigen oder anhaltenden Instabilitäten.

Letztere können sich etablieren, insofern eine ausreichende Störung vorliegt, welche das thermoakustische System in den stabilen Zustand der sogenannten Grenzzyklus-Instabilitäten überführt.

Martinez-Sanchis et al. [142] verbinden das Auftreten von lokal variierenden Treibstoffmischungsverhältnissen mit hydrodynamischen Effekten, beispielsweise aus Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten resultierenden Wirbelablösungen. Aufgrund der Vielfältigkeit hydrodynamischer Effekte werden diese im Abschnitt 3.2.3 gesondert betrachtet. Ebenso findet eine differenzierte Auseinandersetzung mit den Einflussfaktoren auf die Flammenankerung im folgenden Unterkapitel statt.

3.2.2 Flammenankerung

Die Flammenankerung als potentieller Einflussfaktor auf Verbrennungsinstabilitäten soll nun näher beleuchtet werden. Bei einer stabilen Flammenankerung ist die Wurzel der Flamme in den beiden gegenläufig rotierenden Rezirkulationsgebieten stromab der LOX-Post-Lippe verortet [94, 251]. Die Abbildung 3.2 stellt diesen Modus der Flammenankerung schematisch dar. Die

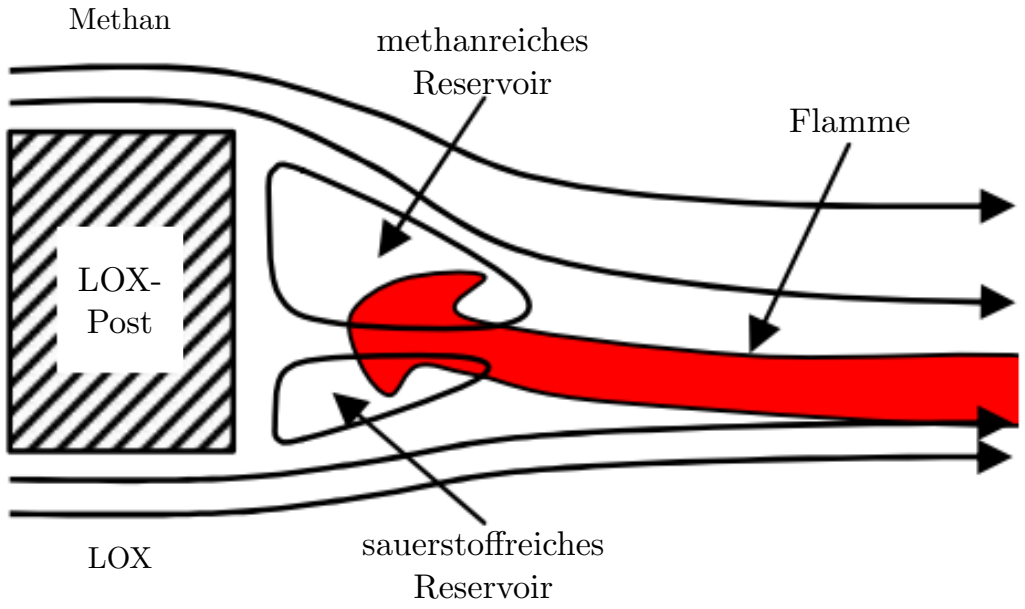


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Mechanismus zur Flammenankerung, modifiziert von Zong und Yang [251].

Rezirkulationsgebiete wirken dabei wie ein heißes Reservoir, welches Energie zuführt, um das Treibstoffgemisch zu zünden [251]. Cuoco et al. [41] und Yang et al. [243] beobachteten jedoch experimentell abgehobene Flammen und führten dies auf die langsamere Reaktionskinetik der Treibstoffkombination LOX/CH_4 zurück. Als wichtige Einflussfaktoren auf die Qualität der

Flammenankerung kristallisieren sich vor allem sowohl geometrische als auch strömungsdynamische Faktoren heraus.

Als strömungsdynamische Größe wird dem Impulsflussverhältnis eine entscheidende Rolle beigemessen. Die jeweiligen Geschwindigkeiten der einströmenden Fluide beeinflussen die Formation der Rezirkulationszonen [251]. Micci [148] hypothetisierte, dass unterhalb einer minimalen Geschwindigkeitsdifferenz zwischen beiden Treibstoffkomponenten die Rezirkulationszonen zu schwach ausfallen, um die Flamme zu halten und diese sich daher stromabwärts in eine Region bewegt, welche eine stärkere Wechselwirkung mit der Brennkammerakustik zulässt. Das Impulsflussverhältnis ist zusätzlich ein Indikator für die Scherkräfte zwischen den beiden Treibstoffstrahlen. Diese Kräfte bedingen maßgeblich das Aufbrechen des LOX-Strahls [41, 124, 135, 243]. Ein verzögerter Zerfall des LOX-Strahls geht mit einer schlechten Atomisierung des Sauerstoffs sowie längeren und potentiell schlechter ankernden Flammen einher, die sensitiver auf externe Störungen reagieren [102, 185].

In Bezug auf geometrische Größen berichteten Locke et al. [132] eine Verschiebung des Schwerpunkts der Verbrennungszone näher an den Injektor durch die Implementierung eines *recess*. Haidn et al. [74] ergänzten die erhöhte Neigung zu Instabilitäten bei *recess*-Längen kleiner als der Innendurchmesser des LOX-Injektors aufgrund einer abgehobenen Flamme. Eine dünnere LOX-Post-Lippe soll zusätzlich zu einer abgeschwächten Mischung der Treibstoffe und einer Verschiebung des Verbrennungsschwerpunkts weiter stromab führen [74]. Xu et al. [242] hingegen berichteten von einem Auftreten desselben Effekts bei einer Vergrößerung der Injektor-Lippe. Dementsprechend liegt die Vermutung nahe, dass eine optimale Breite der LOX-Post-Lippe, weder zu dünn noch zu dick, existiert. Xiong et al. [241] bezeichneten außerdem einen Schwerpunkt der Wärmefreisetzung nahe des akustischen Druckbauchs als kritisch für die Entstehung von longitudinalen Moden. Salgues et al. [189] bestätigten die Relevanz der Struktur der Verbrennungszone nahe des Injektors und schlagen als Alternative zum Scher-Koaxial-Injektor aufgrund der überlegenen Atomisierungs- und Mischungscharakteristika einen Drall-Koaxial-Injektor vor.

Hewitt [7] stellte bei Prall-Injektoren empirisch einen Zusammenhang zwischen der maximalen akustischen Frequenz, welche aufrechterhalten werden kann, sowie dem Verhältnis aus dem Durchmesser, durch welchen der Treibstoff eingespritzt wird, und der Einspritzgeschwindigkeit her. Abbildung 3.3 visualisiert diese Abhängigkeit. Die schwarze durchgezogene Linie stellt hierbei die Grenzfrequenz dar, ab welcher Verbrennungsinstabilitäten beobachtet wurden. Üblicherweise wird beim doppelten Wert der Grenzfrequenz die Dämpffrequenz angenommen. Im Bereich zwischen Grenz- und Dämpffrequenz sind zusätzliche dämpfende Maßnahmen, wie zum Beispiel in Abschnitt 2.2.1 angesprochen, notwendig. Dadurch wird die akustische Frequenz der

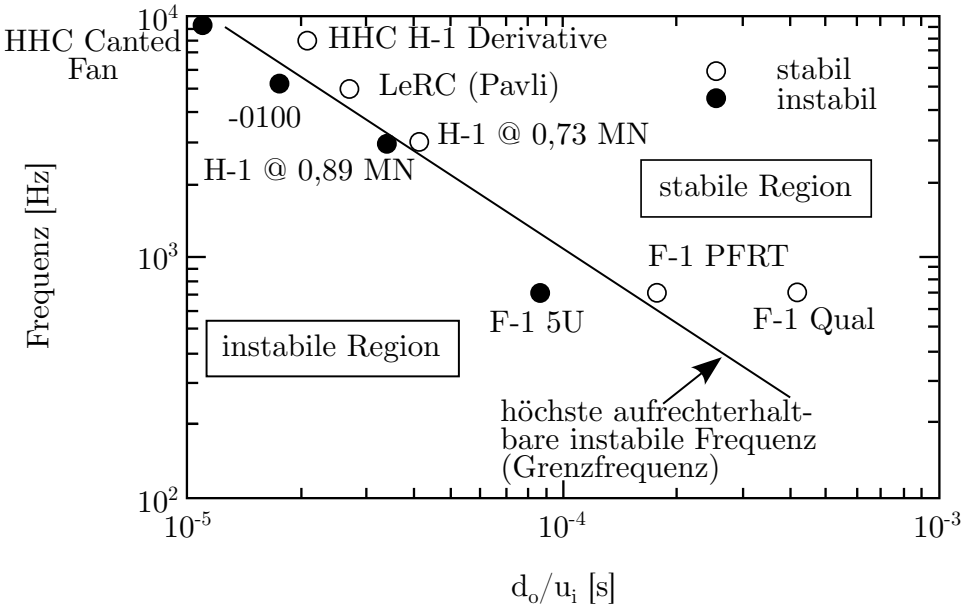


Abbildung 3.3: Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von d_o/u_i nach dem Hewitt-Kriterium, modifiziert von Anderson [7].

am wenigsten flüchtigen Treibstoffkomponente mit den Betriebsbedingungen des Injektors verknüpft [93]. Dieses Kriterium gilt allerdings nur für intrinsische Anregungs- und nicht anderweitige Kopplungsmechanismen wie injektorgetriebene Instabilitäten [151]. Ursprünglich wurde als zugrundeliegender Mechanismus eine Abnahme der Tröpfchengröße angenommen, die zu einer schnelleren Verdampfung, Atomisierung und Reaktion auf die Verbrennung führt [7]. Allerdings bedingt eine Antwort des Atomisierungsprozesses nicht zwangsläufig auch eine Antwort des Verbrennungsprozesses. Einen direkteren Zusammenhang vermuteten Kim und Williams [116] zwischen Flammenantwort und dem Reziproken des Injektorparameters d_o/u_i. Eine Zunahme von u_i/d_o erhöht die Scherrate (engl.: *strain rate*) der Flamme im injektornahen Bereich und somit eine Annäherung jener an die Verlöschungsgrenze [116]. Hulka und Jones [93] nutzten Erweiterungen dieses Kriteriums für Scher- und Drall-Koaxial-Injektoren, um Verbrennungsinstabilitäten in durchgeführten Experimenten zu erklären. Bei Scher-Koaxial-Injektoren steht der LOX-Post-Radius und bei Drall-Koaxial-Injektoren die Dicke des Flüssigfilms stellvertretend für den charakteristischen Injektor-Durchmesser [93].

3.2.3 Hydrodynamik

Den hydrodynamischen Prozessen, die innerhalb des Injektors ablaufen, wird eine große Rolle bei der Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten zugesprochen. Sie führen zu einer unruhigeren Verbrennung, können bei einer

geringen Frequenzdifferenz aber auch direkt mit der Brennkammerakustik wechselwirken und zur Entstehung von nicht akzeptablen Druckoszillationen beitragen [224]. So stellten auch Laurent et al. [127] eine starke Korrelation zwischen der lokalen sowie zeitlichen Antwort der Wärmefreisetzung und dem Konvektionsverhalten der Wirbelbildung fest. Abbildung 3.4 bietet eine graphische Übersicht der potentiell bei Scher-Koaxial-Injektoren in Flüssigkeitsraketentriebwerken auftretenden hydrodynamischen Prozesse.

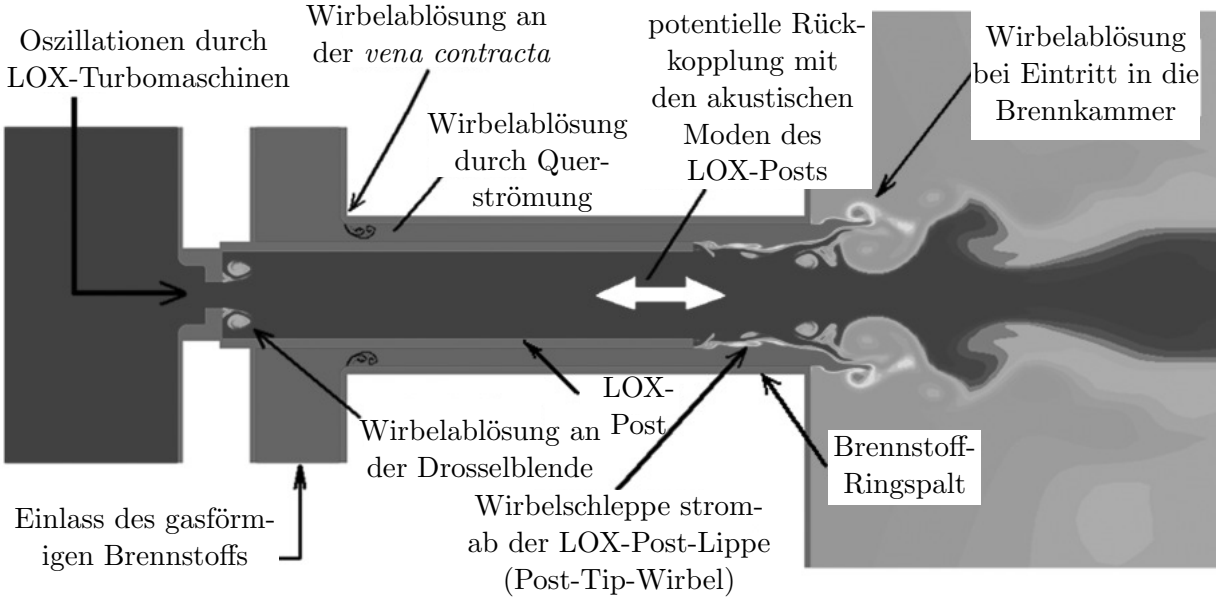


Abbildung 3.4: Hydrodynamische Prozesse bei Scher-Koaxial-Injektoren, modifiziert von Tsohas und Heister [225].

Tsohas und Heister [224, 225] ermittelten numerisch die Zunahme der Intensität von Massenstromschwankungen im *recess* bei einer Erhöhung der Scherkräfte zwischen beiden Treibstoffkomponenten. Je nach Breite der Injektor-Lippe herrschen demnach unterschiedliche Effekte vor. Eine Verdickung erzeugt größere Wirbel und verschiebt deren Ablösung zu niedrigeren Frequenzen. Im *recess* dominieren folglich hydrodynamische Frequenzen. Bei dünnen LOX-Posts hingegen dominiert die akustische Eigenfrequenz des Injektorröhrchens.

In vielen Studien bezüglich der Treibstoffkombination LOX/CH_4 wurde der Einfluss hydrodynamischer Effekte dokumentiert. Moussou et al. [150], Testud et al. [217], Lacombe et al. [122], Kierkegaard et al. [115] und Alenius et al. [3] identifizierten das Potential einer periodischen Wirbelablösung an Drosselblenden, die am stromaufseitigen Ende des Sauerstoffinjektors für Druckverlust sorgen, um eine Wechselwirkung zwischen Versorgungssystem und Brennkammerakustik zu unterbinden.

Richecoeur et al. [185] beobachteten eine Reduzierung der Frequenz einer hydrodynamischen Störung beim Drosseln der Methan-Einspritzgeschwindig-

keit und eine Kopplung bei Annäherung an die Resonanzfrequenz der Brennkammer. Auch Zong und Yang [250] bestätigten numerisch Wirbel an der Stufe am Ende des LOX-Injektorröhrchens in Abhängigkeit zur Methangeschwindigkeit und zur Stärke des LOX-Posts. In einer weiteren Studie wurden ebenfalls Wirbelablösungen, bestimmt durch die Sauerstoffgeschwindigkeit an der Stufe der Injektorspitze, berechnet [251]. Dies wurde der Trägheit des Flüssigsauerstoffs im Vergleich zum flüchtigeren Methan zugeschrieben. Pons et al. [179] korrelierten ebenfalls die Geschwindkeit des Sauerstoffs mit der Frequenz der Wirbelablösung.

Schmid und Sattelmayer [191] erzeugten numerisch eine Freistrahlinstabilität des LOX-Strahls. Nez et al. [157] stellten als Antwort auf eine Modulierung des Methan-Massenstroms eine Freistrahlinstabilität der ringförmigen Strömung fest. Hakim et al. [75, 76] konnten beide Effekte, ebenso durch numerische Reproduktion, beobachten und stellten eine Verbindung zu Verbrennungsinstabilitäten her. Bei ausreichendem Impuls der ringförmigen Gasströmung dokumentierten Nunome et al. [162] in Kaltgasexperimenten den Übergang zu einer stark pulsierenden Strömung (engl.: *super-pulsating-flow*) mit drastisch erhöhtem Druckverlust der Injektorströmung.

Juniper und Candel [105] zeigten anhand analytischer Betrachtungen zur Entstehung von Instabilitäten in der Scherschicht zwischen flüssiger Sauerstoff- und gasförmiger Brennstoffströmung auf, dass Injektorkonfigurationen mit *recess* zu stärkeren hydrodynamischen Instabilitäten neigten. Schmitt [195] bestätigte dies mithilfe numerischer Verbrennungssimulationen.

3.2.4 Injektorkopplung

Neben hydrodynamischen Effekten wurden ebenso injektorgekoppelte Instabilitäten bei LOX/CH_4-Triebwerken als gefährliche Anregungsquelle für zerstörerische Verbrennungsinstabilitäten identifiziert. Bei dieser Art von Instabilität besteht eine positive Wechselwirkung zwischen der Akustik im Injektor, meist dem LOX-Post, und jener in der Brennkammer.

Ein früher Nachweis injektorgekoppelter Instabilitäten mit der Treibstoffkombination LOX/CH_4 gelang Jensen et al. [102] indem eine spektrale Überschneidung der Injektor- und Brennkammerakustik aufgezeigt werden konnte. Während bei diesen Schubkammertests eine Kopplung zwischen den Sauerstoff-Injektoren und der Brennkammer vorlag, beobachteten Lemcherfi et al. [129] auch bei gasförmigem Sauerstoff eine starke Antwort auf die Brennkammerakustik. Melcher und Morehead [146] vermuteten eine Annäherung der Resonanzfrequenzen von Injektorelementen und Brennkammer aufgrund einer Zweiphasenströmung in den Injektoren während der Starttransiente des Triebwerks als Ursache für die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten. Klein et al. [118] bekräftigten die potentielle Kopplung zwischen Injektor- und

Brennkammerakustik durch Zweiphaseneffekte anhand einer Auswertung vielzähliger Starttransienten bei einer LOX/CH_4-Brennkammer. Während Kawashima et al. [113] und Boulal et al. [25] eine Verstärkung der Injektorakustik durch hydrodynamische Effekte nur vermuteten, wiesen Armbruster et al. [9] eine starke Wirbelablösung an der Drosselblende des LOX-Posts als zusätzlichen Faktor nach, welcher der Entstehung von injektorgekoppelten Instabilitäten zuträglich sein kann. Eine graphische Zusammenfassung dieses Mechanismus ist in Abbildung 3.5 bereitgestellt. Die stationäre Strömung

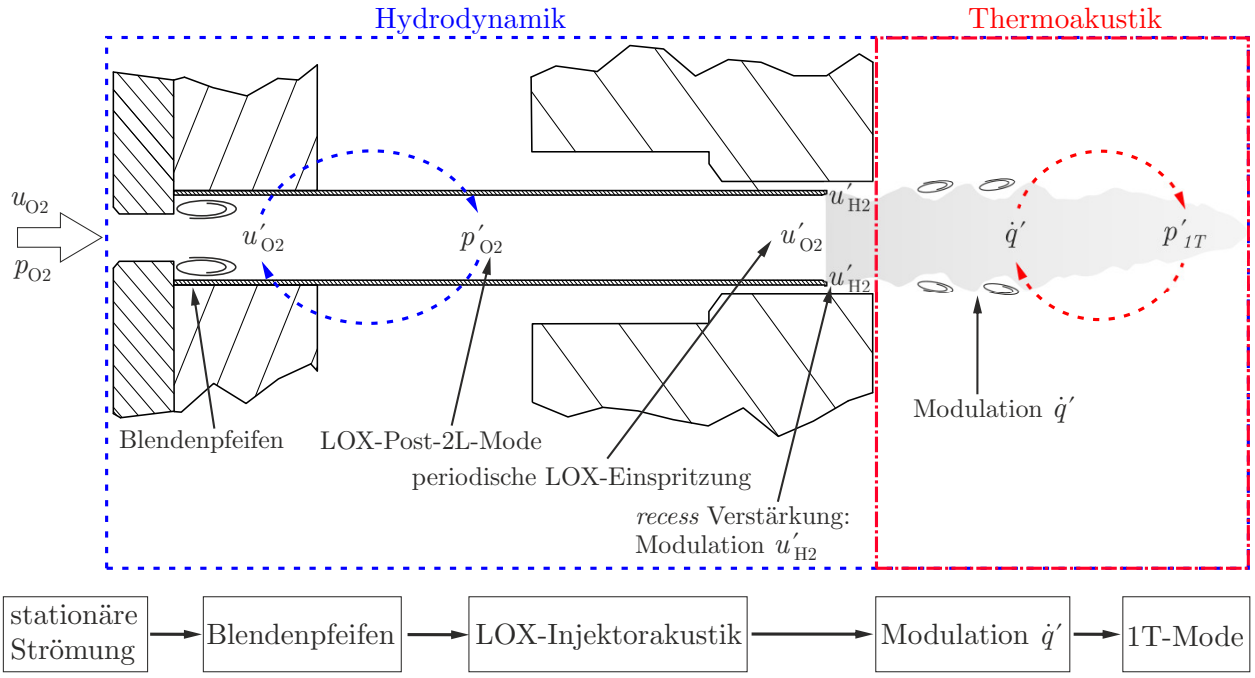


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Anregungsmechanismus der LOX-Post-getriebenen Instabilität, modifiziert von Armbruster [8].

durch die Drosselblende am Eingang des LOX-Posts führt dabei zu einem Pfeifen. Dieses regt wiederum die Akustik im Injektor an, die Massenstromfluktuationen induziert und infolgedessen die Wärmefreisetzungsrate moduliert. Die schwankende Wärmefreisetzungsrate bildet mit der Brennkammerakustik eine positive Rückkopplung. Schließlich resultiert dies in einer Anregung der ersten tangentialen Mode.

Für einen detaillierteren historischen Abriss des Forschungsstands zu injektorgekoppelten Verbrennungsinstabilitäten, auch in Bezug auf die Treibstoffkombination LOX/H_2, sei auf frühere Dissertationen verwiesen [8, 66].

3.3 LOX/CH_4-Flammenstrahlung

Zusätzlich zu den konventionellen Diagnostika, wie Druck-, Temperatur- und Massenstrommessungen, kann die Messung der Flammenstrahlung als komplementäres Diagnostikum für einen erweiterten Erkenntnisgewinn zur Verbrennung und deren Dynamiken herangezogen werden. Optische Methoden erlauben es beispielsweise, Aussagen über die Flammenankerung und -topologie zu treffen. Bei ausreichender Bildaufnahmerate ist es zusätzlich möglich, die Flammen-Akustik-Interaktion, das heißt die Eigendynamik und Antwort der Flamme auf akustische Störungen, zu analysieren. Sehr hohe thermische und mechanische Lasten stellen dabei sowohl konstruktiv als auch analytisch eine Herausforderung für die optischen Komponenten dar.

Im Zuge früherer Studien mit Fokus auf den LOX-Strahlzerfall, Flammentopologie und -ankerung mit kryogenen Treibstoffen sowie Drücken bis in den überkritischen Bereich [27, 104, 144, 223], haben sich vor allem zwei Verfahren als realisierbar herauskristallisiert [27, 81, 144]:

- Schattenaufnahmen zur Visualisierung von Dichteunterschieden
- Flammenemissionsaufnahmen, um Rückschlüsse auf die Verbrennungszonen zu ermöglichen

Schattenaufnahmen zeigen Dichtegradienten im Strömungsfeld durch Brechung und Absorption einer Hintergrundlichtquelle [81]. Die Schattenaufnahmen erlauben beispielsweise die Visualisierung des dichten LOX-Strahls und der weniger dichten umliegenden Gasströmung [81]. Sie sind somit ein gewinnbringendes Werkzeug zur Untersuchung der Treibstoffaufbereitung, ein wichtiges Charakteristikum vor allem bei der Injektor-Neuentwicklung [27, 32, 87, 100, 104, 143, 144, 166, 170, 207, 215, 223, 239]. Selbstverständlich können Schattenaufnahmen ebenso in der Stabilitätsforschung wichtige Einsichten liefern, wie zur Reaktion des LOX-Strahls auf das akustische Feld. Aufgrund der hohen Intensität der Flammenstrahlung im Vergleich zu den zur Verfügung stehenden Hintergrundbeleuchtungen war es im Rahmen dieser Dissertation jedoch leider nicht möglich, qualitativ hochwertige Schattenbilder aufzunehmen.

Spektren der Flammenemission für unterkritische Betriebsbedingungen bei 41,4 bar, transkritische bei 50,7 bar und überkritische bei 67,5 bar Brennkammerdruck sind in Abbildung 3.6 gegeben. Der spektrale Bereich der ultravioletten Wellenlängen wird von der Strahlung des Hydroxyl-Radikals (OH*) bei 307 nm dominiert [54]. Ein weiteres breitbandiges Emissionsband mit hoher Intensität gehört zum Methylidin-Radikal (CH*) um 436 nm im blauen Bereich [51]. Zusätzlich wird ein Beitrag des H_2O_2-Moleküls bei 450 nm zu jenem Emissionsband vermutet [54]. Die Gleichungen, welche den jeweiligen

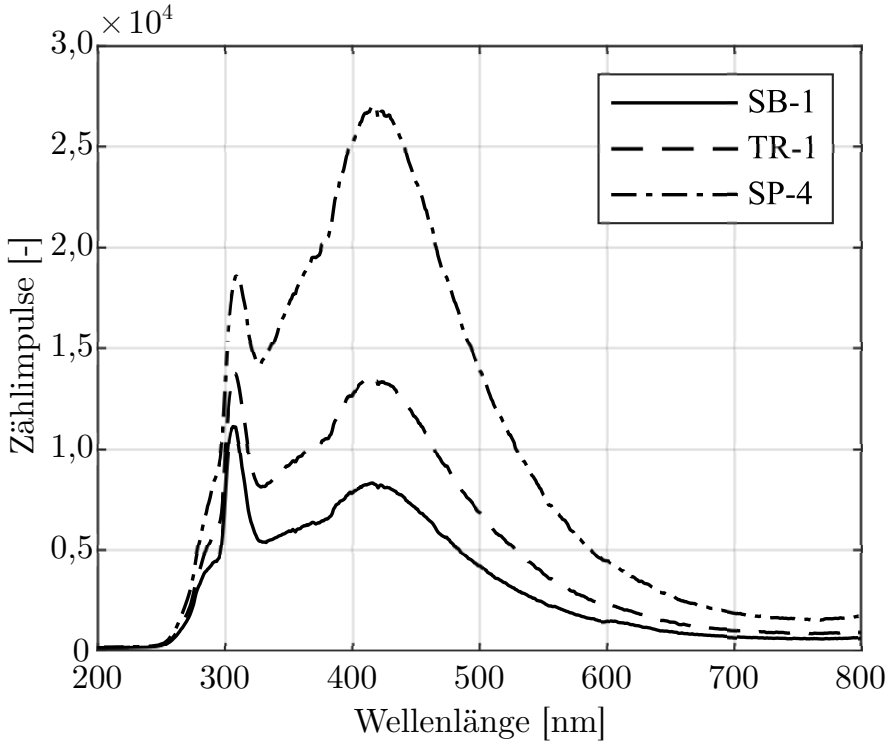


Abbildung 3.6: Optisches Spektrum der LOX/NG-Verbrennung bei unter- (SB-1; 41,4 bar), trans- (TR-1; 50,7 bar) und überkritischem (SP-4; 67,5 bar) Druck, modifiziert von Bee et al. [15].

Entstehungspfad beschreiben, sind für OH* nach Kathrotia et al. [112] und DeLeo et al. [43] in Gleichung 3.2, für CH* nach Kojima et al. [121] und Gaydon [60] in Gleichung 3.3 sowie für H_2O_2 nach Padley [171] in Gleichung 3.4 formuliert. Sowohl die Flammenemissionen bei ultravioletten als auch bei blauen Wellenlängen reagieren auf hohe Drücke. Während bei niedrigeren Drücken die ultraviolette Strahlung die höchste Intensität besitzt, ist die blaue Strahlung bei Drücken über 60 bar vorherrschend [56].

$$\mathrm{H} + \mathrm{O} + M \rightarrow \mathrm{OH}^* + M \tag{3.2}$$

$$\mathrm{C} + \mathrm{H} + M \rightarrow \mathrm{CH}^* + M \tag{3.3}$$

$$\mathrm{OH} + \mathrm{OH} \rightarrow {\mathrm{H_2O_2}}^* \tag{3.4}$$

Zwei wichtige Größen für die Analyse der Flammen-Akustik-Interaktion sind die akustischen Druckschwankungen p' und die Wärmefreisetzungsrate $\dot{Q}'$. Während die Messung von p' mit konventionellen Drucksensoren in der Brennkammerwand relativ einfach umzusetzen ist, gilt dies nicht für die Ermittlung von $\dot{Q}'$. In früheren Untersuchungen wurde die ultraviolette Flammenstrahlung im Bereich des Hydroxyl-Radikals oftmals als Indikator für die Wärmefreisetzungsrate angenommen [18, 82, 186]. Eine derartige Interpretation sollte jedoch mit Vorsicht genossen werden, da neuere Studien zeigen,

dass diese Strahlung bei relevanten Drücken für Flüssigkeitsraketentriebwerke eine hohe Selbstabsorption aufweist. Somit entspricht die aufgenommene Intensität nicht einem entlang der Sichtlinie integrierten Wert, sondern vielmehr der Intensität der dem Aufnahmegerät zugewandten Flammenoberfläche [54, 56]. Zusätzliche Beeinträchtigungen treten bei Temperaturen über 2700 K auf. Bei diesen Temperaturen wird die OH*-Strahlung eher durch thermische Anregung als Chemilumineszenz getrieben [54, 56]. Allerdings wird letzterer Effekt bei Flammen mit hoher Scherrate aufgrund der niedrigeren Temperatur in der Reaktionszone etwas abgeschwächt [55]. Bei der CH*-Strahlung hingegen wird ein geringerer, limitierter Einfluss der soeben beschriebenen Effekte vermutet. Dies wird mit einer größeren Differenz in der Konzentration zwischen angeregtem Stadium und Grundzustand begründet. Zusätzlich begünstigt ein kürzeres Anhalten des CH*-Konzentrationsmaximums den Einsatz der blauen Strahlung als Marker für die zeitaufgelöste Wärmefreisetzungsrate [190]. Dementsprechend komplettieren die Messungen der CH*- jene der OH*-Intensität in Bezug auf Untersuchungen der Flammendynamik. Obwohl es keine etablierte Proportionalität zwischen der integrierten Intensität entlang der Sichtlinie und der Wärmefreisetzungsrate gibt, kann die Strahlungsmessung trotzdem einen qualitativen Anhaltspunkt für eine thermoakustische Wechselwirkung bereitstellen.

3.4 Motivation und Fragestellungen dieser Arbeit

Trotz jahrzehntelanger experimenteller Forschung, analytischer Modellbildung und numerischer Simulationen existieren keine allgemeingültigen Vorhersagemöglichkeiten und Designrichtlinien für stabile Flüssigkeitsraketentriebwerke. Erschwerend kommt die noch spärlichere Forschungslage bezüglich der Kombination LOX/CH_4 beziehungsweise LOX/NG als Treibstoff in Raketenbrennkammern hinzu. Oftmals müssen Experimente mit limitierter Repräsentativität für die Prozesse in Raketenbrennkammern oder anderen Kohlenwasserstoffen als Brennstoff herangezogen werden.

Folglich finden sich trotz der bereits vorgestellten Experimente [25, 44, 74, 93, 102, 106, 113, 118, 129, 146, 148, 152, 154, 179, 185] und weiteren experimentellen Untersuchungen [59, 205, 248] noch Forschungslücken. Zudem unterliegen die jeweiligen Experimente folgenden Beschränkungen:

- anderer Kohlenwasserstoff als Brennstoff [44, 106, 152, 154]
- limitierte Kenntnis thermodynamischer Größen, zum Beispiel Druck und Temperatur oder der Treibstoffe [93, 106, 146, 148, 152, 154, 185]

- keine transkritische O_2-Einspritzung [59, 74, 106, 118, 129, 148, 152, 154, 179, 205, 248]
- keine repräsentativen Injektordimensionen oder -technologien [106, 152, 154, 205, 248]
- keine repräsentative Brennkammergeometrie, zum Beispiel eckiger Brennraum [25, 106, 113, 148, 152, 154, 185, 205]
- limitierte Diagnostik [44, 93, 102, 113, 146]
- keine oder limitierte optische Zugänglichkeit [25, 44, 59, 74, 93, 102, 118, 129, 146, 152, 154, 179, 248]
- keine 2D-Flammenvisualisierung [44, 59, 74, 93, 102, 106, 118, 129, 146, 148, 152, 154, 248]
- keine selbst erregten Verbrennungsinstabilitäten [74, 106, 148, 185]
- keine repräsentative Leistungsdichte [25, 74, 106, 113, 152, 154, 185]

Im Fokus dieser Forschungsarbeit stehen die optisch zugängliche Forschungsbrennkammer „N“ (BKN) sowie die Schubkammer „D“ (BKD). Im Rahmen der Entwicklung von BKN wurde ein besonderes Augenmerk auf die Überwindung eines Großteils der oben genannten Limitierungen bei optischen Brennkammern gerichtet. Lediglich bei der Leistungsdichte musste in puncto Repräsentativität ein Kompromiss zugunsten der optischen Zugänglichkeit geschlossen werden.

Zusätzlich ist ein Schwerpunkt auf die Eignung als Testfall zur Validierung numerischer Experimente gelegt worden. Dies ist durch die stark turbulenten Prozesse in Flüssigkeitsraketenbrennkammern, große thermische Gradienten von kryogenen Fluiden bis hin zu Temperaturen über 3500 K bei unter-, trans- oder überkritischen Drücken, Realgaseffekte sowie die Verbrennung von nicht vorgemischten Diffusionsflammen begründet. Während bei unterkritischen Drücken die Atomisierung der Tröpfchen, deren Verdampfung und Verbrennung modelliert werden muss, ist bei überkritischen Drücken die transkritische Einspritzung des Sauerstoffs, dessen Mischung und Verbrennung zu berücksichtigen [14]. Darum sind bei nicht komplett ausgereiften Modellierungsansätzen zum einen starke Abweichungen vom Experiment, zum anderen jedoch ebenso starke Abweichungen zwischen verschiedenen Simulationen desselben Experiments möglich [31, 173]. Qualitativ hochwertige Validationsdaten können somit helfen, numerische Werkzeuge zu verbessern. Letztlich sind auch Methoden aus dem Bereich der künstlichen Intelligenz, beispielsweise zur frühzeitigen Erkennung von Verbrennungsinstabilitäten, auf Daten zum Training angewiesen [233].

Die Analyse der Ergebnisse aus BKD ermöglicht dann eine Erweiterung der aus BKN gewonnenen Erkenntnisse auf ein Experiment mit repräsentativer Leistungsdichte. Dieses Schließen der Forschungslücke mit BKD wurde in Abbildung 3.7 anhand der Treibstoffkombination LOX/H_2, im Kontext anderer Experimente und Flugtriebwerke, veranschaulicht. Somit kann auch von einer guten Übertragbarkeit auf potentielle LOX/CH_4-Flugtriebwerke ausgegangen werden.

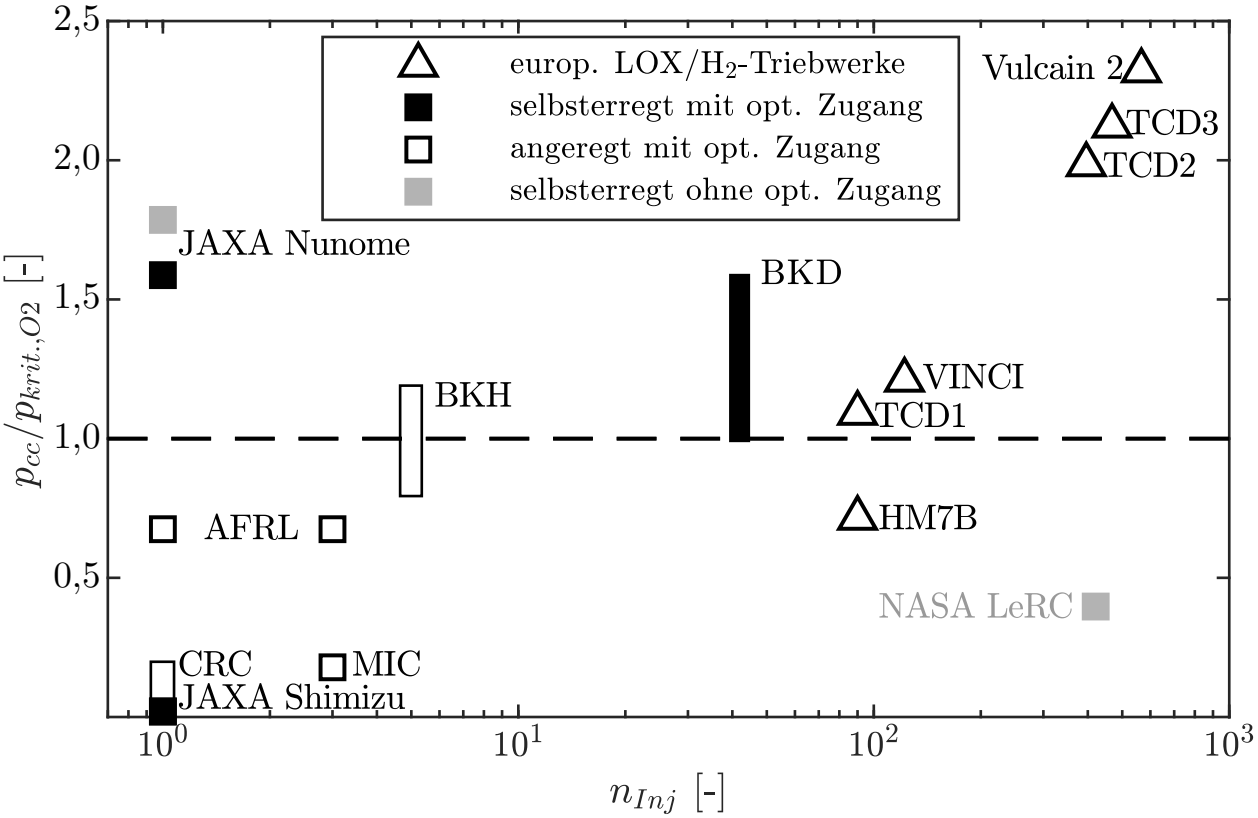


Abbildung 3.7: Vergleich internationaler LOX/H_2-Stabilitätsexperimente [85, 160, 161, 186, 187, 202, 231] mit europäischen, industriellen Triebwerken [48–50, 167, 194] nach Armbruster [8].

Die Forschungsfragen beziehungsweise -ziele dieser Arbeit können wie folgt abgesteckt werden:

- Visualisierung der (gesamten) Flamme inklusive dynamischer Prozesse bei repräsentativen Bedingungen am Injektor für unter- und überkritische Drücke
- Analyse der Flammen-Akustik-Interaktion im stabilen Bereich
- Analyse der Flammen-Akustik-Interaktion im bistabilen Bereich
- Analyse der Flammen-Akustik-Interaktion im instabilen Bereich

- Evaluierung der Eignung von Werkzeugen der nichtlinearen Dynamik, hier Methoden der Fraktaltheorie, zur Analyse von Verbrennungsinstabilitäten in Raketenbrennkammern
- Prüfung der Möglichkeit zur qualitativen Verwendung von Indikatoren der Wärmefreisetzungsrate oberhalb der validierten Druck- und Temperaturbereiche
- Eruierung der Möglichkeit zur Extraktion von flammenbeschreibenden Größen im Kontext der Instabilitätsmodellierung
- Analyse der Repräsentativität der in optischen Experimenten gewonnenen Erkenntnisse im Vergleich zu einer Schubkammer
- Untersuchung der Existenz des in BKD mit LOX/H_2 identifizierten Mechanismus zur Injektorkopplung beim Betrieb mit LOX/NG

Eine sekundäre Motivation dieser Dissertation besteht darin, die experimentell gewonnenen Betriebs- und Randbedingungen zur Validierung numerischer Werkzeuge öffentlich zur Verfügung zu stellen und somit für zukünftige Schubkammerentwicklungen eine verbesserte Stabilitätsvorhersage zu ermöglichen.

4 Versuchsdurchführung

Zur Untersuchung der Flammendynamik bei der LOX/CH_4-Verbrennung im Rahmen dieser Dissertation wurden zahlreiche Experimente durchgeführt. Daher werden in diesem Kapitel für die optisch zugängliche Forschungsbrennkammer „N“ (BKN) sowie die Schubkammer „D“ (BKD) jeweils die experimentellen Aufbauten, die Versuchsabläufe und die eingesetzten Messtechniken näher beleuchtet.

4.1 Forschungsprüfstand P8

Die Versuche wurden für beide experimentelle Aufbauten, BKN und BKD, am europäischen Forschungs- und Technologieprüfstand P8 am DLR Standort Lampoldshausen durchgeführt. Der Prüfstand P8 ermöglicht die Untersuchung von Raketentriebwerken mit kryogenen Treibstoffen unter repräsentativen Bedingungen [70]. Für den Testbetrieb mit der Treibstoffkombination LOX/CH_4 stellt der P8 ein Versorgungssystem mit Flüssigsauerstoff zur Verfügung. Im LOX-Tank liegt der Sauerstoff entsprechend flüssig vor. Je nach Bedrückungsniveau und Massenstrom werden an der Schnittstelle zur Brennkammerinfrastruktur Temperaturen zwischen 100 und 160 K erreicht. Der maximale Massenstrom liegt bei etwa 13 kg/s. Im LNG-Tank befindet sich das Erdgas ebenfalls in flüssigem Zustand. Erdgas besteht jedoch nicht zu 100 % aus CH_4, sondern weist einen gewissen Anteil an anderen Verbindungen auf. In der Regel besitzt das am P8 zum Einsatz kommende Erdgas allerdings einen Methan-Anteil von über 99 %. Die LNG-Temperatur beträgt abhängig von der Bedrückung und dem realisierten Massenstrom zwischen 100 und 160 K. Der maximale Massenstrom dieses Versorgungssystems beläuft sich auf 7 kg/s. Der CNG-Tank enthält gasförmiges und komprimiertes Erdgas, welches aus dem verflüssigten Erdgas mithilfe einer Pumpe gewonnen wird. Der tatsächlich realisierte Massenstrom des jeweiligen Versorgungssystems wird durch Anpassung des Tankdrucks und Stellung des Regelventils bestimmt. Beides wird während des Versuchslaufs durch eine vorprogrammierte Testsequenz vollautomatisiert geregelt. Der Schubbock des P8, an welchem der jeweilige Versuchsträger installiert wird, verfügt über zwei verschiedene Positionen. Im Regelfall wird die obere Position genutzt, wie im Fall der Tests mit BKD. Bei einem Einsatz von optischer Diagnostik bietet allerdings die untere Position deutliche Vorzüge. Dementsprechend war BKN auf der unteren Position montiert.

4.2 Forschungsbrennkammer „N“

Die vorrangige Motivation zur Entwicklung von BKN im Rahmen der vorliegenden Arbeit lag in der Visualisierung der kompletten Flammendynamik eines flugähnlichen Injektorelements unter repräsentativen Einspritzbedingungen. Um uncharakteristische hydrodynamische Effekte wie zum Beispiel Wirbelbildung bei der Überströmung von Kanten zu vermeiden, wurde weiterhin besonderer Wert auf die Beibehaltung des kreisförmigen Querschnitts der Brennkammer gelegt. So sind auch die Fenster mit gekrümmten Oberflächen ausgearbeitet. Die durchgeführten Tests mit BKN und der Treibstoffkombination LOX/NG zeigten sowohl kurz auflebende thermoakustische Instabilitäten als auch anhaltende Instabilitäten. Beide Phänomene werden in dieser Dissertation einer Analyse unterzogen. Eine weitere Motivation für die Entwicklung von BKN lieferte die Nutzung dieses Versuchsträgers zur Bereitstellung von hochqualitativen Testfallbeschreibungen. Diese können zur Validierung numerischer Modellierungen dienen. Zu diesem Zweck ist BKN nicht nur mit einem großen optischen Zugang in Form eines Quarzglas-Fensters, sondern ebenfalls mit einer Fülle an sensorischen Messmitteln ausgestattet worden. Jene werden im nächsten Abschnitt eingehend erläutert.

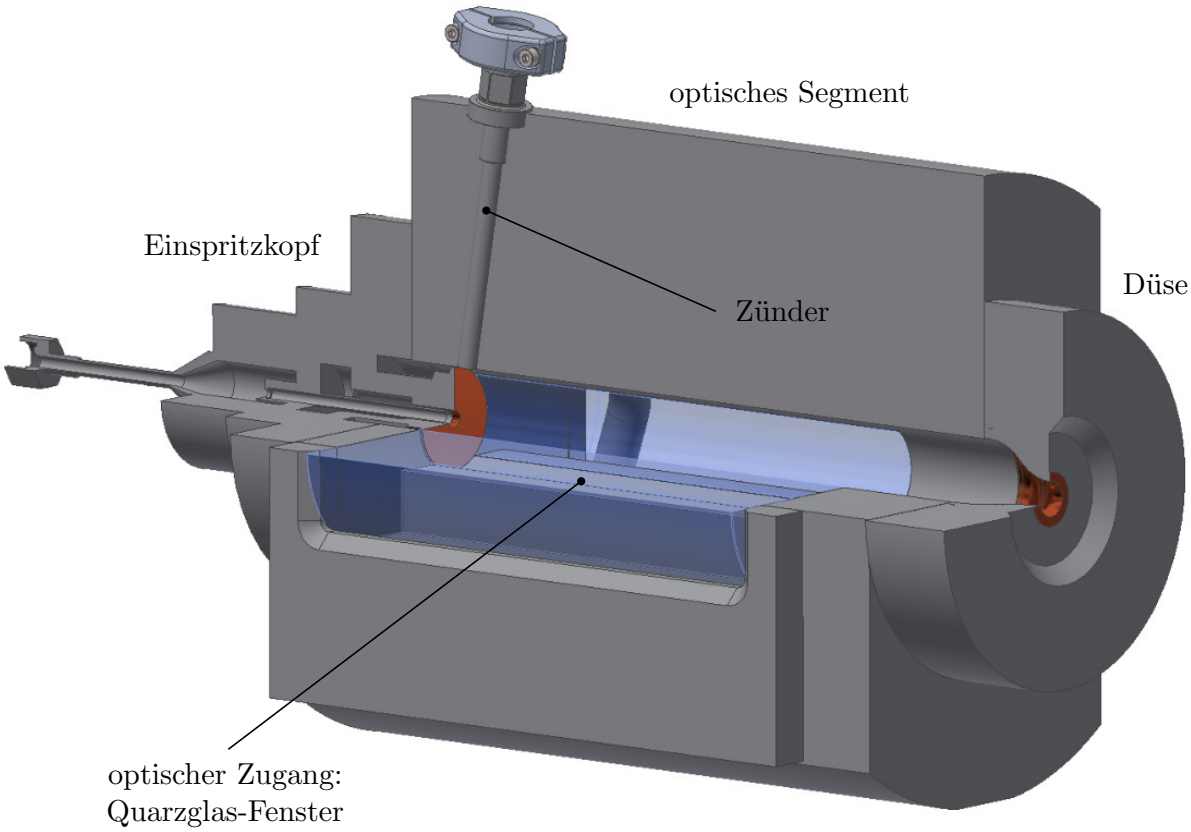


Abbildung 4.1: CAD-Modell von BKN.

In der Grundkonfiguration besteht BKN, wie in Abbildung 4.1 ersichtlich,

aus einem Einspritzkopf, dem optischen Segment und einem Düsen-Segment. In modifizierten Konfigurationen ist es möglich, mit weiteren zylindrischen Brennkammer-Segmenten, siehe Abbildung 4.3, die Brennkammerlänge zu variieren. Der Durchmesser der zylindrischen Brennkammer-Segmente beträgt 50 mm und der Düsenhalsdurchmesser in den Versuchen mit LOX/NG betrug 14,5 mm für die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Experimente.

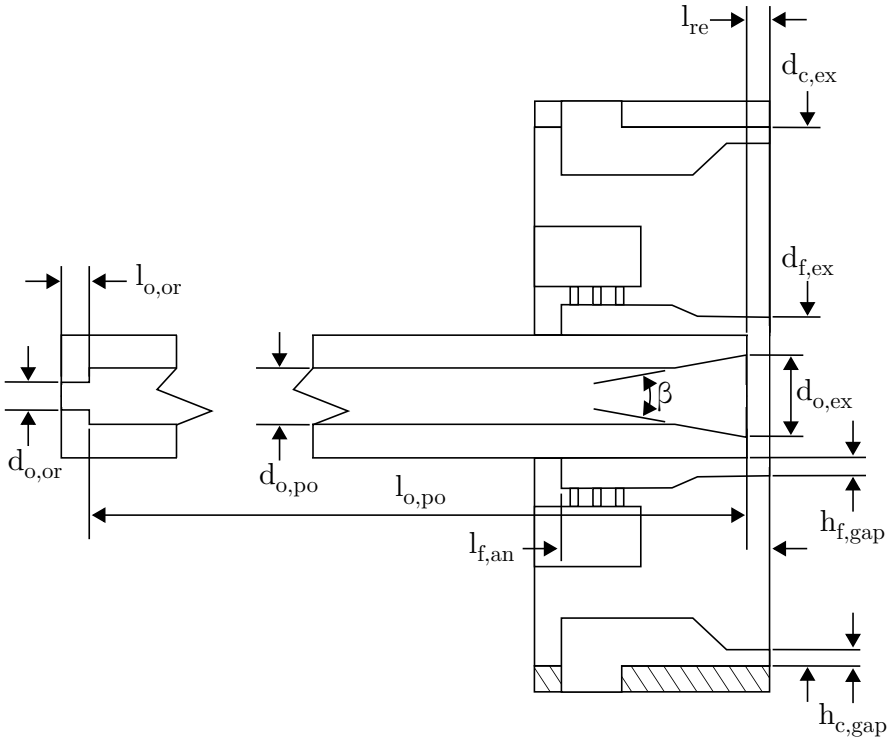


Abbildung 4.2: BKN-Injektorgeometrie auf Grundlage des REST-Injektorelements.

Das eingesetzte Injektorelement in BKN gleicht jenem aus dem vierten *modelling workshop* der *Rocket Engine Stability IniTiative* (REST) zur Einschätzung verschiedener numerischer Löser für reaktive Strömungen in Raketenbrennkammern [108]. Das REST-Injektorelement basiert wiederum auf der Entwicklung eines virtuellen Demonstrator-Hauptstufentriebwerks für die Treibstoffkombinationen LOX/H_2 und LOX/CH_4. Dieses wurde im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereichs 40 der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) ausgearbeitet [50]. Eine Abweichung des Injektionssystems in BKN vom numerischen REST-Injektorelement besteht in der zusätzlichen Einbringung eines Ringspalts zwischen der Einspritzplatte und der Brennkammerwand. Durch diesen wird weiterer Brennstoff zur Filmkühlung eingebracht, um die thermischen Lasten zu reduzieren, welche auf das Quarzglas wirken. Der Injektordurchmesser von 5,5 mm, der mit einer 8 ° Fase auf den Austrittsdurchmesser von 6,3 mm überführt wird, entspricht den Abmessungen eines Unterstufentriebwerks. Der Methan-Ringspalt ist mit 0,5 mm be-

messen und das LOX-Injektorröhrchen wurde gegenüber der Einspritzebene um 4 mm zurückversetzt. Eine vollständige geometrische Beschreibung des Injektionssystems inklusive Filmkühlung ist Abbildung 4.2 in Kombination mit Tabelle 4.1 zu entnehmen.

Symbol	$d_{\mathrm{o,or}}$	$l_{\mathrm{o,or}}$	$d_{\mathrm{o,po}}$	$l_{\mathrm{o,po}}$
Einheit	mm	mm	mm	mm
Wert	2,2	4,0	5,5	127,0
Symbol	$d_{\mathrm{o,ex}}$	β	$l_{\mathrm{f,an}}$	$d_{\mathrm{f,ex}}$
Einheit	mm	°	mm	mm
Wert	6,3	8,0	34,5	8,2
Symbol	$h_{\mathrm{f,gap}}$	$d_{\mathrm{c,ex}}$	$h_{\mathrm{c,gap}}$	l_{re}
Einheit	mm	mm	mm	mm
Wert	0,5	50,0	0,4	4,0

Tabelle 4.1: Geometrische Abmessungen des Injektionssystems in BKN.

4.2.1 Messtechnik

Eine schematische Übersicht der Instrumentierung des BKN-Versuchsträgers ist in Abbildung 4.3 gegeben. Die Verteilervolumen des Oxidators, des Brennstoffs, sowie der Filmkühlung sind mit Drucksensoren (statische Druckaufnehmer: P_{o}, P_{f}, P_{c}) und Temperatursensoren (Typ-K-Thermoelemente: T_{o}, T_{f}, T_{c}) ausgestattet. Die Abtastrate dieser Sensoren liegt bei 100 Hz. Diese dienen zur Bestimmung des thermodynamischen Zustands der eingespritzten Medien. Zusätzlich liefert jeweils ein piezoelektrischer Drucksensor (p'_{o}, p'_{f}, p'_{c}) Informationen über potentielle Dynamiken in den jeweiligen Volumen. Da piezoelektrische Sensoren lediglich die Schwankung um das mittlere Druckniveau detektieren, jedoch eine höhere Abtastrate ermöglichen, werden diese im Folgenden ebenfalls als akustische Drucksensoren bezeichnet. Die Abtastrate beträgt 100 kHz und die Messbereiche waren zu ±30 bar gesetzt.

Die Filmkühlung bewirkt eine Reduktion der thermischen Last auf die Brennkammerstruktur. Dies gestattet den Einsatz einer großen Bandbreite diagnostischer Mittel über die gesamte Länge des optischen Segments. Insgesamt 13 statische Drucksensoren ($P_{\mathrm{cc},1-13}$) stehen alle 20 mm zur Verfügung, beginnend ab einem axialen Abstand von der Einspritzebene von 4,5 mm. Zudem sind an den identischen axialen Positionen 13 Thermoelemente ($T_{\mathrm{cc},1-13}$) vorhanden, welche in das Heißgas hineinragen. Die Eindringtiefe in die Brennkammerströmung beträgt ungefähr 0,1 mm. Weitere 12 Thermoelemente ($T_{\mathrm{ccs},1-12}$), welche die Wand- beziehungsweise Strukturtemperatur 1 mm vom Brennraum entfernt messen und ebenfalls einen axialen Abstand

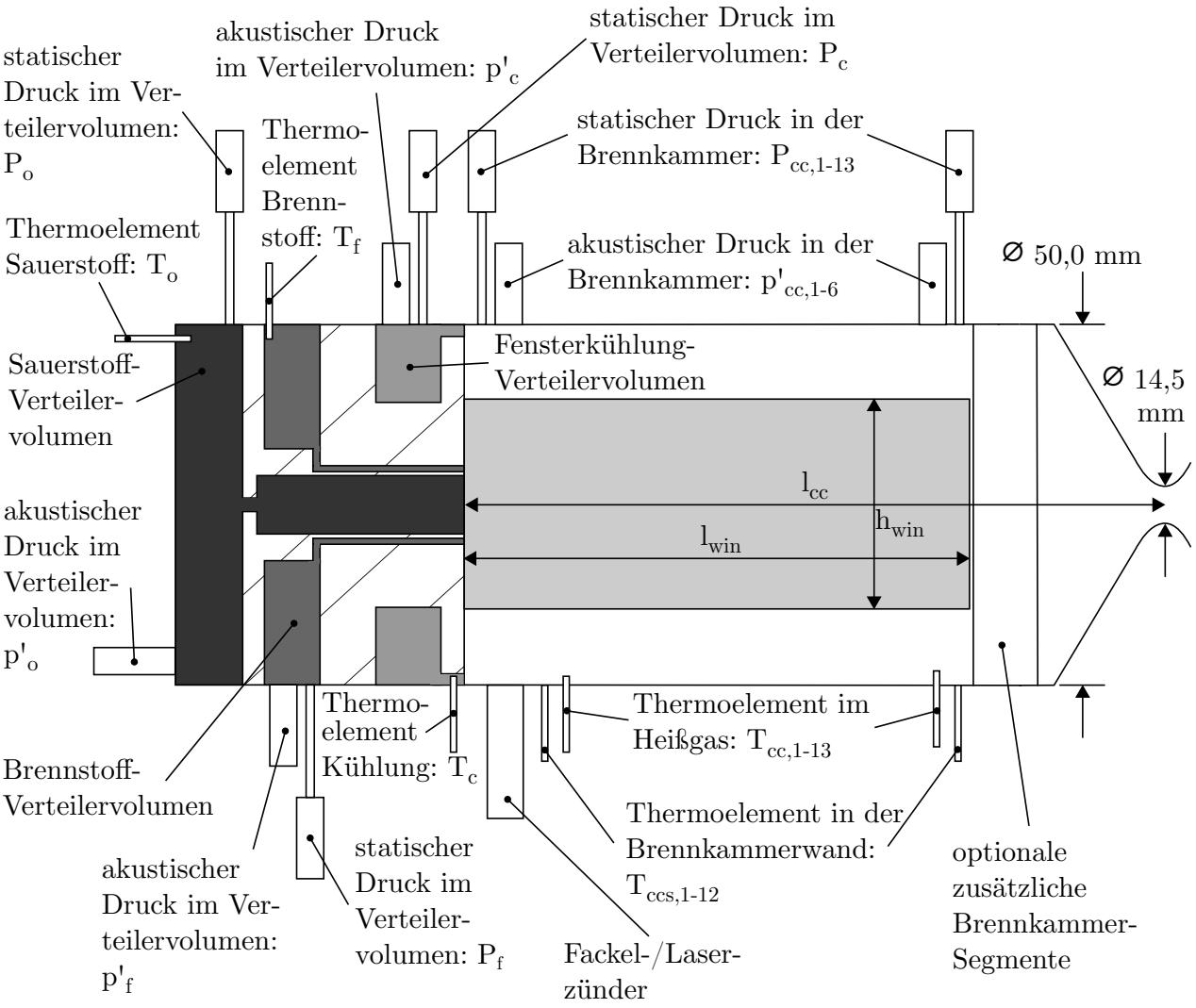


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Konfiguration der Messtechnik inklusive Fenster in BKN.

von 20 mm zueinander haben, sind zusätzlich in das optische Segment integriert. Das erste von diesen Thermoelementen ($T_{\mathrm{ccs},1}$) stromab der Einspritzebene ist in einem axialen Abstand von 34,5 mm positioniert. Sowohl die Druck- als auch die Temperatursensoren werden mit einer Rate von 100 Hz abgetastet. Schließlich messen noch 6 akustische Drucksensoren ($p'_{\mathrm{cc},1-6}$) ungleichmäßig verteilt mit 34,5 mm, 84,5 mm, 94,5 mm, 134,5 mm, 164,5 mm und 234,5 mm axialer Distanz die Druckschwankungen an den jeweiligen Positionen in der Brennkammer. Die Abtastrate liegt erneut bei 100 kHz und der Messbereich war auf ±30 bar eingestellt. Abbildung 4.4 zeigt einen schematischen Querschnitt durch das Brennkammervolumen und gibt die Winkelpositionierung der jeweiligen Sensortypen in Bezug auf den optischen Zugang wieder.

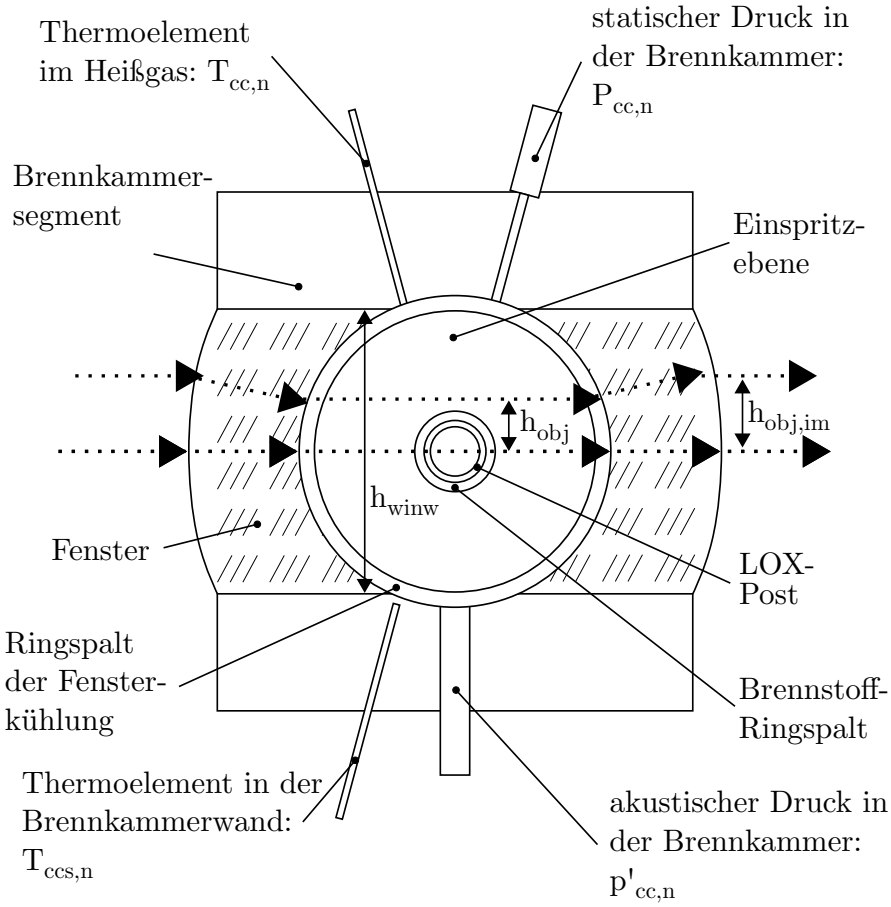


Abbildung 4.4: Schematische Querschnittsdarstellung des Fensters in Bezug auf die Messtechnik in BKN.

4.2.1.1 Optische Diagnostik

Zusätzlich zur Fülle an Messeinrichtungen in BKN steht außerdem ein großer optischer Zugang in Ausführung eines Quarzglas-Fensters zur Verfügung. Dieses Fenster kann auf beiden Seiten der Brennkammer, um 180 ° zueinander versetzt, eingebaut werden und deckt eine Fläche von der Einspritzebene bis kurz vor den einschnürenden Abschnitt der konvergenten Düse ab, insofern auf den Einsatz weiterer zylindrischer Brennkammer-Segmente verzichtet wird. In Zahlen beträgt die optisch zugängliche Länge (l_{win}) 253,5 mm und die Höhe (h_{win}) 38 mm in Bezug auf die Verbrennungszone.

Wie bereits erwähnt, lag ein Hauptaugenmerk bei der Entwicklung des Versuchsträgers auf dem durchgängig zylindrischen Innenvolumen des Brennraums bis zum Düseneingang. Während der innere Radius der Fensteroberfläche vom Durchmesser der Brennkammer festgelegt wird, ist jener der äußeren Oberfläche so gewählt, dass vertikale Verzerrungen der Bilder, unter Betrachtung einer Lichtquelle mit parallelen Strahlen, minimiert werden. Dies soll perspektivisch die Produktion von Schattenaufnahmen beim gleichzeitigem Einbau von zwei Fenstern in Zukunft ermöglichen. Die Verzerrung des auf-

genommenen Bilds im Vergleich zum tatsächlichen Bild durch die zweifache Ablenkung eines fiktiven Lichtstrahls an den beidseitig gekrümmten Fenstern ist in Abbildung 4.4 skizziert. Da eine perfekte Kompensation der Lichtbrechung an den gekrümmten Oberflächen nur mit immensem Fertigungsaufwand realisierbar wäre, wird im Folgenden die verbleibende Verzerrung charakterisiert.

Abbildung 4.5 zeigt eine Aufnahme eines beleuchteten äquidistanten Streifenmusters mit dem BKN-Fenster im optischen Pfad. Die Aufnahme wur-

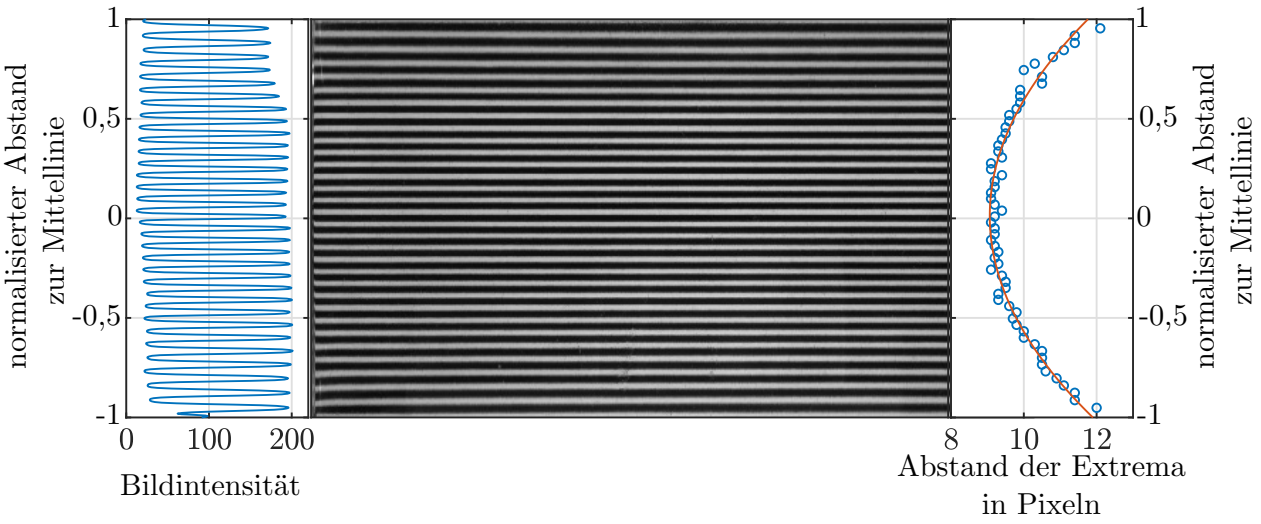


Abbildung 4.5: Visualisierung der optischen Verzerrung durch doppelt gekrümmte Oberflächen des BKN-Fensters.

de mit einer monochromen Digitalkamera (The Imaging Source DMK 33UX250 mit Zeiss Milvus 100 mm 2.0 ZF.2) angefertigt. Die Hintergrundbeleuchtung des Streifenmusters erfolgte durch eine LED-Lichtquelle (HARDsoft IL-106X) mit einer mittleren Wellenlänge von 528 nm. Der Abstand von BKN-Fenster zu Streifenmuster wurde entsprechend dem Abstand zwischen der Brennkammerachse und dem eingebauten BKN-Fenster gewählt. Die Entfernung zwischen den detektierten Extrema des Streifenmusters betrug 6 Pixel im Referenzfall ohne Fenster im optischen Pfad. Anders verhält es sich dahingegen mit dem BKN-Fenster im optischen Pfad. Die detektierten Extrema der Bildintensität sind auf der linken Seite, der resultierende Abstand zwischen benachbarten Extrema auf der rechten Seite von Abbildung 4.5 dargestellt. Letzterer rangiert zwischen 9 Pixeln auf der Mittellinie und 12 Pixeln am oberen und unteren Ende der gekrümmten Oberfläche. Der räumlich aufgelöste Vergrößerungsfaktor (m_v) ergibt sich aus dem Abstandsvergleich der Extrema zwischen Referenzaufnahme (h_obj) und Aufnahme mit

BKN-Fenster im optischen Pfad ($h_{\mathrm{obj,im}}$) zu

$$m_{\mathrm{v}} = \frac{h_{\mathrm{obj,im}}}{h_{\mathrm{obj}}}. \tag{4.1}$$

Somit entsprechen die gemessenen Pixelabstände einem Vergrößerungsfaktor von 1,5 bis 2,0. Der exakte Vergrößerungsfaktor berechnet sich durch eine Normalisierung der Abstände des verzerrten Bilds mit denjenigen des nicht verzerrten Bilds und Approximation mit einem Polynom zweiten Grades zu

$$m_{\mathrm{v}}(d_{\mathrm{c}}) = k_0 + k_1 d_{\mathrm{c}}^2. \tag{4.2}$$

Hier beschreibt d_{c} den Abstand von der Mittellinie normalisiert mit der halben Höhe des Fensters. Die Koeffizienten ergeben sich somit zu 1,5 für k_0 und 0,5 für k_1. Zur Entzerrung des Bildes ist dementsprechend jede Pixelreihe des Bilds mit dem Reziproken des Vergrößerungsfaktors skaliert. Das entzerrte Bild mit identischen Pixelabständen wie im Referenzbild ist in Abbildung 4.6 gegeben.

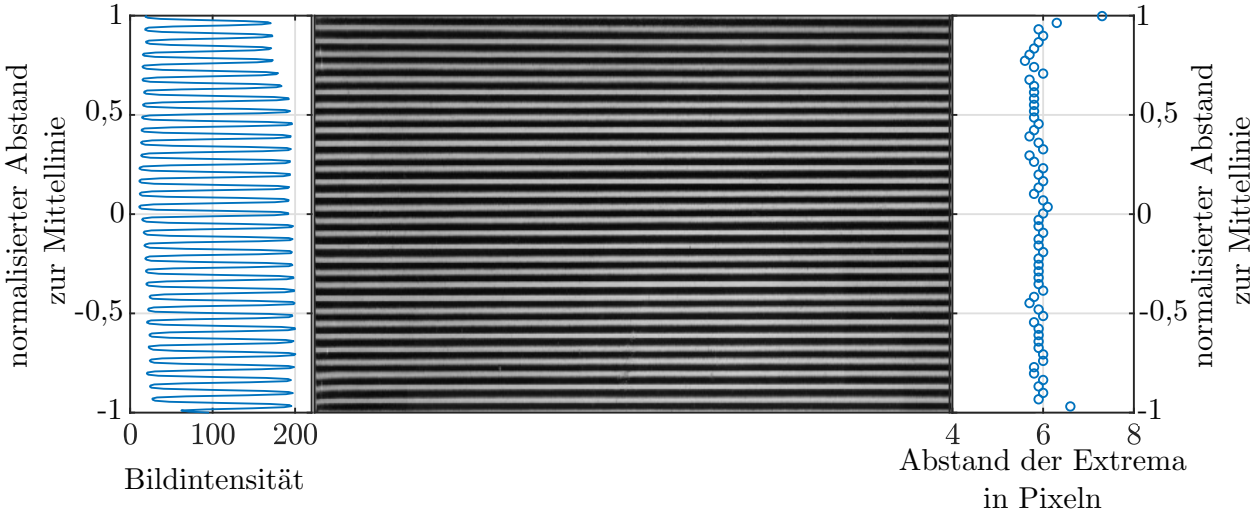


Abbildung 4.6: Korrektur der optischen Verzerrung durch doppelt gekrümmte Oberflächen des BKN-Fensters.

Ein weiteres wichtiges Charakteristikum von optischen Zugängen ist die Durchlässigkeit beziehungsweise der Transmissionsgrad (Tr). Dieser dient dem Ausschluss von Unsicherheiten hinsichtlich der aufgenommenen Intensitätsverteilung durch die zweifach gekrümmten BKN-Fenster. Erneut fungiert hier der Intensitätsvergleich zwischen Referenzaufnahme (I_{ref}) und der (korrigierten) Aufnahme mit BKN-Fenster im optischen Pfad (I_{win}) als bevorzugtes Mittel. Das Heranziehen des korrigierten Bilds stellt einen Vergleich identischer Bildregionen sicher. Der Quotient aus beiden Intensitäten erlaubt den

Rückschluss auf den Transmissionsgrad:

$$Tr = \frac{I_{\text{win}}}{I_{\text{ref}}}. \tag{4.3}$$

Es soll an dieser Stelle der Vollständigkeit halber erwähnt werden, dass die Aufnahmen mit einem Gauß-Filter geglättet worden sind, um hochfrequentes räumliches Rauschen des Hintergrundbilds zu entfernen. Das Ergebnis in Abbildung 4.7 zeigt eine relativ konstante Durchlässigkeit. Lediglich eine kleine

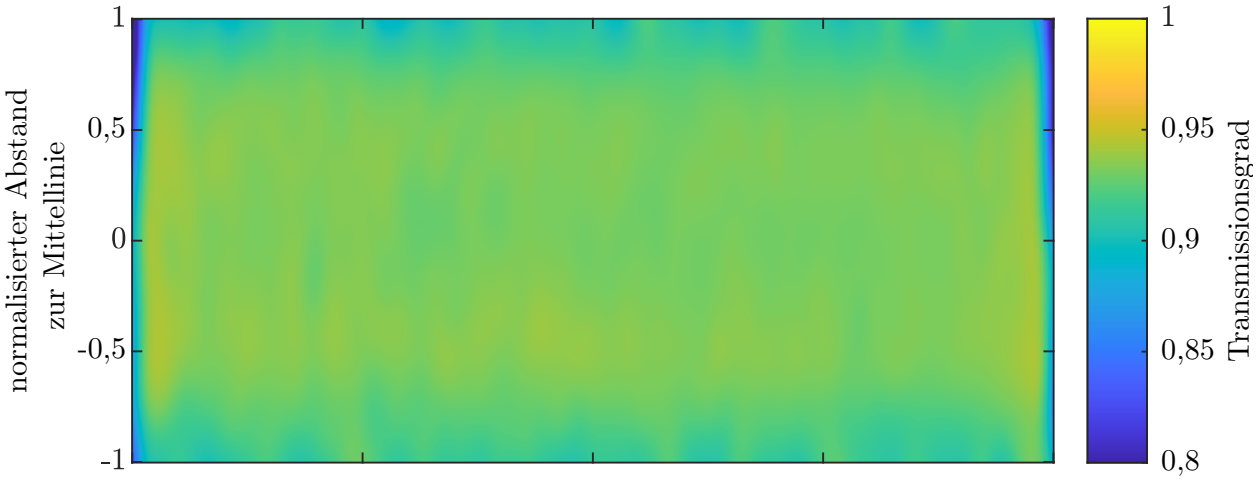


Abbildung 4.7: Intensitätsverteilung des Fensters in BKN bei gleichmäßiger Hintergrundbeleuchtung.

Abnahme des Transmissionsgrads von 93 % auf der Mittellinie zu 90 % im Bereich der oberen und unteren Kante des gekrümmten Fensterbereichs ist zu erkennen.

4.2.1.2 Optischer Aufbau

Eine schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur Visualisierung der Flamme beziehungsweise Verbrennung im ultravioletten und blauen Wellenlängenbereich ist in Abbildung 4.8 zu finden. Hierzu wurden zwei synchron operierende und koaxial aufnehmende Hochgeschwindigkeitskamerasysteme eingesetzt. Für die Aufspaltung der optischen Achse wurde ein dichroitischer Spiegel genutzt. Dieser ist durchlässig für Licht im sichtbaren Bereich und reflektiert Licht in ultravioletten Wellenlängen. Somit wurde ein identisches Sichtfeld für beide Kamerasysteme ermöglicht.

Die ultraviolette Strahlung beziehungsweise OH*-Chemilumineszenz wurde von einer Photron Fastcam SA-X2 Typ 480K-M4 Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Die SA-X2 besitzt einen proprietär entwickelten CMOS-Bildsensor. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Aufnahmeraten zwischen 2.000 Hz und 20.000 Hz realisiert. Die Umwandlung der ultravioletten Strahlung in sichtbares Licht erfolgte durch einen Hamamatsu Bildverstärker

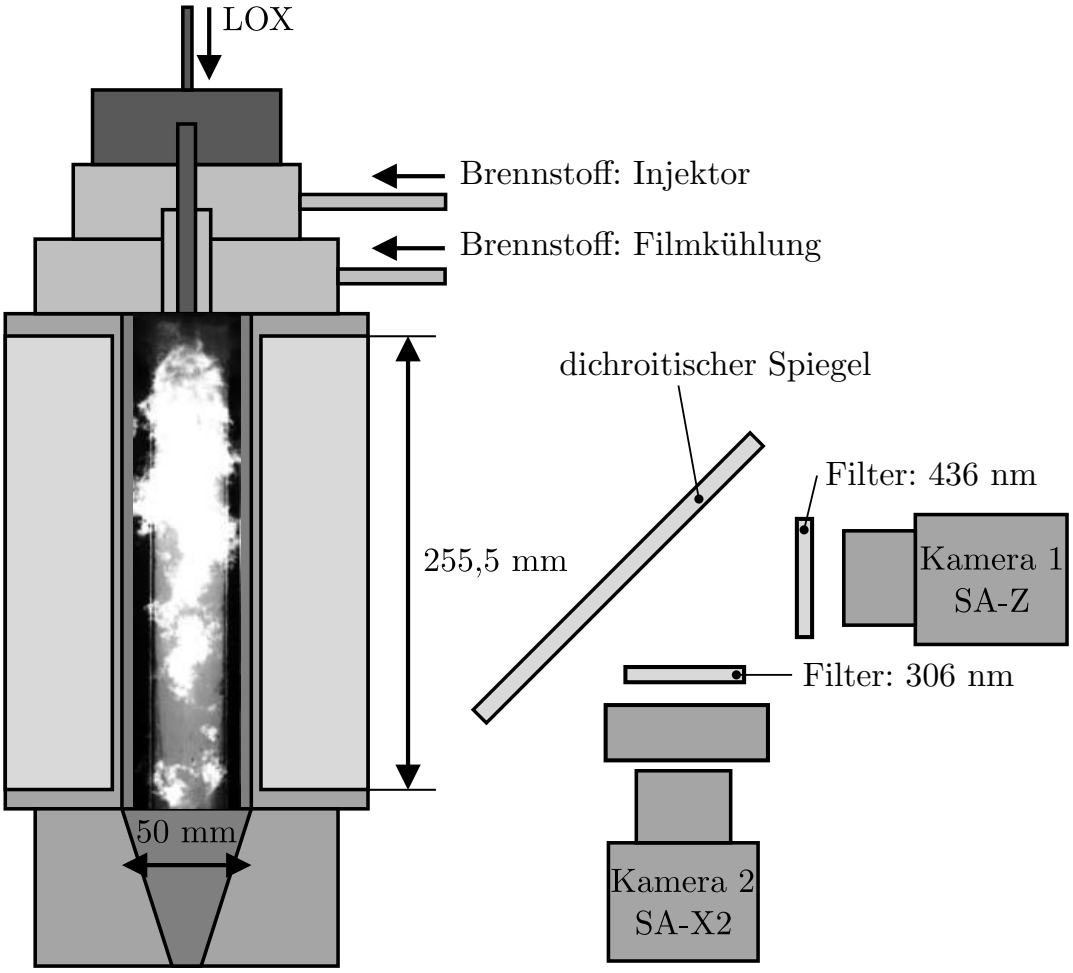


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus der BKN-Tests, modifiziert von Bee et al. [15].

des Modells C10880 GHD1101, welcher an der Objektivhalterung der Kamera befestigt wurde. Als Objektiv kam ein Nikon UV-Nikkor zum Einsatz, ausgestattet mit einer Brennweite von 105 mm, einer Blendenöffnung von 4,5 und mit einem UV-Bandpassfilter (CWL: 306,8 nm; FWHM: 10 nm; Tr(306,8 nm): 64 %).

Die blaue Strahlung beziehungsweise CH*-Chemilumineszenz wurde von einer Photron Fastcam SA-Z Typ 2100K-M-64G Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Der ebenfalls proprietär entwickelte CMOS-Bildsensor hat ein Format von 20,48 auf 20,48 mm mit 1024 auf 1024 Pixel. Die 64 GB Arbeitsspeicher erlauben die Aufnahme von 43.682 Bildern bei voller Auflösung. Auch hier wurden Aufnahmeraten zwischen 2.000 und 20.000 FPS realisiert mit Belichtungszeiten zwischen 2,5 und 250 µs. Als Objektiv wurde ein Zeiss Makro-Planar ZF.2 eingesetzt, ausgerüstet mit einer Brennweite von 100 mm, einer Blendenöffnung von 2,8 und einem blauen Bandpassfilter (CWL: 436 nm; FWHM: 10 nm; Tr(436 nm): 50 %) von Andover Corporation. Die wellenlängenabhängigen Transmissionsgrade für beide Filter sind

in Abbildung 4.9 veranschaulicht.

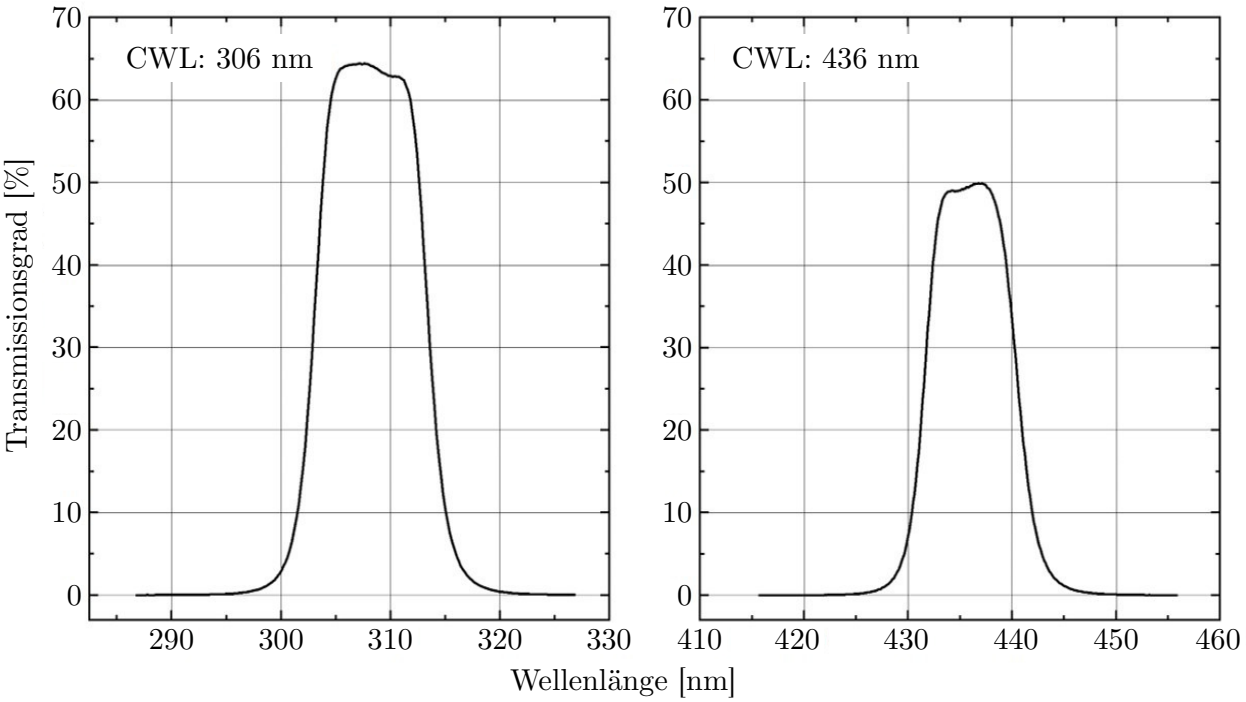


Abbildung 4.9: Wellenlängenabhängiger Transmissionsgrad der optischen Bandpassfilter mit einer Zentralwellenlänge (CWL) von 306,8 nm (links) und 436,0 nm (rechts).

4.2.2 Betriebsbedingungen

Die thermodynamischen Eigenschaften der Heißgasströmung bei invariabler Geometrie werden durch den Brennkammerdruck, das Mischungsverhältnis des Treibstoffs und die Einspritztemperaturen T_o beziehungsweise T_f definiert.

Die LOX-Einspritztemperatur lag in BKN bei etwa 125 K für die ersten 3 und bei 105 K für die nachfolgenden 13 Tests. Durch die Mischung von gasförmigem und flüssigem Erdgas konnten verschiedene Einspritzemperaturen zwischen 190 K und 280 K umgesetzt werden. Für europäische Triebwerke liegen die typischen Einspritztemperaturen in einem Gasgeneratorzyklus für LOX bei 94 bis 100 K [167, 194, 246] und für Methan potentiell um die 250 K [73].

Die Zeitskalen der akustischen Phänomene rangieren mehrere Größenordnungen unter der typischen Versuchsdauer. Daher bietet es sich im Zuge von Stabilitätsuntersuchungen an, möglichst viele Betriebsbedingungen innerhalb eines Testlaufs abzubilden [85]. In diesem Experiment wurde zum Zweck weiterführender Stabilitätsuntersuchungen die Brennkammerlänge (l_cc) zwischen einigen Tests modifiziert. Tabelle 4.2 bietet einen Überblick der ausgewerteten

	P_{cc}	ROF	T_o	T_f	l_{cc}	HF	Konfiguration
Einheit	bar	-	K	K	mm	-	-
Test 1	60-70	2,8	≈ 125	260-280	359	SL	I
Test 2	60-70	2,8	≈ 125	260-280	359	SL	I
Test 3	60-70	3,0	≈ 125	260-280	359	SL	I
Test 4	40-52	3,0	≈ 105	220-250	429	SL	II
Test 5	40-52	3,0-3,4	≈ 105	200-250	429	SL	II
Test 6	≈ 40	3,0-3,4	≈ 105	200-250	359	SL	III
Test 7	≈ 40	3,0-3,4	≈ 105	200-250	359	SL	III
Test 8	≈ 40	3,0-3,6	≈ 105	220-250	359	SL	III
Test 9	40-50	3,2-3,6	≈ 105	190-250	539	SL + LC	IIII
Test 10	40-50	3,2	≈ 105	230-250	539	SL + LC	IIII
Test 11	40	3,2-3,4	≈ 105	200-250	539	SL + LC	IIII
Test 12	40-50	3,2-3,5	≈ 105	190-250	539	SL + LC	IIII
Test 13	40-55	2,0-3,2	≈ 105	250	609	LC	V
Test 14	40-60	2,5-3,4	≈ 105	250	609	SL + LC	V
Test 15	40-70	3,0-3,5	≈ 105	210-250	609	LC	V
Test 16	40-70	3,0-3,4	≈ 105	250	609	SL + LC	V

Tabelle 4.2: Überblick der Betriebsbedingungen von BKN mit der Treibstoffkombination LOX/LNG inklusive aufgetretener HF-Charakteristiken: kurzlebige (engl.: *Short-Lived*, SL) und anhaltende (engl.: *Limit-Cycle*, LC) Instabilitäten.

Tests und den darin umgesetzten Betriebsbedingungen unter Angabe von P_{cc}, ROF, T_o, T_f und l_{cc}. Die Konfiguration leitet sich dabei aus T_o sowie l_{cc} ab. Die Angabe eines Druck- beziehungsweise Temperaturbereichs deutet darauf hin, dass in einem Versuchslauf mehrere Betriebsbedingungen, verbunden über Rampen, abgefahren wurden. Zusätzlich sind ebenfalls die beobachteten HF-Charakteristiken indiziert. Im Rahmen dieser Dissertation wurden insgesamt 16 Tests mit dem Versuchsträger BKN, der Treibstoffkombination LOX/NG und großem optischem Zugang durchgeführt. Während in den frühen Tests mit kurzer Versuchsdauer nur wenige Betriebsbedingungen realisiert werden konnten, war es in den späteren Versuchen möglich, auch unabhängig des Stabilitätsverhaltens eine größere Anzahl von Lastpunkten umzusetzen.

4.3 Forschungsbrennkammer „D“

Ursprünglich wurde die Forschungsbrennkammer „D“ zur Untersuchung der regenerativen Kühlung bei repräsentativen Bedingungen für LOX/H_2-

Triebwerke entwickelt [200, 214, 240]. Bei Versuchen am Forschungsprüfstand P8 traten für manche Betriebsbedingungen Verbrennungsinstabilitäten auf, in der Folge wurde BKD ebenfalls für Instabilitätsuntersuchungen eingesetzt [8, 66]. Ähnlich verhielt es sich bei Untersuchungen der regenerativen Kühlung mit Methan beziehungsweise Erdgas. Hierfür wurde die Brennkammer ebenso mit der Treibstoffkombination LOX/LNG getestet [71, 80]. Allerdings traten auch bei diesen Tests Verbrennungsinstabilitäten auf. Diese werden im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit einer genaueren Analyse unterzogen.

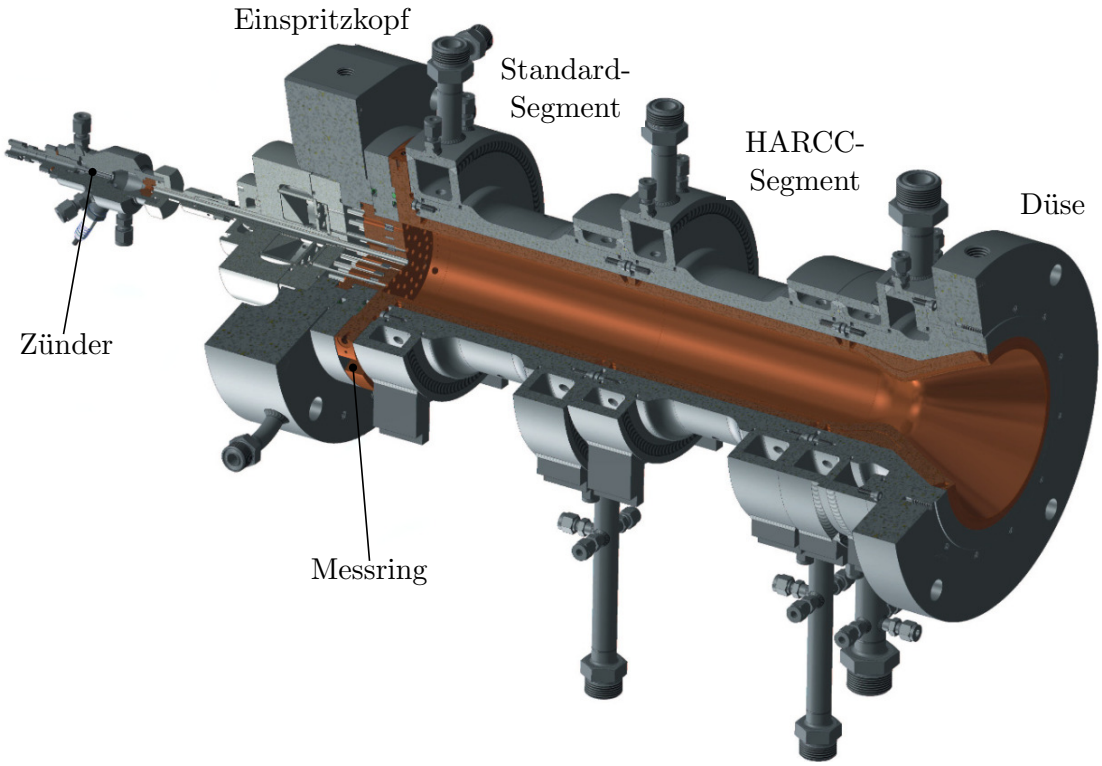


Abbildung 4.10: CAD-Modell von BKD in HARCC-Konfiguration, modifiziert von Haemisch [72].

Grundsätzlich besteht BKD in der Standardausführung aus den Komponenten Einspritzkopf, Brennkammer-Segment und konvergent-divergenter Düse. Im Kontext der für diese Dissertation ausgewerteten Versuche war der L42-Einspritzkopf im Einsatz. Außerdem wurde zwischen dem Standard- und dem Düsen-Segment noch ein zusätzliches Segment inklusive Kühlkanälen mit hohem Seitenverhältnis (engl.: *High-Aspect-Ratio-Cooling-Channels*) zur Untersuchung der regenerativen Kühlung platziert. Da die Besonderheiten jenes Segments für die thermoakustischen Auswertungen vernachlässigbar sind, sei für eine detaillierte Beschreibung des HARCC-Segments auf frühere Publikationen verwiesen [71, 72]. Zur Erweiterung der Messmöglichkeiten wurde ein ungekühlter Messring zwischen Standard-Segment und Einspritzkopf eingeklemmt. Auf die darin implementierte Messtechnik wird in einem gleich-

namigen eigenen Abschnitt eingegangen. Der Durchmesser der zylindrischen Brennkammersegmente beträgt 80 mm und der Düsenhalsdurchmesser 50 mm. Somit ergibt sich ein realistisches Kontraktionsverhältnis von $\epsilon_c = 2,56$. Der komplette Versuchsaufbau von BKD in HARCC-Konfiguration ist in Abbildung Abbildung 4.10 vereinfacht dargestellt.

Namensgebend für den L42-Einspritzkopf sind die 42 koaxialen Injektorelemente. Jene sind in drei konzentrischen Ringen mit jeweils 24 Elementen im äußersten, 12 im mittleren und 6 im innersten Ring angeordnet. Abbildung 4.11 zeigt einen Schnitt durch ein solches Element. Die LOX-Posts ha-

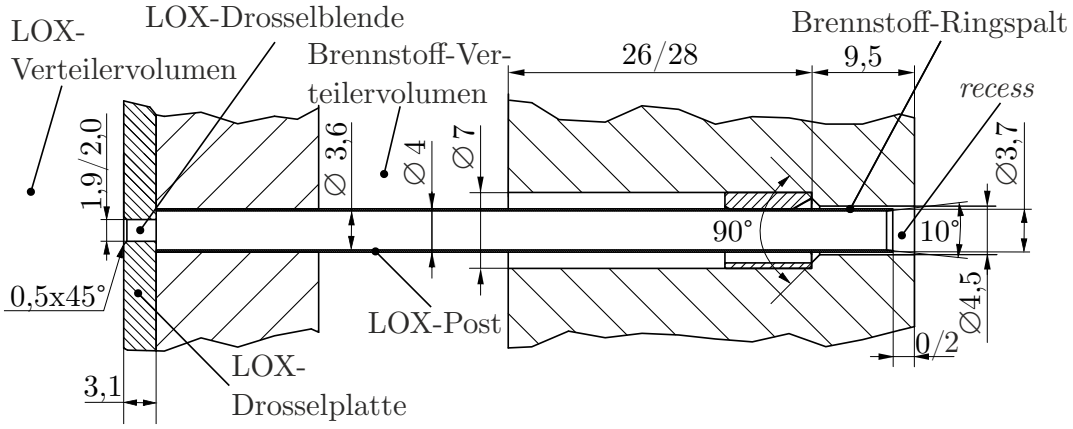


Abbildung 4.11: Injektorgeometrie des L42-Einspritzkopfs von BKD.

ben, wie in der Abbildung ersichtlich, einen Innendurchmesser von 3,6 mm und einen Austrittsdurchmesser von 3,7 mm. Beide Durchmesser sind über eine 10 ° Fase (engl.: *taper*) miteinander verbunden. Der Methan-Ringspalt besitzt einen Außendurchmesser von 4,5 mm und eine Spaltbreite von 0,25 mm. Die Länge der LOX-Posts beläuft sich jeweils auf 68 mm. Es wurden Versuche sowohl mit bündigen als auch mit um 2 mm zurückversetzten LOX-Posts durchgeführt.

4.3.1 Messtechnik

Ein schematische Übersicht mit Fokus auf die Instrumentierung der untersuchten BKD-Tests bietet Abbildung 4.12. Analog zu BKN waren in BKD ebenso die Verteilervolumen des Oxidators und Brennstoffs mit Drucksensoren (statische Druckaufnehmer: P_o, P_f) und Temperatursensoren (Typ-K-Thermoelemente: T_o, T_f) ausgestattet. Die Abtastrate dieser Sensoren liegt bei 100 Hz. Diese dienen zur Bestimmung des thermodynamischen Zustands der eingespritzten Medien. Zusätzlich lieferte jeweils ein piezoelektrischer beziehungsweise akustischer Drucksensor (p'_o, p'_f) Informationen über potentielle Dynamiken in den jeweiligen Volumen. Die Abtastrate beträgt 100 kHz und deren Messbereiche waren zu ±10 bar gesetzt.

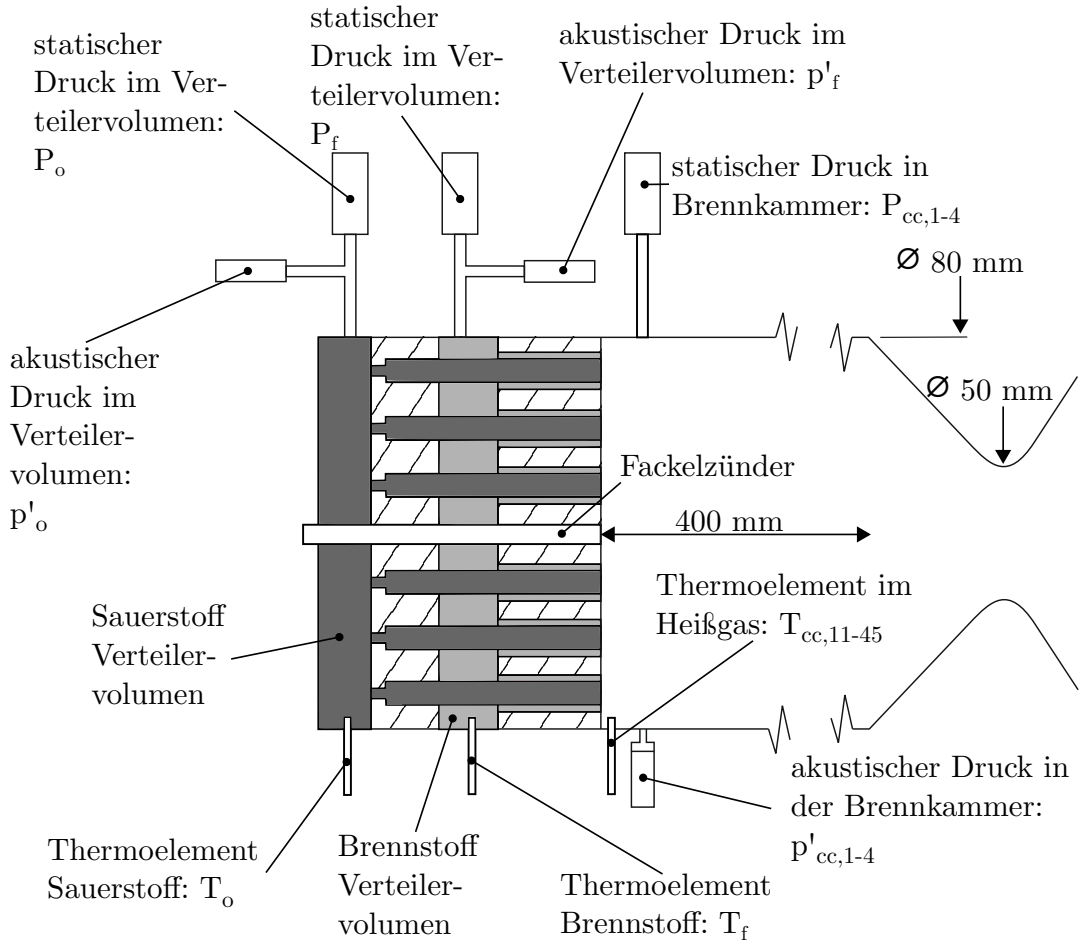


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Konfiguration der Messtechnik in BKD.

Während die Integration von Messtechnik in den Verteilervolumen der Treibstoffe vergleichsweise unkompliziert umzusetzen ist, gestaltet sich die Lage in der Brennkammer deutlich schwieriger. Lediglich nahe der Einspritzebene liegen moderate Temperaturen vor, die breiteren Einsatz von diagnostischen Mitteln ermöglichen [66, 197, 228]. Dementsprechend beschränkt sich die Implementierung von Messtechnik mit Zugang zum Brennraum in BKD auf einen einzelnen Messring, welcher zwischen dem Einspritzkopf und dem ersten Brennkammer-Segment eingeklemmt wird [8, 66, 72]. Der in den ausgewerteten Tests eingesetzte Messring ist in Abbildung 4.13 wiedergegeben. Dieser ist mit zwei statischen Druckaufnehmern ($P_{\mathrm{cc},1-2}$) und 20 Thermoelementen ($T_{\mathrm{cc},11-15\ldots41-45}$) ausgerüstet. Letztere sind je zu fünft im Winkelabstand von 90 ° und 2 mm in das Heißgas hineinragend im Messring verteilt. Zusätzlich erteilen vier akustische Drucksensoren $p'_{\mathrm{cc},1-4}$ an den Winkelpositionen von 30 °, 120 °, 240 ° und 300 °, erneut bei einer Abtastrate von 100 kHz sowie einem Messbereich von ±10 bar, Auskunft über die Druckoszillationen in der Brennkammer. Es gilt zu beachten, dass die akustischen Drucksensoren

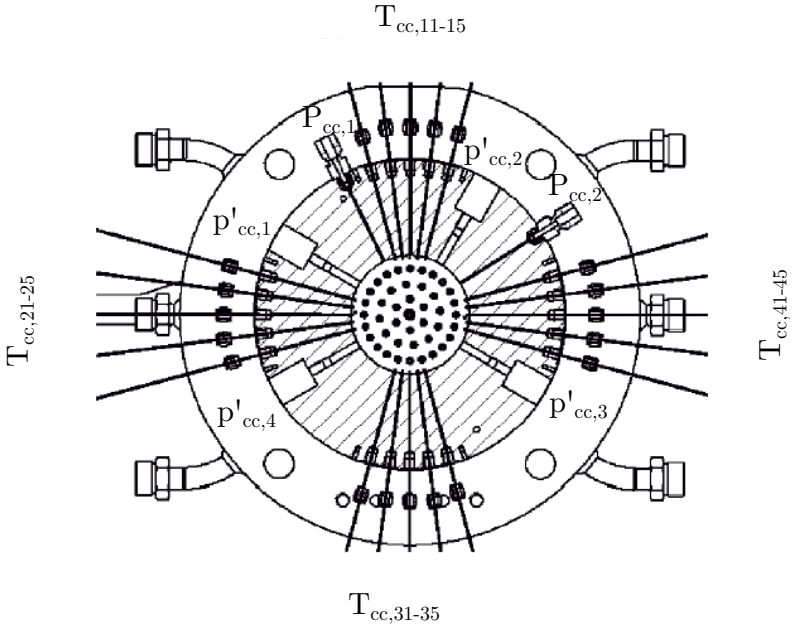


Abbildung 4.13: BKD-Messring in der HARCC-Konfiguration, modifiziert von Haemisch et al. [71, 72].

um 15,75 mm zurückversetzt wurden. Dies induziert eine potentielle Abweichung von der gemessenen zur tatsächlichen Amplitude und einen Zeitverzug zwischen den Druckschwankungen in der Brennkammer und deren Messung an den Sensoren. Mittels zweier verschiedener Modelle nach Bergh und Tijdeman [22] sowie Zhang et al. [249] kann das Amplitudenverhältnis zwischen den tatsächlichen und den gemessenen Werten kleiner als 1,1 und der Phasenverzug unter 2 ° für alle analysierten Frequenzen abgeschätzt werden. Außerdem liegt die Resonanzfrequenz dieser Schnittstellen im Bereich von 18,665 kHz (Bergh und Tijdeman) bis 16,319 kHz (Zhang et al.). Somit konnte der unwesentliche Einfluss der zurückversetzten Sensoren auf die Aussagekraft der Messungen durch zwei unterschiedliche Modellierungsansätze bestätigt werden.

4.3.2 Betriebsbedingungen

Die definierenden thermodynamischen Größen in Bezug auf die Heißgasströmung für die vorliegenden Tests mit BKD lassen sich wie folgt zusammenfassen: Die LOX-Einspritztemperatur lag bei etwa 120 K. Die LNG-Einspritztemperatur pendelte sich auf knapp unter 200 K ein. Bedingt durch die regenerative Kühlung der Brennkammerstruktur stieg sie allerdings beim Auftreten von Instabilitäten noch auf bis zu 215 K vor Abschaltung der Schubkammer an.

Analog zu BKN war es ebenfalls in BKD ein erklärtes Ziel, möglichst vie-

	P_{cc}	ROF	T_o	T_f	l_{cc}	HF	*recess*
Einheit	bar	-	K	K	mm	-	-
Test A	42-67	1,6-1,9	≈ 120	195-215	456	IC	✓
Test B	42-67	1,6-1,9	≈ 120	195-215	456	IC	✓
Test C	50-60	1,7-2,7	≈ 120	195-215	456	SL+LC	✓
Test D	50	1,7-2,0	≈ 120	195-215	456	SL+LC	✓
Test E	50-52	1,6-2,1	≈ 120	≈ 195	456	✗	✗
Test F	40-49	1,8-2,1	≈ 120	≈ 195	456	✗	✗
Test G	30-60	1,4-2,4	≈ 120	≈ 195	456	✗	✗
Test H	30-60	2,3-2,4	≈ 120	≈ 195	456	✗	✗

Tabelle 4.3: Überblick der Betriebsbedingungen von BKD mit LOX/LNG inklusive aufgetretener HF-Charakteristiken: injektorgekoppelte (engl.: *Injection-Coupled*, IC), kurzlebige (engl.: *Short-Lived*, SL) und anhaltende (engl.: *Limit-Cycle*, LC) Instabilitäten.

le Betriebsbedingungen innerhalb eines Tests umzusetzen. Tabelle 4.3 bietet einen Überblick der analysierten Tests und den darin verwirklichten Betriebsbedingungen als Paarungen von P_{cc} und ROF. Zusätzlich ist indiziert, ob bei diesen Versuchen die Injektoren jeweils zurückversetzt waren und Instabilitäten auftraten. Die Angabe eines Druck- beziehungsweise Temperaturbereichs deutet darauf hin, dass die Variation der Parameter über eine langsame Rampe ausgeführt wurde. Andernfalls lagen kontinuierliche Bedingungen für den gesamten Lastpunkt vor.

Aus der Fülle der durchgeführten Tests wurden acht verschiedene Versuche für eine detaillierte Untersuchung im Rahmen dieser Dissertation ausgewählt. Während die ersten vier Tests eine Konfiguration mit zurückversetztem Injektorröhrchen beinhalteten, war dies bei den übrigen vier nicht der Fall. Weiterhin wurde deutlich, dass sowohl kontinuierliche Lastpunkte als auch Rampen umgesetzt wurden. Außerdem konnten je nach Stabilitätsverhalten und anvisierten Forschungszielen bis zu vier verschiedene Lastpunkte im Laufe eines Tests angefahren werden.

4.4 Messungenauigkeiten

Allgemein ist festzuhalten, dass sich die Messungenauigkeiten für die durchgeführten beziehungsweise ausgewerteten Versuche aus der Messungenauigkeit des Datenerfassungssystems am P8 und der Messungenauigkeit des Sensors selbst zusammensetzt. Da bei beiden Versuchsaufbauten, sowohl BKN als auch BKD, gleiche Sensortypen verwendet wurden, erfolgt die Besprechung der Messungenauigkeiten hier auf allgemeingültiger Ebene.

Die Messungenaugkeit bei Thermoelementen ist abhängig von der Klasse und dem Temperaturbereich. Die Messungenaugkeit resultiert bei, in den Verteilervolumen der Einspritzköpfe eingesetzten, Thermoelementen für kryogene Temperaturen in $\pm 3,5$ K. Eine Ausnahme bildet im vorliegenden Fall das Thermoelement für die Fensterkühlung. Hier liegt das Medium nahezu bei Umgebungstemperatur vor und dementsprechend bestimmt sich die Ungenauigkeit zu $\pm 2,0$ K. Die Thermoelemente, die zur Messung der Strukturtemperatur eingesetzt wurden, unterliegen einer Messungenauigkeit von $\pm 3,5$ K. Aufgrund der höheren Temperaturen berechnet sich die Ungenauigkeit bei Thermoelementen in Kontakt mit der Heißgasströmung zu $\pm 6,5$ K. Die aufsummierte Messungenaukgeit bei Ermittlung des statischen Drucks beträgt je nach Sensor zwischen 0,9 und $1,3\,\%$ des gemessenen Werts. Die Ungenauigkeit in Bezug auf den akustischen Druckwert hingegen beläuft sich auf unter 0,1 bar. Die Berechnung des Massenstroms beruht auf der Dichtebestimmung aus Temperatur- und Druckmessungen. Somit wirken sich diese Messungenauigkeiten auch auf die Massenstromermittelung aus, denn dessen Ungenauigkeit liegt bei $\pm 3\,\%$. Das Verhältnis von Oxidator zu Brennstoff wiederum lässt sich aus den Massenströmen berechnen. Der integrale Fehler liegt dabei bei $\pm 5\,\%$. In Bezug auf die optischen Messungen erfolgt eine Rückmeldung zu den aufgenommenen Bildern an das Datenerfassungssystem des P8. Eine konservative Abschätzung der zeitlichen Ungenauigkeit berechnet sich hier zu ± 5 μs. Dies entspricht dem halben Zeitintervall zwischen zwei aufgenommenen Datenpunkten bei einer Erfassungsrate von 100 kHz.

5 Methodik der Datenanalyse

In diesem Kapitel erfolgt ein Abriss der zur Datenanalyse eingesetzten Auswertungsverfahren.

5.1 Standardverfahren der Signalanalyse

Die genutzten Standardverfahren der Signalverarbeitung orientieren sich zum Großteil an den themenverwandten Vorarbeiten von Hardi [81], Gröning [66] und Armbruster [8]. So wird die Möglichkeit aussagekräftiger Vergleiche zwischen den eigenen Ergebnissen und jenen der vorangegangenen Arbeiten mit einem Schwerpunkt auf Instabilitätsaspekte gewährleistet. Für eine detailliertere Einführung in die mathematischen Grundlagen sei auf weiterführende Literatur verwiesen [21, 53, 180, 211, 236].

Die Untersuchung des Frequenzspektrums wird mit der spektralen Leistungsdichte (engl.: *Power Spectral Density*, PSD) durchgeführt. Bei einer PSD handelt es sich um eine schnelle Fourier-Transformation (engl.: *Fast Fourier Transform*, FFT), welche durch die Breite der Frequenzbänder normalisiert ist. Dies erlaubt spektrale Vergleiche von Signalen unterschiedlicher Länge. Ähnlichkeiten im Frequenzspektrum zweier Signale werden durch das Kreuzleistungsdichtespektrum (engl.: *Cross Spectral Density*, CSD) beschrieben. Die Approximation der PSDs wird mit der Methode nach Welch [236] ausgeführt. Als Fensterfunktion wird das von-Hann-Fenster eingesetzt [21, 180]. Durch eine sukzessive Auswertung und Aufreihung der PSDs von aufeinanderfolgenden Signalausschnitten ergibt sich ein Spektrogramm. Dieses eignet sich zur zeitlichen Analyse des Frequenzspektrums. Die zugrunde liegenden PSDs werden ebenfalls mit der Welch-Methode berechnet. Mit einer Überlappung von 50 %, einer Fensterlänge von 4.096 Samples und gegebener Abtastrate von 100 kHz wird eine zeitliche Auflösung von 0,04 s bei einer Frequenzauflösung von 24,4 Hz erreicht. Eine alternative Methode zur Berechnung einer PSD und dementsprechend auch eines Spektrogramms stellt die Wavelet-Transformation, zur CSD analog die Kreuz-Wavelet-Transformation, dar [64, 65]. Der Vorzug der Wavelet-Transformation liegt in den variablen Längen der adaptiven Basisfunktionen, die eine hohe Frequenzauflösung im niederfrequenten und eine hohe Zeitauflösung im hochfrequenten Bereich bereitstellen. Aufgrund des erhöhten Rechenaufwands findet sie, im Vergleich zu FFT-basierten Verfahren, allerdings oft nur bei kürzeren Signalausschnitten Anwendung.

Die Isolierung beziehungsweise die Elimination bestimmter Frequenzbereiche eines Signals erfolgt mit digitalen Butterworth-Filtern zweiter Ordnung [211]. Die Filterung der Daten wird doppelt, vorwärts und rückwärts, ausgeführt, um eine Phasenverschiebung derselben zu vermeiden [211]. Dies resultiert zudem in einer Verdoppelung der Filterordnung.

Die Amplitude einer Druckoszillation kann mittels unterschiedlicher Verfahren quantifiziert werden. Die Definition der Verbrennungsinstabilitäten bezieht sich dabei auf den Umfang der Druckschwankung vom Maximum zum Minimum (engl.: *peak-to-peak*, $\hat{p}'_{\mathrm{p-p}}$) beziehungsweise den doppelten Wert der Amplitude [120, 216]. Die $\hat{p}'_{\mathrm{p-p}}$-Werte können allerdings einer starken zeitlichen Variation unterliegen. Daher wird oft ein zeitlicher Mittelwert, das quadratische Mittel (engl.: *Root Mean Square*, RMS), angewendet. Er wird ebenfalls als Effektivwert bezeichnet und ist der Gleichung 5.1 zu entnehmen. Bei Datenreihen mit vernachlässigbarem Mittelwert, wie den akustischen Drucksensorsignalen, entspricht dies der Standardabweichung (σ).

$$p'_{\mathrm{RMS}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{\mathrm{n}=1}^{N} {p'_{\mathrm{n}}}^{2}} \tag{5.1}$$

Im Falle harmonischer Schwingungen mit konstanter Amplitude resultiert aus der Multiplikation des Effektivwerts mit $\sqrt{2}$ die tatsächliche Amplitude $\hat{p}'$. Die Berechnung beider Werte zur Approximation der Amplitude kann sowohl für Rohsignale als auch für gefilterte Signale durchgeführt werden.

Die Filterung von Rohsignalen mit geeigneten Bandpassfiltern ermöglicht die Isolation spezifischer akustischer Moden. Im resultierenden Signal liegen dann annähernd monochromatische beziehungsweise monofrequente Schwingung vor:

$$p'(t) = \hat{p}'(t)\cos(\varphi(t)). \tag{5.2}$$

Dies befähigt weiter zur Ableitung der instantanen Amplitude ($\hat{p}'(t)$) und der Momentanphase ($\varphi(t)$) durch Berechnung des analytischen Signals [53]. Letzteres setzt sich aus dem ursprünglichen Signal und dem Imaginärteil des Hilbert transformierten Signals zusammen:

$$p'_{\mathrm{a}}(t) = p'(t) + \mathrm{i}\mathcal{H}\{\, p'(t)\}. \tag{5.3}$$

Die instantane Amplitude ergibt sich als Betrag des analytischen Signals nach ($\hat{p}'(t) = |p'_{\mathrm{a}}(t)|$) und die Momentanphase als Argument des analytischen Signals [53, 133]:

$$\begin{aligned} \varphi(t) &= \arg(p'_{\mathrm{a}}(t)) \\ &= \omega t + \varphi_0 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Die Hilbert-Transformation erfordert zwar ein monofrequentes Ausgangssignal $p'(t)$, jedoch nicht mit konstanter Frequenz. Somit lässt sich die instantane Frequenz aus der Momentanphase $\varphi(t)$ ableiten [53, 133, 222]:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\varphi(t)}{\mathrm{d}t}. \tag{5.5}$$

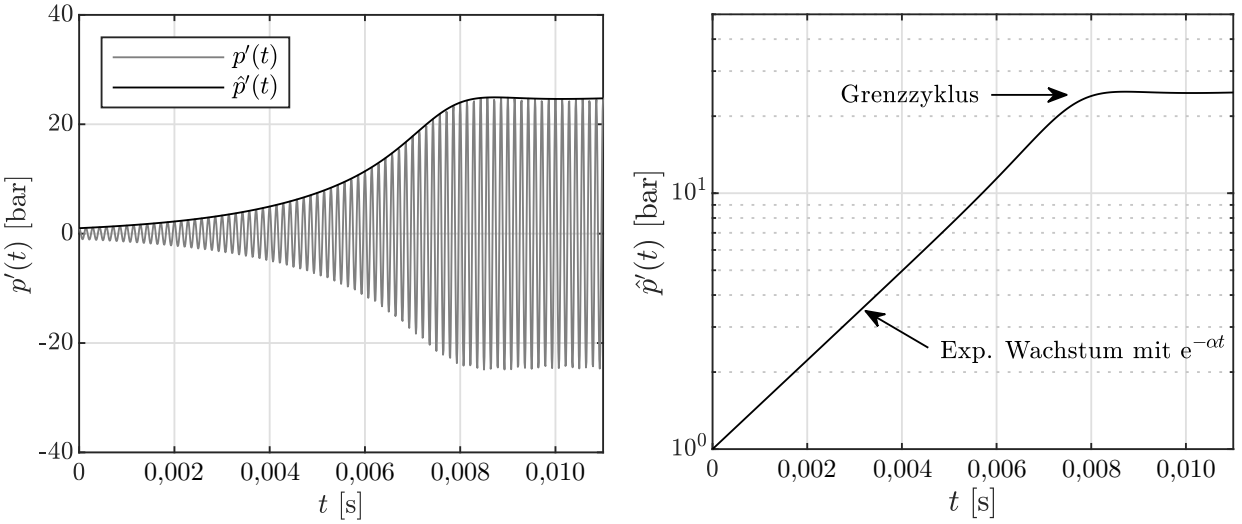
Liegen aufgrund eines zu geringen Verhältnisses aus Abtastrate und betrachteter Frequenz zu wenige Datenpunkte innerhalb einer akustischen Schwingung vor, kann die Methode der Phasenmittelung (engl.: *phase-locking*) Abhilfe schaffen. Dort werden gemittelte Oszillationen mit höherer zeitlicher Auflösung berechnet [18].

5.2 Messung der linearen Wachstumsrate

Für einen angeregten beziehungsweise gedämpften harmonischen Oszillator wachsen die Amplituden exponentiell an:

$$p'(t) = p'(0)\mathrm{e}^{i(\omega+\mathrm{i}\alpha)t} = p'(0)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\mathrm{e}^{-\alpha t}. \tag{5.6}$$

α bezeichnet hierbei die lineare Wachstumsrate. Ein unendliches Ansteigen der Amplituden wird in der Realität aber durch dämpfende nicht-lineare Effekte in der Brennkammer verhindert. Die Schwingung mit annähernd konstant hohen Amplituden wird als Grenzzyklus (engl.: *limit-cycle*) bezeichnet. Dieses Verhalten ist beispielhaft in Abbildung 5.1 dargestellt und kann bei Verbrennungsinstabilitäten beobachtet werden [39, 40, 58, 86, 165, 204, 245, 248]. Die ermittelte lineare Wachstumsrate α bildet somit die Differenz aus Anregungs- und Dämpfungsrate [23, 158, 159]. Es gilt allerdings zu beachten, dass nach Gleichung 5.6 ein negativer α-Wert für einen Anstieg der Amplituden und ein positiver α-Wert für eine Dämpfung der Schwingung steht [66, 196, 234]. Die Bestimmung von α ermöglicht eine Quantifizierung der Stabilitätsreserve und ist daher von großer Relevanz. Analog zu vorangegangenen Arbeiten wurden zur Bestimmung der α-Werte in Raketenbrennkammern bei einem exponentiellen Anstieg oder Abfall der Amplituden in den experimentellen Daten eine Regression mit einer Exponentialfunktion durchgeführt [169, 234, 235]. Eine Bandpassfilterung mit den Frequenzen von Interesse im Durchlassbereich verhindert ein Verrauschen der extrahierten Wachstumsraten durch sekundäre Effekte, wie beispielsweise einen Anstieg des globalen Brennkammerdrucks.



(a) Exponentieller Anstieg und Grenzzyklus von Druckoszillationen

(b) Einhüllende der Druckoszillationen in logarithmischer Skala

Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des exponentiellen Wachstums von Druckoszillationen und des Übergangs in einen Grenzzyklus [8].

5.3 Methoden aus der Fraktaltheorie

Methoden aus der Fraktaltheorie eignen sich unter anderem für die Beschreibung fraktaler Zeitreihen [136]. In der einschlägigen Literatur zeigten Anwendungen dieser Methoden auf Zeitreihen aus Brennerexperimenten im Labor nicht nur eine akkurate Beschreibung des aktuellen thermoakustischen Systemzustands, sondern ebenso eine gewisse Vorhersagefähigkeit für zukünftige Zustände bei quasistationärer Zustandsänderung [11]. Die Auswertung der Daten aus einem Versuchsaufbau mit unterkritischen Brennkammerdrücken bestätigte eine partielle Anwendbarkeit dieser Methoden [213]. Als vielversprechende Größe abgeleitet aus der Fraktalanalyse kristallisierte sich der sogenannte Hurst-Exponent heraus. Dieser quantifiziert das Maß an Korrelation im Signal hinsichtlich der fraktalen Dimension [137]. Der Hurst-Exponent kann wie folgt abgeschätzt werden [213]:

Zuerst wird der Mittelwert einer Zeitreihe $p'(t)$, in der vorliegenden Arbeit das Signal eines akustischen Drucksensors p'_{cc}, von dieser subtrahiert. Somit bleiben die Schwankungen um den Mittelwert erhalten gemäß

$$y_{\mathrm{i}} = \sum_{\mathrm{t}=1}^{i} (p(t) - \langle p'(t) \rangle) \; i = 1, 2, ..., n \tag{5.7}$$

mit

$$\langle p'(t)\rangle = \frac{\sum_{\mathrm{t}=1}^{n} p'(t)}{n}. \tag{5.8}$$

Es sei hier anzumerken, dass dieser Schritt bei piezoelektrischen Drucksensoren eine teilweise Redundanz aufweist, da nur Intervalle, in denen starke thermodynamische Effekte auftreten, zu einem von Null abweichenden Mittelwert führen. Als nächstes wird die Zeitreihe der Schwankungsanteile in eine natürliche Zahl n_{w} von nicht überlappenden Segmenten gleicher Größe w aufgeteilt. Um globale Trends in diesen Segmenten zu eliminieren, wird dann ein lokales Polynom ($\bar{y}_{\mathrm{i}}$), hier zweiten Grades, an die Zeitserie aus Schwankungsanteilen gefittet und davon subtrahiert. Schließlich resultiert die Strukturfunktion der $q \neq 0$-ten Ordnung aus

$$F_{\mathrm{w}}^{q} = \left[\frac{1}{n_{\mathrm{w}}}\sum_{\mathrm{i}=1}^{n_{\mathrm{w}}}\left(\sqrt{\frac{1}{w}\sum_{\mathrm{t}=1}^{w}(y_{\mathrm{i}}(t)-\bar{y}_{\mathrm{i}})^2}\right)^{q}\right]^{1/q}. \tag{5.9}$$

Für $q = 0$ berechnet sich die Strukturfunktion zu

$$F_{\mathrm{w}}^{q} = \exp\left[\frac{1}{2n_{\mathrm{w}}}\sum_{\mathrm{i}=1}^{n_{\mathrm{w}}}\log\left(\sqrt{\frac{1}{w}\sum_{\mathrm{t}=1}^{w}(y_{\mathrm{i}}(t)-\bar{y}_{\mathrm{i}})^2}\right)\right]. \tag{5.10}$$

Die lineare Steigung von F_{w}^{q} in Abhängigkeit der Segmentgröße w eines doppelt logarithmischen Plots ergibt folglich den generalisierten Hurst-Exponenten q-ter Ordnung (H^q) [98]. Im allgemeinen Sprachgebrauch wird der Hurst-Exponent, ohne nähere Spezifikation, synonym für den generalisierten Hurst-Exponent zweiter Ordnung (H^2) genutzt. Nach Sujith et al. [213] genügen zwei bis zehn akustische Zyklen zur Berechnung von H^q.

Generell gilt für nicht stationäre und nicht limitierte Signale $H > 1$. Weitere Orientierungspunkte sind $H \simeq \frac{3}{2}$ für Brownsches-Rauschen, $H \simeq 1$ für rosa Rauschen and $H \simeq \frac{1}{2}$ für weißes gaußsches Rauschen. Im Falle einer hohen Periodizität im Signal strebt H^q gegen Null.

Bei Auswertung des generalisierten Hurst-Exponenten für verschiedene Ordnungen befähigt die Legendre-Transformation zur Darstellung eines multifraktalen Spektrums. Die Massen-Exponenten können aus H^q gemäß

$$\tau_{\mathrm{q}} = qH^q - 1, \tag{5.11}$$

mit den Singularitäten

$$\Xi = \frac{\delta\tau_{\mathrm{q}}}{\delta q} \tag{5.12}$$

abgeleitet werden. Das Spektrum der Singularitäten $f(\Xi)$ wird erhalten aus

$$f(\Xi) = q\Xi - \tau_{\mathrm{q}}. \tag{5.13}$$

Das Auftragen von $f(\Xi)$ gegenüber Ξ visualisiert schließlich das multifraktale Spektrum. Während der Mittelwert der Singularitäten ähnlich wie H^2 zu interpretieren ist, gibt die Breite des Spektrums Auskunft über die Dynamiken verschiedener zeitlicher Größenordnungen im Signal. Dementsprechend indiziert ein breites multifraktales Spektrum starke Nichtlinearitäten und Oszillationen unterschiedlicher Größenordnungen. Für eine ausführlichere Behandlung der Multifraktalität in Zeitreihen sei exemplarisch auf Nair und Sujith [153] verwiesen.

5.4 Druckfeldrekonstruktion

Ein wichtiger Aspekt der vorliegenden Untersuchungen zu BKN ist die Analyse des axialen akustischen Druckfelds in der Brennkammer. Im Fall der vorhandenen Daten zu BKD ist die Anzahl und Positionierung der akustischen Drucksensoren im Messring nicht ausreichend, um eine Druckfeldrekonstruktion ohne größere Unsicherheiten gewährleisten zu können. Dies liegt insbesondere in der reduzierten Anzahl akustischer Drucksensoren bei den instabilen BKD-Versuchen aufgrund von Sensorversagen begründet. Die Datenlage zu BKN ermöglicht jedoch Druckfeldrekonstruktionen. Das hier eingesetzte, schnelle und flexible Verfahren zur Druckfeldrekonstruktion wird im Folgenden vorgestellt.

Die Grundlage der Druckfeld-Interpolation nach Beinke [18] bilden kubische Splines. Diese bieten eine akkurate Annäherung des axialen Druckverlaufs, insofern sie bei monofrequenten also gefilterten Daten, angewendet werden. Die Absenz eines Druckgradienten ($\partial p'/\partial r(r_{\mathrm{cc}}) = 0$) an akustisch schallharten Rändern, wie beispielsweise metallischen Brennkammerwänden, beschreibt hierbei eine wichtige Randbedingung. Dies wird durch eine dortige Spiegelung der Sensorwerte garantiert. Theoretisch erlaubt es die Verteilung der akustischen Drucksensoren in BKN sowohl an der Ober- als auch an der Unterseite der Brennkammer, dieses 1D-Druckprofil auf ein 2D-Druckprofil zu erweitern, indem zusätzlich eine Interpolation zwischen den gegenüberliegenden Drucksensoren durchgeführt wird. Allerdings hat sich bei den Drucksensordaten der ausgewerteten Versuche gezeigt, dass ein zur Brennkammerachse symmetrisches Druckfeld vorliegt. Daher wurden für die Rekonstruktion alle sechs akustischen Drucksensoren auf nur einer Seite der Brennkammer angenommen, um die Auflösung der Druckfeldrekonstruktion zu erhöhen. Abbildung 5.2 visualisiert ein solches rekonstruiertes Druckfeld im Frequenzbereich der 1L-Brennkammermode.

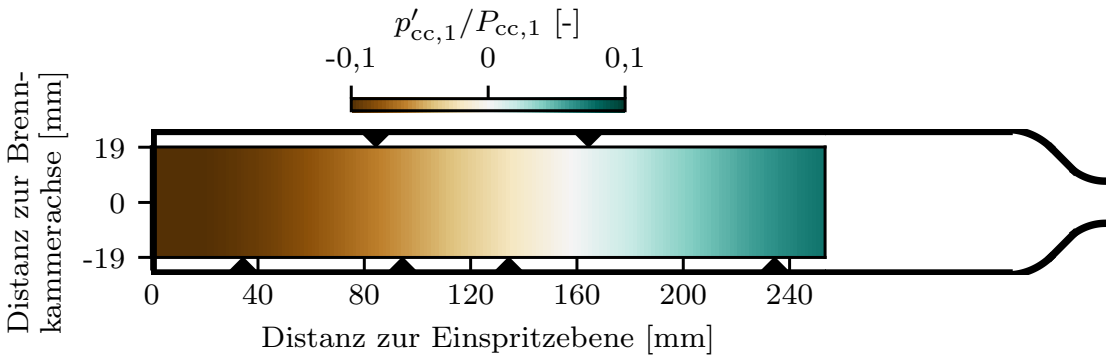


Abbildung 5.2: Darstellung der Druckfeldrekonstruktion im Frequenzbereich der 1L-Mode in BKN.

5.5 *Dynamic Mode Decomposition*

Matrix-Dekompositionsmethoden bieten sich zur Analyse relevanter dynamischer Moden in allgemeinen Datensätzen an [18, 83, 90, 174, 192, 238]. Zu den prominentesten Dekompositionsmethoden gehören die POD (engl.: *Proper Orthogonal Decomposition*) und die DMD (engl.: *Dynamic Mode Decomposition*). Beide haben sich als wirkungsvolle Methoden bewährt, um niedrigdimensionale Approximationen aus großen Datenmengen zu gewinnen. Die Stärke der POD liegt vor allem in der Extraktion der dominierenden Dynamiken unabhängig der Frequenz. Die DMD erlaubt dahingegen die Extraktion von Dynamiken die bei bestimmten Frequenzen ablaufen, aus dem zugrunde liegenden Datensatz. Die DMD stellt somit ein Verfahren zur Verarbeitung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen analog zur Filterung von Signalen dar. Der entscheidende Unterschied der DMD im Vergleich zur POD besteht in der Berechnung der Moden auf einer zeitlich orthogonalen Basis. Die Moden sind folglich nicht nach Energie, sondern nach aufsteigenden Frequenzen sortiert und bieten daher eine direktere Möglichkeit, periodische Effekte bei spezifischen Frequenzen zu analysieren. Aus diesem Grund findet in der vorliegenden Dissertation ausschließlich die DMD zur Untersuchung der Flammendynamik Anwendung.

Das DMD-Verfahren wurde erstmalig von Schmid [192, 193] vorgestellt, seitdem allerdings bei einer Vielzahl verschiedener Strömungseffekte eingesetzt [2, 3, 123, 192, 193, 210, 221]. Im Bereich der Thermoakustik wurde die DMD ebenso bereits sowohl bei Gasturbinen [29, 61, 149] als auch bei Raketenbrennkammern [17, 18, 83, 103, 155, 183, 208, 209, 237, 238] nutzbar gemacht.

In diesem Unterkapitel wird ein kurzer Überblick zur DMD-Methode basierend auf den Erläuterungen von Schmid [192] und Huang et al. [90] sowie

den Ausarbeitungen von Beinke [18] geboten. Die Grundlage für die Dekomposition bildet dabei ein Datensatz, der sich aus einzelnen äquitemporal verteilten Momentaufnahmen $\mathbf{v}_\mathrm{i}$ zusammensetzt. Diese sind in Form einer zeitlichen Sequenz vom Zeitpunkt 1 bis N in einer Matrix zusammengefasst:

$$\mathbf{V}_1^N = \{\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \cdots, \mathbf{v}_\mathrm{i}, \cdots, \mathbf{v}_\mathrm{N}\}. \tag{5.14}$$

Unter Annahme der Existenz einer konstanten linearen Abbildung $\mathbf{A}$ zur Überführung von $\mathbf{v}_\mathrm{i}$ nach $\mathbf{v}_{\mathrm{i}+1}$ gemäß

$$\mathbf{v}_{\mathrm{i}+1} = \mathbf{A}\mathbf{v}_\mathrm{i} \tag{5.15}$$

kann die untersuchte zeitliche Sequenz von Momentaufnahmen wie in Gleichung 5.14 als folgende Krylow-Sequenz beschrieben werden:

$$\mathbf{V}_1^N = \{\mathbf{v}_1, \mathbf{A}\mathbf{v}_1, \mathbf{A}^2\mathbf{v}_1, ..., \mathbf{A}^{N-1}\mathbf{v}_1\}. \tag{5.16}$$

Es gilt hierbei zu beachten, dass die getroffenen Annahmen nur Anwendung finden, falls die gewählte Sequenz des Datensatzes ausreichend groß ist, um die dynamischen Eigenschaften der relevanten periodischen Prozesse erfassen zu können. Bei hinreichender Länge des Datensatzes kann dadurch jede weitere Momentaufnahme als Linearkombination der linear unabhängigen Momentaufnahmen $\mathbf{V}_1^{N-1}$ dargestellt werden:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}\mathbf{V}_1^{N-1} &= \mathbf{A}\{\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, ..., \mathbf{v}_{\mathrm{N}-1}\} \\ &= \mathbf{V}_2^N. \end{aligned} \tag{5.17}$$

Für die Bestimmung der Eigenwerte der linearen Abbildungsmatrix $\mathbf{A}$ existieren verschiedene Verfahren [90, 194]. Die naheliegendste Methode, die Matrix $\mathbf{S}$ in Gleichung 5.18 durch eine Minimierung des Residuenvektors $\mathbf{r}$ mithilfe des Arnoldi-Verfahrens zu berechnen, ist bei realen, rauschbehafteten Versuchsdaten instabil [90, 192].

$$\mathbf{A}\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{V}_2^N = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{S} + \mathbf{r}\mathbf{e}_{\mathrm{N}-1}^T \tag{5.18}$$

Stabiler gelingt es mit der Singulärwertzerlegung (engl.: *Singular Value Decomposition*, SVD) der Datenmatrix $\mathbf{V}$ [18, 90]. Die SVD ist ein Verfahren aus der linearen Algebra zur Bestimmung von Eigenwerten, hier Singulärwerte genannt, bei nicht-quadratischen Matrizen. Die Singulärwertzerlegung einer allgemeinen, rechteckigen Matrix $\mathbf{B}$ der Dimension $m \times n$ ist definiert als $\mathbf{B} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{W}^H$. Hierbei ist $\mathbf{U}$ eine unitäre $m \times m$ Matrix, $\mathbf{\Sigma}$ eine reelle $n \times n$ Matrix, welche die Singulärwerte von $\mathbf{B}$ enthält und $\mathbf{W}^H$ eine adjungierte, unitäre $n \times n$ Matrix. Bei der DMD wird die Matrix $\mathbf{V}_1^{N-1}$ mittels SVD zerlegt:

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{W}^H. \tag{5.19}$$

Durch Einsetzen in Gleichung 5.17 ergibt sich nach Umformung die Matrix $\tilde{\mathbf{S}}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}\mathbf{U}\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{W}^H &= \mathbf{V}_2^N \\ \mathbf{A}\mathbf{U} &= \mathbf{V}_2^N\mathbf{U}\boldsymbol{\Sigma}^{-1} \\ \mathbf{U}^H\mathbf{A}\mathbf{U} &= \mathbf{U}^H\mathbf{V}_2^N\mathbf{W}\boldsymbol{\Sigma}^{-1} \\ \tilde{\mathbf{S}} &\equiv \mathbf{U}^H\mathbf{V}_2^N\mathbf{W}\boldsymbol{\Sigma}^{-1}. \end{aligned} \tag{5.20}$$

Da die Matrix $\tilde{\mathbf{S}}$ durch eine Ähnlichkeitstransformation in die Matrix $\mathbf{S}$ überführt werden kann, enthält diese eine Approximation der Dynamiken in der linearen Abbildung $\mathbf{A}$ [18].

Es gilt hier zu ergänzen, dass die Matrix $\mathbf{U}$ aus der SVD die räumlichen Informationen und somit die POD-Moden des Datensatzes $\mathbf{V}_1^{N-1}$ in sich trägt [192]. Da die Matrix $\tilde{\mathbf{S}}$ nach Gleichung 5.20 zusätzlich durch die POD-Moden nach einem Zeitschritt Δt beschrieben wird, liegen der Matrix $\tilde{\mathbf{S}}$ deutlich mehr Informationen über die zeitlichen Entwicklungen der dynamischen Prozesse zugrunde. Die Rekonstruktion spezifischer DMD-Moden erfolgt durch Kombination einer räumlichen Mode mit der entsprechenden zeitlichen Mode. Die räumlichen DMD-Moden $\boldsymbol{\Phi}$ berechnen sich gemäß

$$\boldsymbol{\Phi} = \mathbf{U}\mathbf{y}_\mathrm{m}. \tag{5.21}$$

Hierbei ist $\mathbf{y}_\mathrm{m}$ der Eigenvektor zum jeweiligen m-ten Eigenwert λ_m der Matrix $\tilde{\mathbf{S}}$. Die orthonormale Matrix der räumlichen Moden beinhaltet die Informationen der relativen Amplituden sowie der relativen Phasenlage zwischen den einzelnen räumlichen Datenpunkten. Die periodischen Oszillationen mit den tatsächlichen Amplituden werden durch Modulierung der räumlichen mit den temporalen Moden $\boldsymbol{\Psi}$ erhalten. Letztere bestimmen sich gemäß

$$\boldsymbol{\Psi} = \mathbf{W}\boldsymbol{\Sigma}^{-1}\mathbf{y}. \tag{5.22}$$

Durch Formulierung der temporalen Moden als harmonische Schwingung

$$\Psi_\mathrm{i} = E_\mathrm{m}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_\mathrm{m}t}, \tag{5.23}$$

mit E_m als Energie der m-ten Mode, lässt sich die komplexe Kreisfrequenz ω_m aus den Eigenwerten der Matrix $\tilde{S}$ berechnen:

$$\omega_\mathrm{m} = \frac{\ln(\lambda_\mathrm{m})}{\Delta t}. \tag{5.24}$$

Das Spektrum der DMD-Moden resultiert aus dem Auftragen der Modenenergien E_m über den Modenfrequenzen f_m.

Die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskameras enthalten neben den Intensitätsschwankungen zudem einen absoluten Intensitätsanteil. Dementsprechend wird vor der Durchführung der DMD das mittlere Flammenbild ($\bar{\mathbf{I}}$) von

den Aufnahmen abgezogen, um diese auf den Schwankungsanteil zu reduzieren. Eine Rekombination mit dem mittleren Bild kann jedoch die Interpretation der tatsächlichen, physikalischen Vorgänge unterstützen. Die Einführung eines zusätzlichen Verstärkungsfaktors $m_\mathrm{I} > 1$ hebt die einzelne Mode im Vergleich zum mittleren Bild hervor:

$$\mathbf{I}_\mathrm{m}(t) = \bar{\mathbf{I}} + m_\mathrm{I}\mathbf{\Phi}_\mathrm{m}\Psi_\mathrm{m}(t). \tag{5.25}$$

Diese Bekräftigung vereinfacht die visuelle Interpretation von intensitätsschwachen Moden, wobei weder die Modenform noch die Phase der Mode verändert wird.

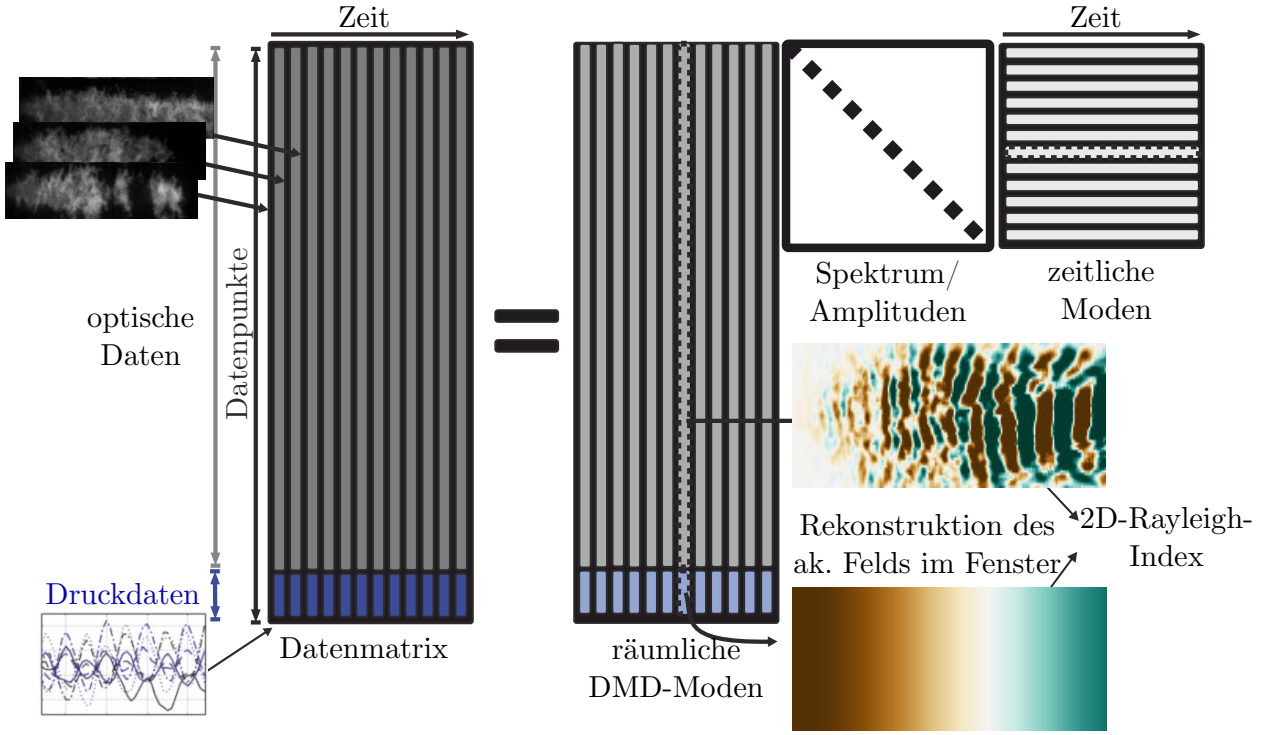


Abbildung 5.3: Darstellung der MDMD-Methode, modifiziert von Armbruster, Beinke [8, 18].

5.5.1 Multivariablen-DMD

Die Multivariablen-DMD (MDMD) stellt eine Erweiterung der herkömmlichen DMD dar, bei der physikalische Daten aus mehreren Quellen analysiert werden können. Nach einer Zusammenfassung der Schwankungsanteile aller auszuwertenden Sensordaten in der aus Momentaufnahmen bestehenden, zeitlichen Sequenz $\mathbf{V}_1^N$ gleicht die weitere Vorgehensweise jener der DMD aus dem vorherigen Abschnitt. Das MDMD-Verfahren wurde bereits zuvor zur Untersuchung von Verbrennungsinstabilitäten eingesetzt. Unter anderem verwendeten Beinke [18] und Armbruster [8] die MDMD, um die Flammenstrahlung

einer Forschungsbrennkammer mit den Schwankungen im akustischen Feld zu korrelieren. Die Analyse der Phasenlage zwischen OH*-Oszillationen und dem Druckfeld in der Brennkammer erlaubte eine anschließende Berechnung einer Verteilung der Rayleigh-Kopplung. Die hier angewendete Methode basiert auf der Implementierung der MDMD nach Beinke [18].

Als erster Schritt müssen hierzu die Drucksensorsignale, aufgrund der höheren Abtastrate, auf den Zeitvektor der optischen Daten interpoliert werden. Im nächsten Schritt werden dann die akustischen Drucksensorsignale als zusätzliche Pseudo-Pixel zu den jeweiligen Momentaufnahmen der optischen Daten hinzugefügt. Nach der Zerlegung in die Moden mittels DMD werden die räumlichen Moden wieder nach Intensitäts- und Druckschwankungen separiert. Eine graphische Illustration dieses Prozesses zur Anwendung der MDMD-Methode mit dem Ziel der Bestimmung der Phasenlage zwischen Brennkammerdruckoszillationen und Intensitätsschwankungen der Flammenstrahlung in BKN ist in Abbildung 5.3 gegeben. Da die relativen Phasenunterschiede der räumlichen Datensignale zueinander konsistent sind, jedoch die absolute Phase zum Zeitpunkt $t = 0$ willkürlich ist, kann der Bezug auf eine Referenzphase angelehnt an Beinke [18] sinnvoll sein.

5.5.1.1 Gabor-gefilterte DMD

Die Gabor-gefilterte DMD bezeichnet eine weitere Variation der DMD beziehungsweise MDMD. Während die traditionelle DMD eine gemittelte Aufnahme der linearen Dynamiken über den kompletten Auswertungszeitraum darstellt, wird bei der Gabor-gefilterten Variante das DMD- oder MDMD-Verfahren auf mehrere kürzere Ausschnitte von Momentaufnahmen angewendet. Somit werden die Dynamiken in den Daten innerhalb eines kürzeren Zeitraums extrahiert. Analog zum Übergang von der PSD zum Spektrogramm in der Signalanalyse ist es so möglich, potentiell zeitlich variierende Dynamiken im betrachteten System zu verfolgen und ebenfalls als Spektrogramm abzubilden. Dies erlaubt eine zeitaufgelöste Auswertung der dominanten Frequenzen zwischen Brennkammerdruckoszillationen und Intensitätsschwankungen der Flammenstrahlung sowie deren Phasenlage über den kompletten Aufnahmezeitraum der Hochgeschwindigkeitskameras hinweg. Nakaya et al. [156] nutzten beispielsweise die Methode der Gabor-gefilterten DMD, um in einem wasserstoffreichen Nachbrenner-Experiment die Transition von stabiler Verbrennung zu thermoakustischen Instabilitäten zu untersuchen.

5.5.1.2 Berechnung eines 2D-Rayleigh-Index

Das MDMD-Verfahren mit einer nachgelagerten Druckfeld-Interpolation gestattet sowohl die Bestimmung der Amplituden als auch der relativen Phasenverschiebung zwischen I' und p' für jedes Pixel im Fenster. Unter der zuvor diskutierten Annahme, dass die Intensitätsschwankung einen Indikator

für Oszillationen der Wärmefreisetzungsrate $\dot{q}'$ darstellt, kann ein dimensionsloser, normierter 2D-Rayleigh-Index (RI) für eine oder mehrere Moden beziehungsweise Frequenzen berechnet werden:

$$RI(x,r,m) = \sum_{\mathrm{m}} \left(\frac{|p'(x,r,f(m))|}{P_{\mathrm{cc}}} \frac{|I'(x,r,f(m))|}{\bar{I}} \cos(\Theta_{\mathrm{p'-I'}}(x,r,f(m))) \right). \tag{5.26}$$

Hierbei entspricht $\Theta_{\mathrm{p'-I'}}$ der zweidimensionalen Phasendifferenz zwischen Druck und Intensitätsschwankung in Abhängigkeit der rekonstruierten Mode und somit der Frequenz:

$$\Theta_{\mathrm{p'-I'}}(x,r,f(m)) = \Theta_{\mathrm{p'(x,r,f(m))}} - \Theta_{\mathrm{I'(x,r,f(m))}}. \tag{5.27}$$

Die Berechnung eines integralen Werts des 2D-Rayleigh-Index über die komplette optisch zugängliche Region für alle Moden ermöglicht eine Darstellung im Frequenzspektrum.

5.6 Flammentransferfunktion

Eine alternative Methode, um die Antwort der Flamme auf akustische Oszillationen in der Brennkammer zu analysieren, ist die Auswertung der Flammentransferfunktion. Im Gegensatz zur zuletzt beschriebenen Berechnung des integralen Rayleigh-Index-Spektrums werden dabei die optischen Daten als erster Schritt zur Datenaufbereitung zu einem integralen eindimensionalen Wert reduziert. Die FTF lässt sich nach Vold et al. [229] wie folgt bestimmen:

$$\mathrm{FTF}(\omega) = \frac{CSD(p'(t)/P_{\mathrm{cc}}, I'(t)/\bar{I})}{PSD(p'(t)/P_{\mathrm{cc}})}. \tag{5.28}$$

Hierbei wird das Kreuzleistungsdichtespektrum aus Eingangs- und Ausgangssignal mit dem Leistungsdichtespektrum des Eingangsignals normalisiert. In dieser Arbeit fungieren normalisierte Druckschwankungen als Eingangs- und normalisierte Intensitätsschwankungen als Ausgangssignal.

Ohne explizite Anregung der eingespritzten Massenströme bei spezifischen Frequenzen erhöht sich jedoch die Gefahr einer unphysikalisch hohen Verstärkung (engl.: *gain*) bei einigen Frequenzen. Dies liegt in der Korrelation von inkohärentem Ein- und Ausgangssignal begründet. Folglich können kleine Intensitätsschwankungen bei einer verschwindenden Druckoszillation ebenso zu einem deutlich erhöhten Verstärkungsfaktor führen. Um diesem Problem vorzubeugen, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit lediglich die Verstärkung und Phasenlage bei jenen Frequenzen betrachtet, die eine Kohärenz zwischen Druck- und Intensitätsschwankung von mehr als 90 % aufweisen.

6 Analyse der Verbrennung in BKN

In diesem Kapitel werden die aufgetretenen Verbrennungsinstabilitäten in BKN untersucht. Dazu bildet zunächst eine detaillierte Beschreibung ausgewählter Lastpunkte den Auftakt. Im Folgenden wird auf die Entstehung der thermoakustischen Instabilitäten eingegangen. Eine Anwendung der erarbeiteten Ergebnisse auf die Multi-Injektor-Schubkammer BKD wird in Kapitel 7 durchgeführt.

6.1 Charakteristiken bei stabiler und instabiler Verbrennung

Die grundlegenden Charakteristiken bei einerseits stabiler, andererseits instabiler Verbrennung mit dem Scher-Koaxial-Injektor in BKN werden in mehreren Abschnitten dargelegt. Zunächst werden fünf Betriebsbedingungen beziehungsweise Lastpunkte, jeder einzelne repräsentativ für ein spezifisches Verbrennungsverhalten, anhand der Druck-, Temperatur- und Massenstrommessungen beschrieben. Daraufhin werden die Auswirkungen auf die akustischen Größen vorgestellt. Der optische Zugang in BKN ermöglicht erweiternd ebenfalls die Charakterisierung der Flamme und der Flammenantwort.

6.1.1 Beschreibung der Betriebsbedingungen

Die ausgewählten Lastpunkte entstammen den Tests 2, 12 und 15 aus Tabelle 4.2. Einen ersten Überblick der realisierten Betriebsbedingungen in den Versuchen mit BKN verschaffen die Test-Sequenz-Spektrogramme für diese Tests in Abbildung 6.1.

Die Sequenz (unten) im jeweiligen Test wird durch den statischen Brennkammerdruck, die LOX-Einspritztemperatur, die NG-Einspritztemperatur sowie das Verhältnis von Oxidator zu Brennstoff beschrieben. Das akustische Drucksensorsignal (mittig) stellt die Amplitude der Druckoszillationen dar und das Spektrogramm (oben) definiert deren spektrale Verteilung. Zusätzlich sind im Spektrogramm ebenso die entsprechenden Brennkammermoden gekennzeichnet. Die Identifizierung der Moden wurde unter Zuhilfenahme der modifizierten analytischen Gleichung (2.27) der Zylinderakustik durchgeführt.

In Bezug auf die Sequenzierung liegt der elementarste Unterschied zwischen Test 2 und 12 beziehungsweise 15 in den niedrigeren Einspritztemperaturen für LOX und NG. Während in den Tests 1 bis 3 nur CNG ein-

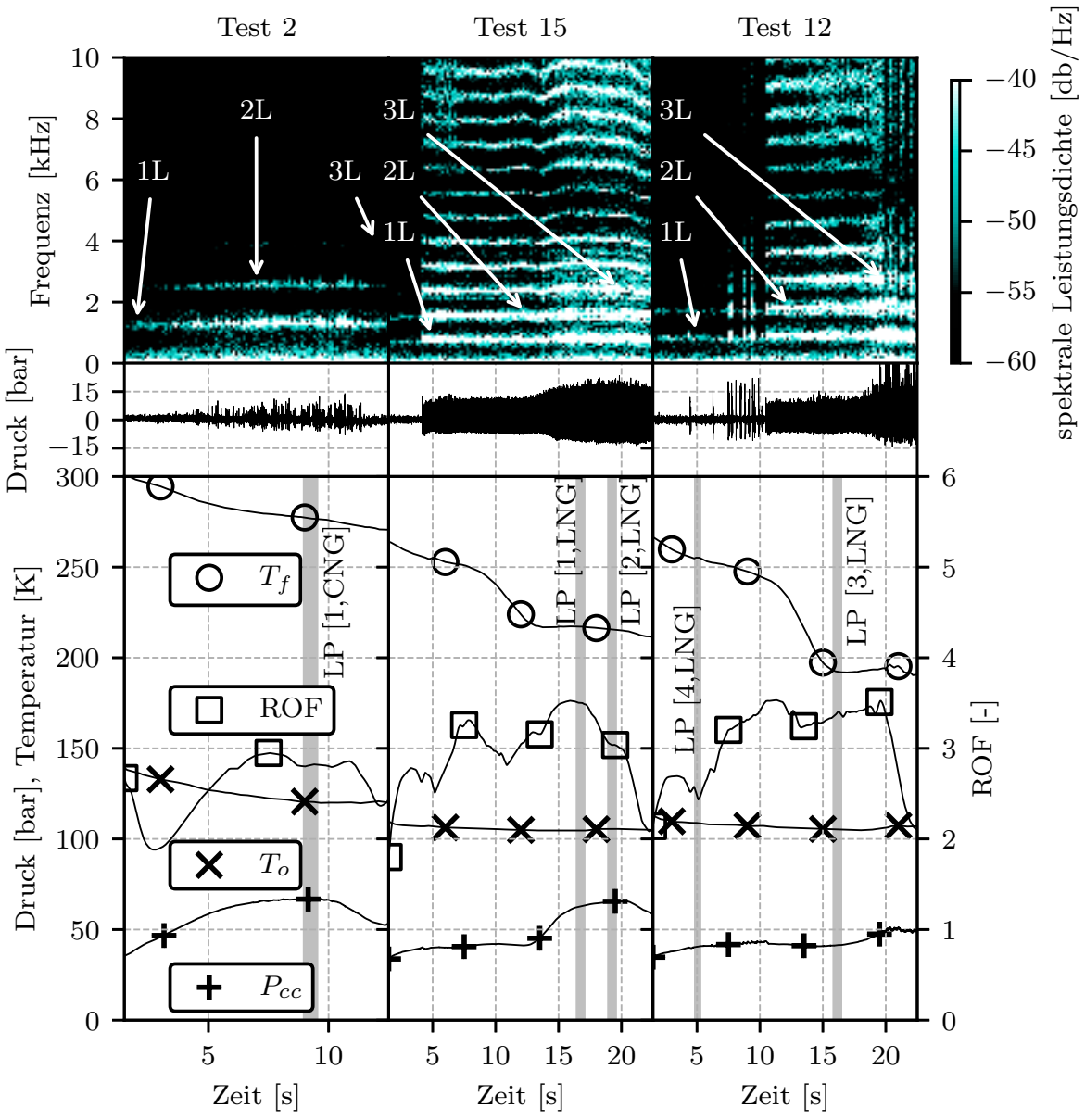


Abbildung 6.1: Test-Sequenz-Spektrogramme von den BKN Tests 2, 15 und 12 mit stationären Betriebsbedingungen von fünf ausgewählten Lastpunkten (LP [1,CNG] und LP [1-4,LNG]).

gespritzt wurde, fand für die weiteren Tests eine Mischung mit LNG Anwendung, um die Einspritztemperaturen variieren zu können. Die niedrigeren LOX-Temperaturen wurden erreicht, indem die Versorgungsleitung des Sauerstoffs durch ein Flüssigstickstoff-Bad geführt wurde.

Dem Test-Sequenz-Spektrogramm für Test 2 kann die Frequenz der 1L-Mode mit etwa 1,3 kHz entnommen werden. Außerdem traten im Moment des gewählten Lastpunkts kurzlebige Instanzen erhöhter Amplitude der 1L-Mode, inklusive Obertönen, auf. Aufgrund des wechselhaften Verhaltens zwischen stabiler und instabiler Verbrennung während LP [1,CNG] werden für diesen

Parameter	Einheit	Lastpunkt				
		[1,CNG]	[1,LNG]	[2,LNG]	[3,LNG]	[4,LNG]
Test		2	15	15	12	12
P_{cc}	bar	66,8	62,9	65,4	41,3	40,5
ROF		2,8	3,5	3,0	3,4	2,5
$\dot{m}_o$	kg/s	0,362	0,358	0,355	0,228	0,215
$\dot{m}_f$	kg/s	0,129	0,103	0,117	0,068	0,088
$\dot{m}_c$	kg/s	0,298	0,338	0,355	0,212	0,208
T_o	K	121	104	106	105	109
T_f	K	279	217	216	192	255
T_c	K	280	281	283	271	270

Tabelle 6.1: Stationäre Betriebs- und Einspritzbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in den BKN Tests.

Lastpunkt zwei Auswertungsintervalle analysiert, sowohl eines mit vorrangig hohen als auch eines mit zumeist vernachlässigbaren akustischen Druckamplituden. Das Test-Sequenz-Spektrogramm für Test 15 offenbart eine anhaltende Instabilität im Grenzzyklus für die 1L-Mode bei etwa 800 Hz für beide Lastpunkte. Die niedrigere Eigenfrequenz der 1L-Mode liegt in der längeren Brennkammer begründet. Auch für LP [3,LNG] aus Test 12 handelt es sich um eine anhaltende Instabilität, hier allerdings bei etwa 900 Hz. LP [4,LNG] aus Test 12 wiederum ist durch eine stabile Verbrennung charakterisiert.

Tabelle 6.1 fasst die Betriebs- und Einspritzbedingungen für alle fünf Lastpunkte zusammen. Die Betriebsbedingungen sind durch den Brennkammerdruck sowie das Mischungsverhältnis aus Oxidator und Brennstoff gegeben. Die Einspritzbedingungen werden durch die Massenströme der jeweiligen Versorgung und Temperaturen für LOX-, NG- und Filmkühlung definiert. Es gilt zu beachten, dass es sich bei den gegebenen Werten um Mittelwerte über den gesamten Zeitraum der grau hinterlegten Intervalle handelt. Die Bezeichnung des jeweiligen Lastpunkts setzt sich aus einer Zählvariablen und dem Aggregatzustand des Brennstoffs in der Versorgungsleitung, entweder gasförmig oder flüssig, zusammen. Eine Übersicht der akustischen Randbedingungen für diese Lastpunkte stellt Tabelle 6.2 zur Verfügung. Jener kann im LP [1,CNG] eine leichte Erhöhung der Eigenfrequenz in der Brennkammer für das Intervall mit intermittierenden Instabilitäten der 1L-Mode entnommen werden. Im Kontext der instabilen Lastpunkte liegt mit $12,7\,\%$ normiert auf den Brennkammerdruck für LP [1,LNG] die höchste akustische Amplitude vor.

Die Betriebsbedingungen lassen sich in überkritische (LP [1,CNG], LP [1,LNG] und LP [2,LNG]) sowie unterkritische (LP [3,LNG] und LP [4,LNG]) Lastpunkte bezogen auf den kritischen Druck des Sauerstoffs unterteilen.

Lastpunkt	[1,CNG]	[1,CNG]	[1,LNG]	[2,LNG]	[3,LNG]	[4,LNG]
1L-Frequenz [Hz]	1310	1340	815	806	920	830
Instabilität	✗	✓/✗	✓	✓	✓	✗
$\frac{\hat{p}'_{cc,1}}{P_{cc}}$ [%]	0,1	0,4	12,7	11,3	10,4	0,2

Tabelle 6.2: Akustische Randbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in BKN.

Während für LP [1,CNG] stabile und semi-stabile Intervalle existieren, sind LP [1,LNG] und LP [2,LNG] komplett instabil. LP [1,LNG] und LP [2,LNG] unterscheiden sich durch ein verschiedenes ROF, hierbei liegt LP [1,LNG] aber näher an den stöchiometrischen Bedingungen für LOX/CH_4. Von den beiden unterkritischen Lastpunkten ist jeweils einer instabil (LP [3,LNG]) und einer stabil (LP [4,LNG]).

6.1.2 Beschreibung der Flammencharakteristiken

Zunächst soll ein Blick auf die Aufnahmen der Flammenstrahlung im Bereich der ultravioletten und blauen Wellenlängen geworfen werden. Dabei sei angemerkt, dass alle Flammenvisualisierungen in Abbildung 6.2 bis 6.7 in der oberen Hälfte die OH*- und in der unteren Hälfte die CH*-Emissionen wiedergeben. Zur direkten Vergleichbarkeit entspricht der gewählte Flammenausschnitt der blauen Strahlung in der unteren Hälfte der Abbildung einem gespiegelten, aber identischen Flammenausschnitt der ultravioletten Strahlung in der oberen Hälfte. Für BKN Test 2 mit LP [1,CNG] wurden die Einstellungen des Bildverstärkers so gewählt, dass hohe Kontraste im injektornahen Bereich auftreten. Dies führte allerdings zu einer nahezu gleichförmigen Intensitätsverteilung weiter stromab.

Die Momentaufnahmen von allen fünf Lastpunkten in Abbildung 6.2 bieten einen Einblick in die turbulente Verbrennung und den dementsprechend hochturbulenten Charakter der Flamme. Die Aufnahmen, die während den thermoakustischen Instabilitäten der 1L-Mode angefertigt wurden, zeigen zudem eine signifikant kürzere Flamme im Vergleich zu den Aufnahmen stabiler Verbrennung. Dies veranschaulicht den massiven Einfluss des akustischen Felds auf die Flamme. Jene unterliegt abwechselnd einer Kompression und einer Streckung. In der Folge treten starke longitudinale Pulsationen auf, die ebenso in den Quetschungen und Separationen von großen Anteilen der Flamme im Bereich von 60 bis 90 mm stromab der Einspritzebene sichtbar werden. Abbildung 6.3 verdeutlicht diese Einwirkung des akustischen Felds auf die Flamme durch die Visualisierung der pulsierenden Bewegung als ei-

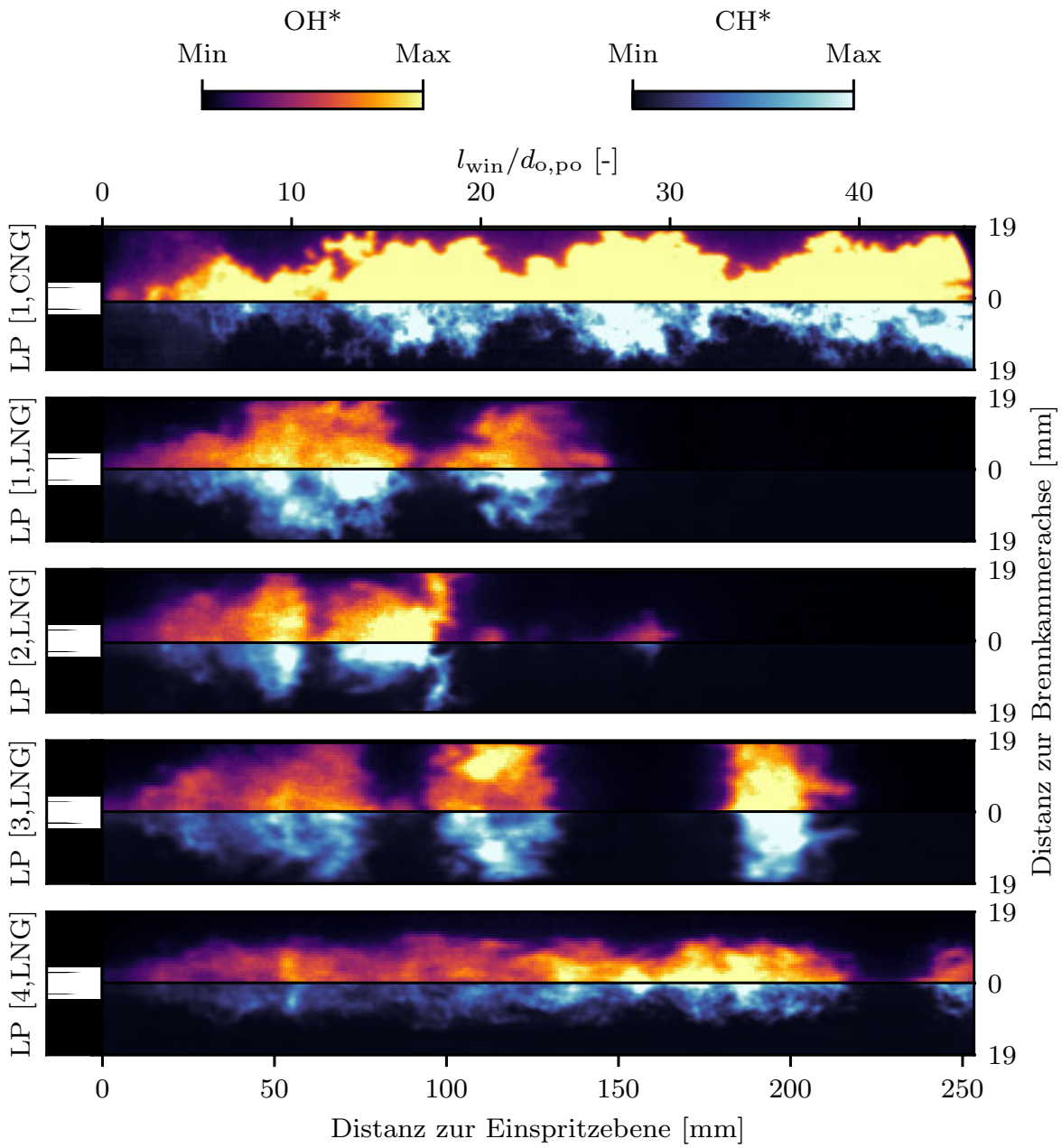


Abbildung 6.2: Momentaufnahmen der Flammenstrahlung (OH*/CH*) für alle fünf Lastpunkte aus den BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1.

ne Sequenz von Aufnahmen innerhalb einer akustischen Druckoszillation. Die Momentaufnahme zum Zeitpunkt t_0 zeigt den Zustand mit der höchsten Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Einspritzebene. Hier ist eindeutig zu sehen, wie die Flamme ungefähr 120 mm stromab der Einspritzebene separiert wird. Zum Zeitpunkt t_1 liegt das Druckmaximum an der stromaufwärtsseitigen Begrenzung der Brennkammer innerhalb der akustischen Periode vor und die Flamme befindet sich in ihrem kürzesten Zustand. Außerdem ist eine

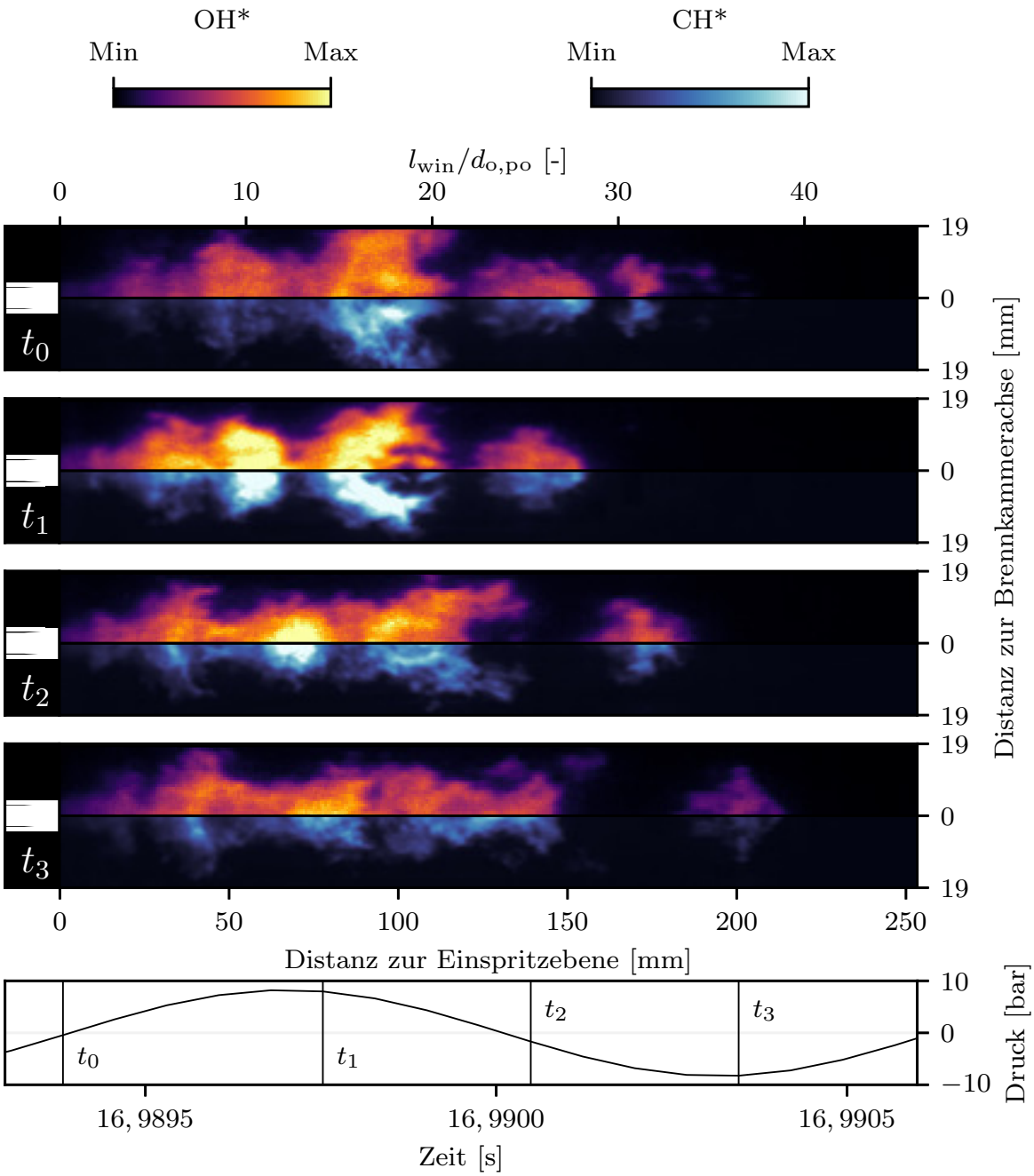


Abbildung 6.3: Momentaufnahmen der Flammenstrahlung (OH*/CH*) innerhalb eines Zyklus von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten aus LP [1,LNG] in BKN Test 15.

weitere Einschnürung ungefähr 70 mm stromab der Einspritzebene zu erkennen. Während des Zeitfensters t_2 mit der größten akustischen Geschwindigkeit in Richtung der Düse fängt die Flamme wieder an zu wachsen. Die Flammenlänge erreicht ihr Maximum zum Zeitpunkt t_3, wenn ein Druckminimum nahe der Einspritzebene vorliegt.

Ein weiteres Flammencharakteristikum, welches allerdings nur in den Tests

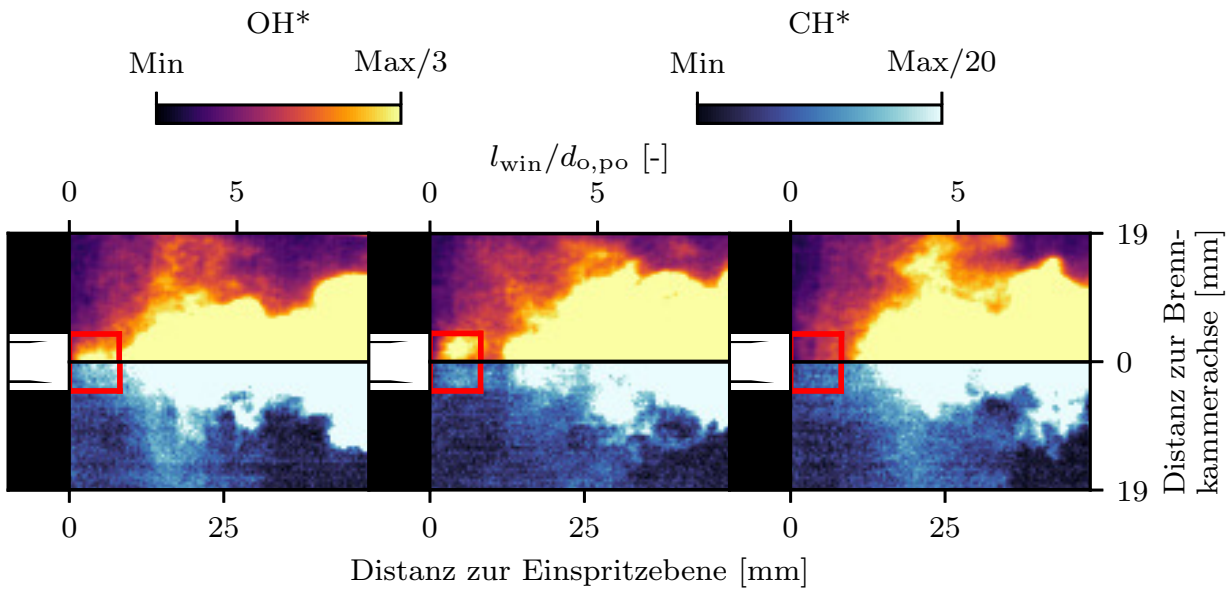
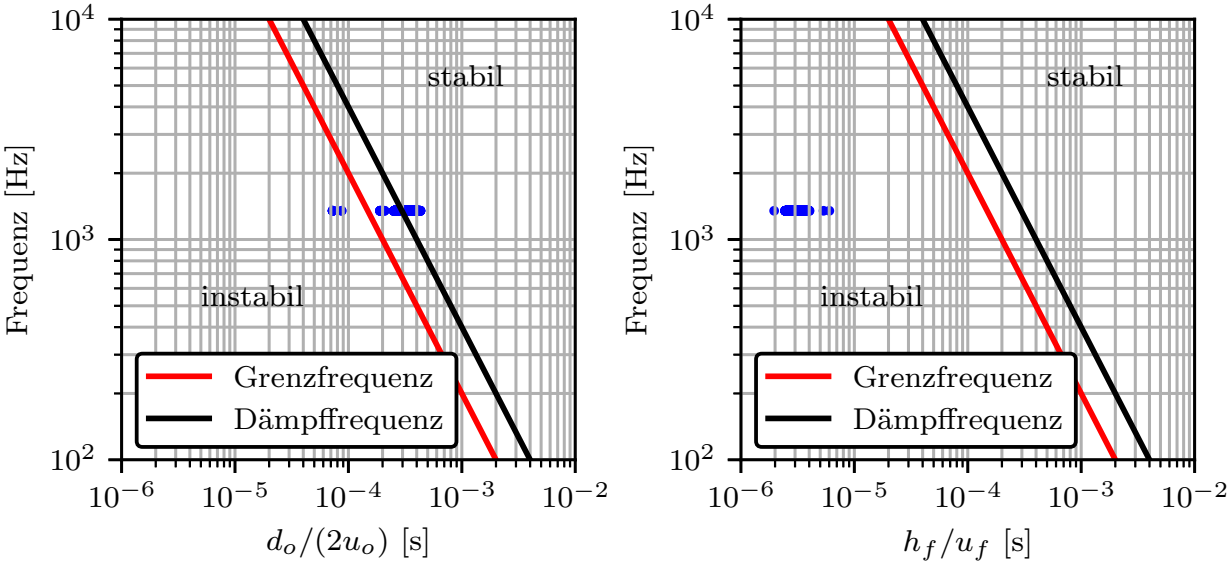


Abbildung 6.4: Detailabbildung von drei Momentaufnahmen der Flammenstrahlung (OH*/CH*) inklusive rot umrandeter ROI in BKN Test 2 während LP [1,CNG].

1 bis 3 beobachtet wurde, ist in Abbildung 6.4 illustriert. Jene zeigt einzelne Momentaufnahmen der OH*- und CH*-Strahlung während LP [1,CNG] in Test 2. Der linke injektornahe Ausschnitt zeigt hierbei eine kontinuierliche Präsenz von Strahlungsintensität zwischen Einspritzebene und Ende des Ausschnitts. Dies legt eine an der LOX-Post-Lippe ankernde Flamme nahe. Anders verhält es sich bei der Aufnahme in der Mitte. Dort sind kreisförmige Strukturen, möglicherweise Wirbel, an der Einspritzebene, gefolgt von einer kurzen Region ohne detektierte Flammenstrahlung stromauf der expandierenden Flamme, zu sehen. Im rechten Ausschnitt des injektornahen Bereichs ist keine Intensität in den ersten 12 mm stromab der Einspritzebene zu entdecken. Das Auftreten der Flammenabscherung stromab der Einspritzebene nur bei Konfigurationen ohne LNG-Beimischung und somit bei niedrigster Dichte des eingespritzten Brennstoffs suggeriert eine Beziehung zwischen Flammenstabilisierung und Injektionsgeschwindigkeit des Brennstoffs. Unterstützung für diese Hypothese liefert auch das Hewitt-Kriterium, welches als ein empirischer Indikator für die Nähe zur Flammenverlöschung verstanden wird. Abbildung 6.5 zeigt, dass die normierten Einspritzgeschwindigkeiten für den weniger flüchtigen Sauerstoff (Abbildung 6.5a) nahe, beziehungsweise für den Brennstoff (Abbildung 6.5b) jenseits der Stabilitätsgrenze im instabilen Bereich und damit nahe der Flammenverlöschungsgrenze liegen. Abbildung 6.6 gibt die Intensität im rot gekennzeichneten Bereich von Interesse (engl.: *Region of Interest*, ROI) aus Abbildung 6.4 mit der Standardabweichung des



(a) Oxidator (b) Brennstoff

Abbildung 6.5: Hewitt-Kriterium für die BKN Tests 1 bis 3.

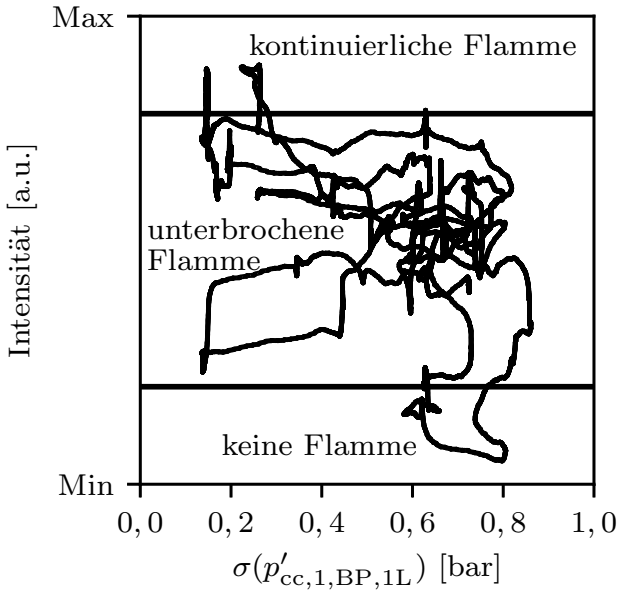


Abbildung 6.6: Beziehung zwischen der Intensität der CH*-Flammenstrahlung und der Amplitude der Druckoszillationen im injektornahen Bereich als Indikator für die Stabilität der Flammenankerung in BKN Test 2.

ersten akustischen Drucksensensors ($p'_{\mathrm{cc},1}$) stromab der Einspritzebene wieder. Der gleitende Mittelwert der Intensität wurde über eine Fensterlänge von 0,05 s und die entsprechende gleitende Standardabweichung über 0,1 s

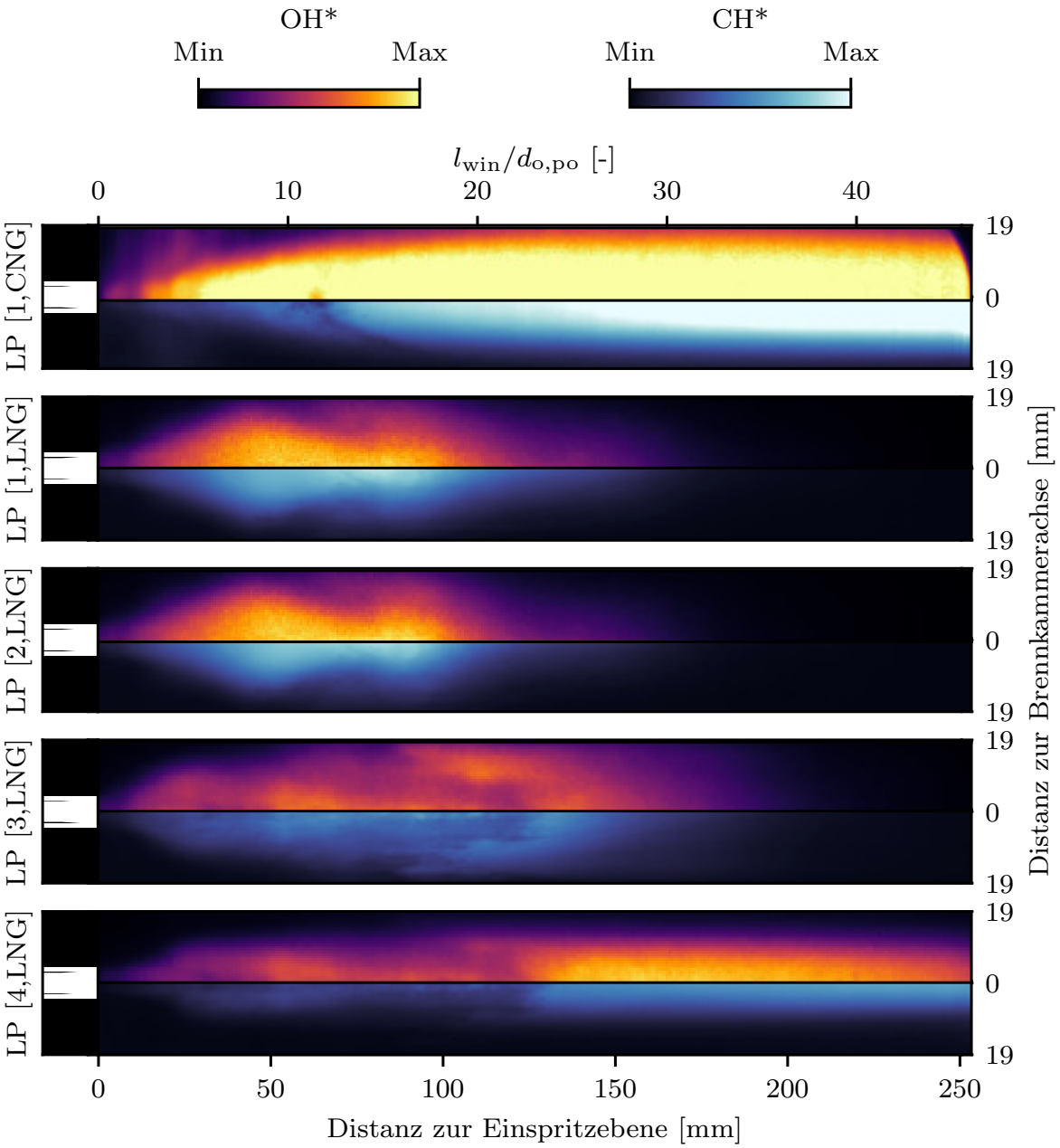


Abbildung 6.7: Gemittelte Aufnahmen der Flammenstrahlung (OH*/CH*) für die fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1.

berechnet. Da eine vorläufige Sichtung der Daten zudem einen Einfluss durch das Auftreten mehrerer Druckspitzen auf die Flammenankerung zeigte, wurde ein größeres Zeitfenster zur Berechnung der Standardabweichung gewählt. Im korrelierten Datensatz nähern drei Bereiche die jeweils verschiedenen Arten der Flammenankerung aus Abbildung 6.4 an. Hohe Mittelwerte der Intensität repräsentieren hier eine kontinuierliche Flammenstrahlung zwischen Einspritzebene und Ende des injektornahen Ausschnitts. Mittlere Werte stehen

stellvertretend für eine unterbrochene Intensitätsverteilung, niedrige Intensitätswerte bedeuten eine nicht detektierbare Flammenstrahlung in der ROI. Daraus ergeben sich zwei interessante Zusammenhänge. Zum einen sind einige Hysterese-Effekte zu erkennen, identifizierbar durch horizontale Linien mit nahezu konstanter Intensität über einen breiten Parameterraum von σ. Zum anderen ist eine unterbrochene Flamme bei erhöhten und keine detektierbare Flamme bei sehr hohen Standardabweichungen zu ermitteln. Dies erhärtet den Verdacht, dass die hohen Einspritzgeschwindigkeiten der Treibstoffe eine Rolle spielen, die sich laut Hewitt-Kriterium nahe der Grenze zur Flammenverlöschung befinden. Zusätzliche Geschwindigkeitsgradienten durch Schallschnellen können dann zu einer abgehobenen Flamme führen. Unterstützung für selbige These liefern ebenso *Large Eddy* Simulationen (LES) des REST-Injektorelements [128] und LES eben jenes Lastpunkts von BKN [199].

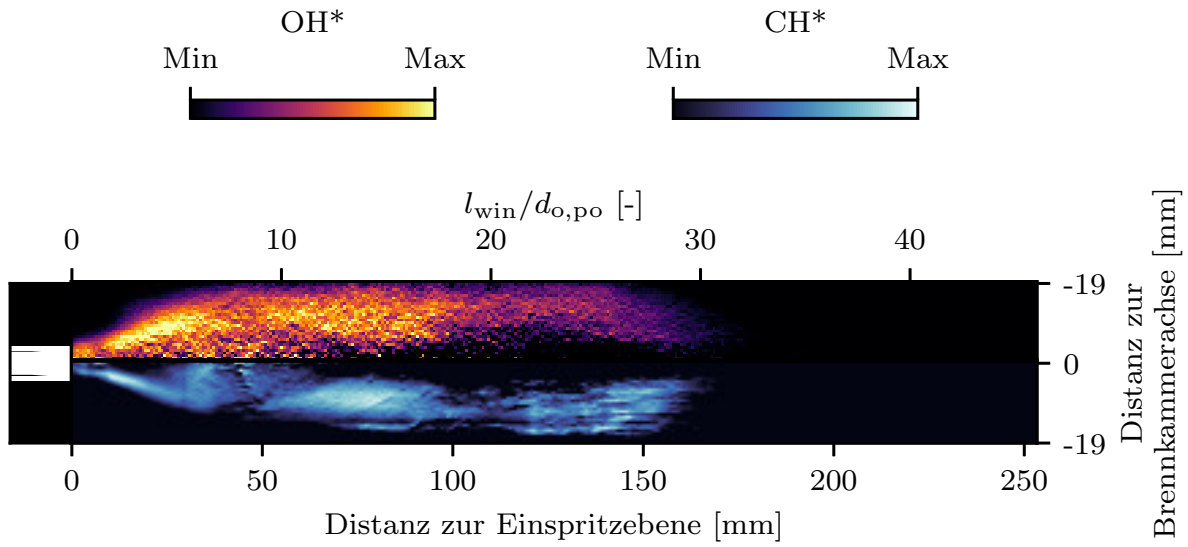


Abbildung 6.8: Abel-Inversion der gemittelten Flammenstrahlung (OH*/ CH*) von LP [1,LNG] in BKN Test 15.

Flammenstrahlungsbilder, welche über den kompletten Zeitraum der Lastpunkte gemittelt sind, werden in Abbildung 6.7 wiedergegeben. Im Vergleich zum semi-stabilen LP [1,CNG] und stabilen LP [4,LNG] zeigen auch dort die Mittelungen eine deutlich kürzere Flamme für die drei instabilen Lastpunkte (LP [1,LNG] bis LP [3,LNG]). Das mittlere Flammenbild für den instabilen unterkritischen LP [3,LNG] mit kleinerer Amplitude der Druckoszillationen wird jedoch durch eine marginal längere Flamme charakterisiert. Die gemittelten Bilder für LP [3,LNG] sowie LP [4,LNG] leiden unter Regionen geringerer Intensität innerhalb der Flamme zwischen 90 und 140 mm stromab der Einspritzebene. Ursächlich hierfür ist eine Rußablagerung auf

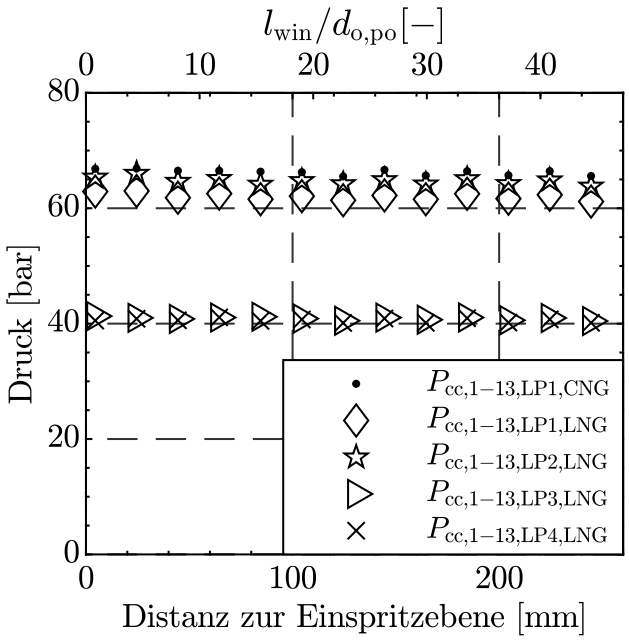
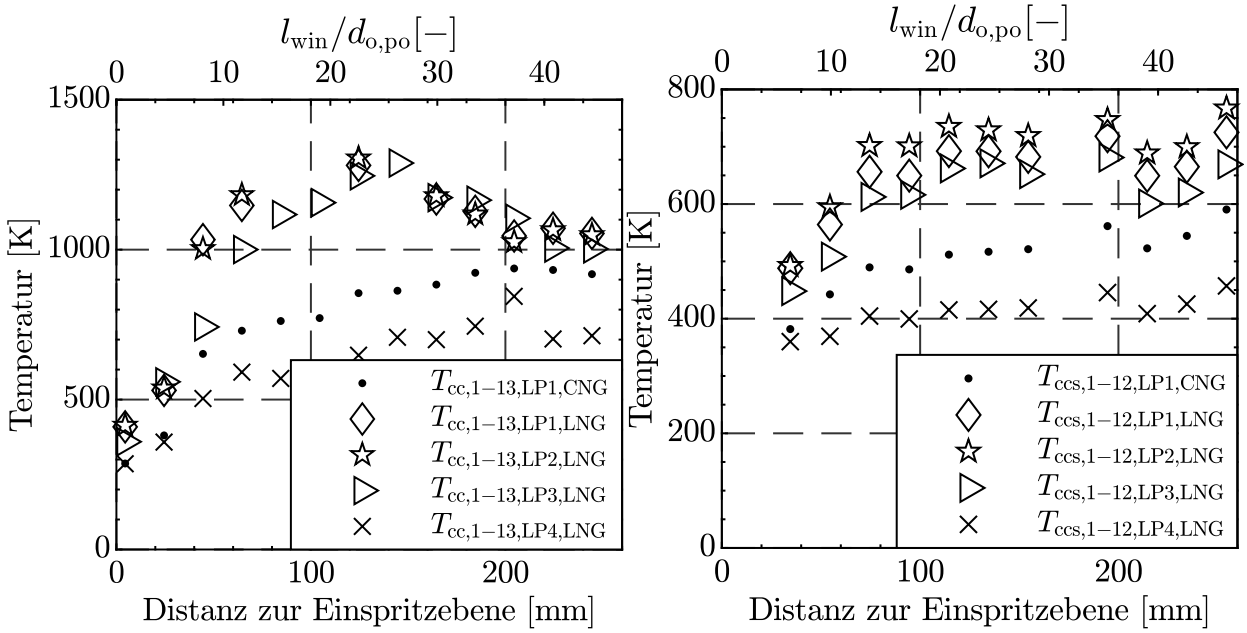


Abbildung 6.9: Axiale Druckprofile, jeweils gemittelt über den kompletten Zeitraum, der fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1.



(a) Heißgastemperatur (b) Wandtemperatur

Abbildung 6.10: Axiale Temperaturprofile der Heißgas- und Wand-Thermoelemente, jeweils gemittelt über den kompletten Zeitraum, der fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1.

der Innenseite des Fensters. Die CH*-Strahlung scheint von der erwähnten Ablagerung mehr beeinflusst zu werden als die OH*-Emissionen. Der Vergleich zwischen ultravioletter und blauer Strahlung unterstreicht außerdem die hohe Selbstabsorption der OH*-Strahlung. Die CH*-Intensität zeigt deutlich mehr Gradienten in Regionen mit existenter Flamme, während für die OH*-Emissionen nahezu identische Intensitäten innerhalb der Flammenregion vorliegen. Die Beobachtung jenes Verhaltens deckt sich mit dem Forschungsstand, dass die CH*-Emissionen einen aussagekräftigeren Indikator für die Sichtlinien integrierte Wärmefreisetzung darstellen. Berücksichtigung sollte dieses Wissen beispielsweise bei Entabelung der Flammenstrahlungsaufnahmen finden. Eine zylindrische Symmetrie der Sichtlinien integrierten Messung senkrecht zur Zylinderachse angenommen, wird die radiale Verteilung in einer Ebene durch die Zylinderachse rekonstruiert. Abbildung 6.8 stellt die Abel-Inversionen der gemittelten OH*-Strahlung und der gemittelten CH*-Strahlung von LP [1,LNG] aus Abbildung 6.7 gegenüber. Zur Entabelung wurde der Algorithmus von Hansen und Law [77, 78] eingesetzt. Während bei den CH*-Emissionen die primären Reaktionszonen durch eine hohe Strahlungsintensität zu identifizieren sind, resultiert die hohe Selbstabsorption der OH*-Strahlung in einer nicht eindeutig zu interpretierenden und zugleich sehr verrauschten Intensitätsverteilung.

Eine Erweiterung der Erkenntnisse aus den mittleren Flammenaufnahmen stellen die Randbedingungen aus der Brennkammer in Form von axialen Druck- (Abbildung 6.9), Heißgas- (Abbildung 6.10a) und Strukturtemperaturprofilen (Abbildung 6.10b) zur Verfügung. Der statische Druck innerhalb der Brennkammer zwischen 0 und 244,5 mm offenbart sich als nahezu konstant. Lediglich ein geringfügiges Absenken des Drucks in Annäherung an die Düse ist feststellbar, wie zu erwarten war beim Einsatz von Düsen mit hohem Kontraktionsverhältnis. Dort ist der Druckverlauf im zylindrischen Abschnitt der Brennkammer nahezu konstant und nimmt erst beim Durchströmen der Düse rapide ab. Anders verhält es sich mit der Heißgastemperatur, welche die adiabatische Wandtemperatur annähert. Während der initiale Temperaturanstieg der Heißgasströmung im injektornahen Bereich für alle Lastpunkte ähnlich ist, treten ab etwa 55 mm stromab der Einspritzebene klare Unterschiede auf. Die beiden (semi-)stabilen Lastpunkte (LP [1,CNG] und LP [4,LNG]) weisen einen kurzzeitig stagnierenden Temperaturanstieg in ungefähr 100 mm Distanz zum Injektor auf, der vermutlich auf eine Interaktion mit dem Filmkühl-Massenstrom zurückzuführen ist, bevor eine asymptotische Annäherung an den Maximalwert bei ungefähr 200 mm stattfindet. Für den überkritischen LP [1,CNG] liegt die maximale Temperatur zwischen 950 und 1000 K, für den unterkritischen LP [4,LNG] bei 750 bis 800 K. Beide Temperaturmaxima liegen aber erheblich unter den maximalen Temperaturen für die instabilen Lastpunkte (LP [1-3,LNG]) bei ungefähr 1300 K. Auch

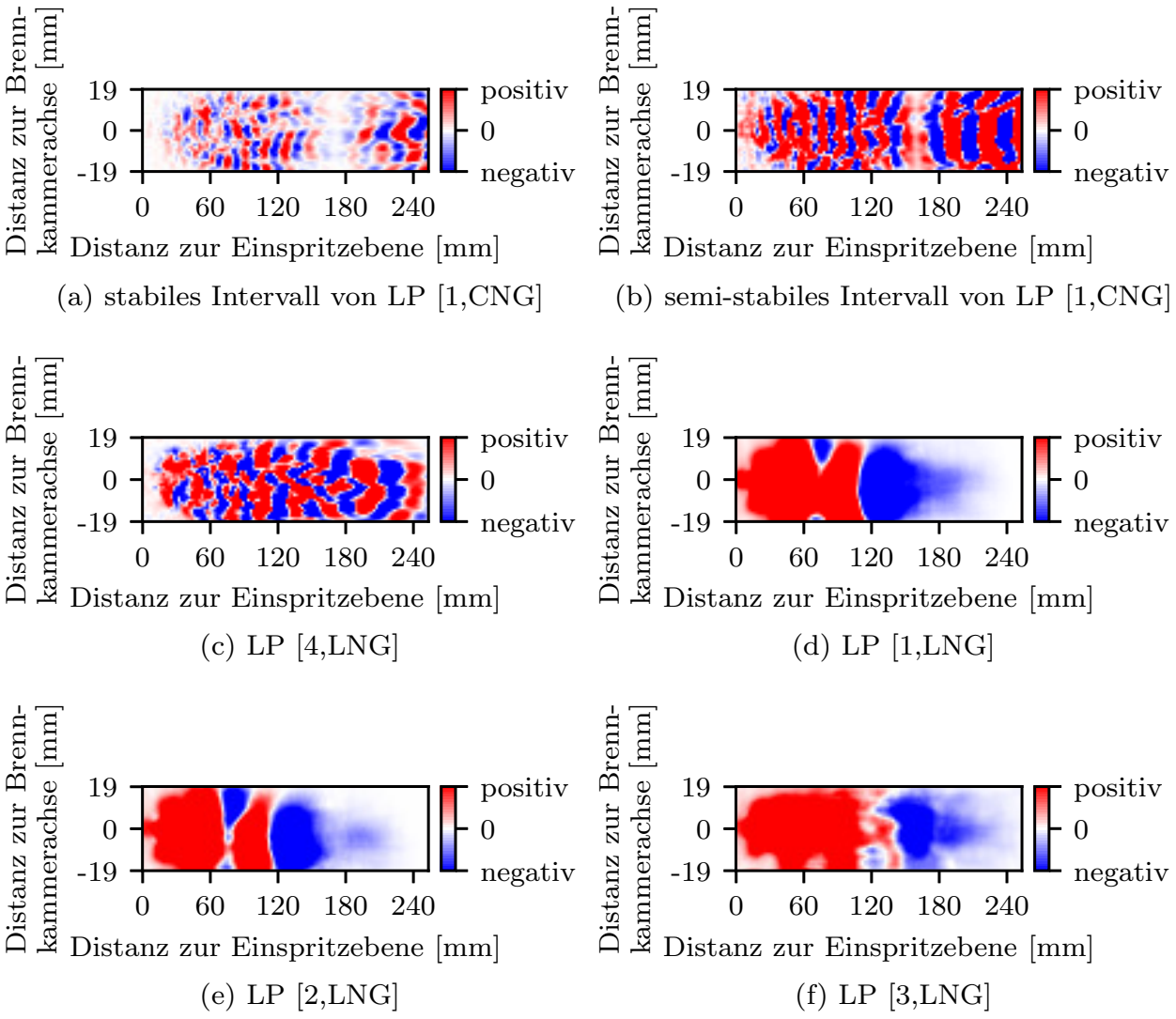
das axiale Temperaturprofil unterscheidet sich bei anhaltenden Instabilitäten signifikant. Hier erfolgt ein rascher Temperaturanstieg auf die Maximaltemperatur bei etwa 124,5 mm stromab der Einspritzebene für die überkritischen Lastpunkte sowie bei 144,5 mm ebendort für den unterkritischen Lastpunkt. Das spätere Erreichen der Maximaltemperatur deckt sich ebenfalls mit der beobachteten längeren Flamme aus Abbildung 6.7. Eine Auswirkung des höheren ROFs von LP [1,LNG] im Vergleich zu LP [2,LNG] auf die maximale Temperatur in der Brennkammer lässt sich nicht erkennen. Stromab der maximalen Heißgastemperatur nimmt die Temperatur der Flamme in den instabilen Fällen wieder ab. Das Stagnieren des Temperaturanstiegs für die stabilen Lastpunkte ist ebenso aus den Strukturtemperaturen ersichtlich. Die Messung der Wandtemperatur 1 mm vom Brennraum entfernt spiegelt zudem die deutlich höheren Temperaturen beim Auftreten von Instabilitäten wider. Ein Unterschied zeigt sich hingegen im Fehlen des monotonen Temperaturabfalls stromab der Flamme, ab etwa 150 mm Entfernung von der Einspritzebene.

6.1.3 Beschreibung der Flammenantwort

Ein sekundäres Kriterium für die Auwahl der fünf Lastpunkte stellte die Verfügbarkeit von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen dar, die aufgrund der hohen Bildraten pro Sekunde (FPS) eine gute Auflösung der zu erwartenden Dynamiken ermöglichen. Die Aufnahmeraten wurden für beide Kamerasysteme identisch gewählt und betrugen für LP [1,CNG] 20 kFPS, für LP [1,LNG] und LP [2,LNG] jeweils 13,5 kFPS sowie für LP [3,LNG] und LP [4,LNG] erneut 20 kFPS.

Eine Option zur Charakterisierung der Flammenantwort bei bestimmten Frequenzen liefert das Korrelieren in Form eines 2D-Rayleigh-Index. Abbildung 6.11 visualisiert die 2D-Rayleigh-Indizes der 1L-Frequenzen für alle fünf Lastpunkte basierend auf der Flammenstrahlung im blauen Bereich. Die CH*-Strahlung wurde hier zur Berechnung gewählt, da die vorliegende Literatur und die bereits vorgestellten Ergebnisse für diese Emissionen einen tieferen Einblick unter die die Flammenoberfläche in Aussicht stellen. Somit sind in der Betrachtung der CH*-Strahlung mehr Informationen über die Sichtlinien integrierte Wärmefreisetzungsrate enthalten. Im Rahmen der Rayleigh-Index-Verteilung markieren rote Bereiche eine gleichphasige Oszillation von Druck und Intensität, blaue Bereiche stehen stellvertretend für gegenphasige Dynamiken.

Abbildung 6.11a zeigt die Flammenantwort im Frequenzbereich der 1L-Mode für ein Intervall stabiler Verbrennung innerhalb von LP [1,CNG]. Hier sind abwechselnd kleine rote und blaue Strukturen sichtbar. Ein derartiges Muster beschreibt eine stromabwärtige Konvektion von kleinskaligen Turbulenzen auf der Flammenoberfläche. Der aufsummierte Rayleigh-Index über



(a) stabiles Intervall von LP [1,CNG]

(b) semi-stabiles Intervall von LP [1,CNG]

(c) LP [4,LNG]

(d) LP [1,LNG]

(e) LP [2,LNG]

(f) LP [3,LNG]

Abbildung 6.11: 2D-Rayleigh-Indizes der 1L-Mode für die fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1.

den gesamten optisch zugänglichen Bereich ist marginal positiv. Dementsprechend findet lediglich eine vernachlässigbare Interaktion zwischen akustischem Feld und Verbrennung statt. Dies trifft ebenfalls für das zweite Intervall von LP [1,CNG] mit kurzem Aufflammen von Instabilitäten innerhalb in Abbildung 6.11b zu. Allerdings ist dabei der integrale Rayleigh-Index leicht erhöht. Außerdem ist die Interaktion von Akustik und Verbrennung intensiviert, wie anhand der größeren roten Strukturen wahrnehmbar ist. Vor allem im injektornahen Bereich, bekannt für seinen hohen Einfluss auf die Stabilität bei Scher-Koaxial-Injektoren, findet positive Kopplung statt. Ein ähnliches, doch schwächeres Verhalten, das im injektornahen Bereich aber mehr jenem des stabilen Intervalls von LP [1,CNG] gleicht, ist für LP [4,LNG] der Abbildung 6.11c zu entnehmen. Ein deutlich differenzierteres Bild zeichnen die

drei instabilen Betriebsbedingungen LP [1,LNG] bis LP [3,LNG] in den Abbildungen 6.11d bis 6.11f. Zusätzlich zu einem hohen integralen Rayleigh-Index zeigt die Visualisierung der 2D-Verteilung eine positive Kopplung zwischen Verbrennung und Akustik über nahezu den gesamten Bereich der Flamme. Daraus kann abgeleitet werden, dass die Reaktionsraten für die Verbrennung von LOX/NG unter diesen Bedingungen eine positive Rückkopplungsschleife zwischen Druckoszillationen und Schwankung der Wärmefreisetzungsrate unterstützen sowie folglich ein Anwachsen der thermoakustischen Amplitude und deren Erhalt ermöglichen.

Lastpunkt	[1,CNG]	[1,CNG]	[1,LNG]	[2,LNG]	[3,LNG]	[4,LNG]
$RI_{\mathrm{CH}*}$ (0-60 mm, h_{win})	$9,7e^{-2}$	$6,4e^{-1}$	$4,6e^{3}$	$3,4e^{3}$	$2,1e^{3}$	$2,2e^{-1}$
$RI_{\mathrm{OH}*}$ (0-60 mm, h_{win})	$6,1e^{-2}$	$6,9e^{-1}$	$3,1e^{3}$	$2,3e^{3}$	$1,5e^{3}$	$2,7e^{-1}$

Tabelle 6.3: Integrale Rayleigh-Index-Werte für sechs Auswertungsintervalle innerhalb der fünf verschiedenen Lastpunkte in BKN.

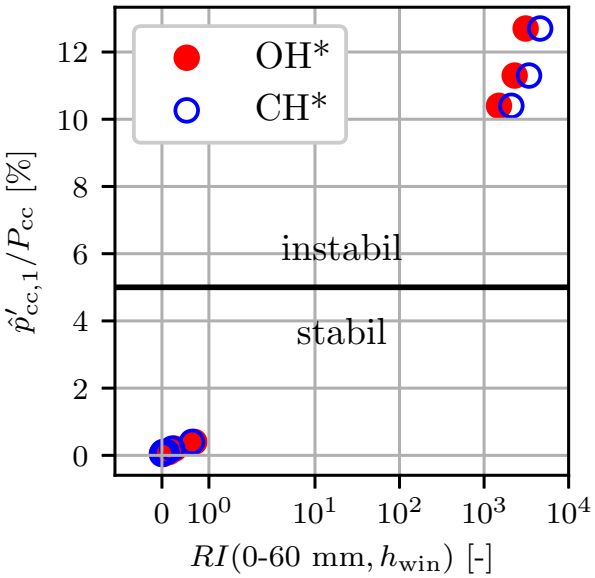


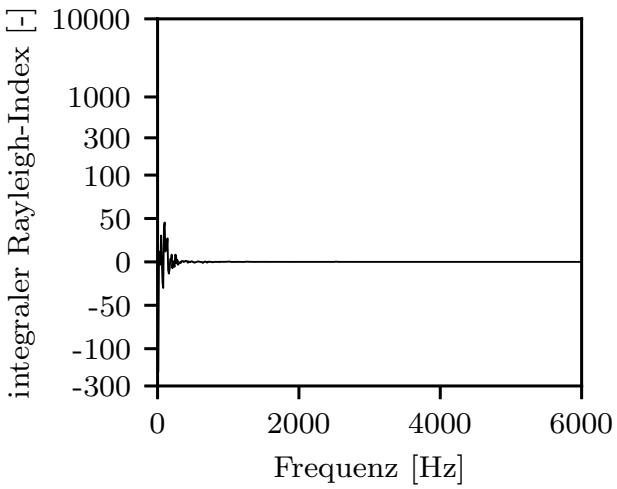
Abbildung 6.12: Korrelation der integralen Rayleigh-Indizes mit der akustischen Amplitude in BKN basierend auf den Werten aus Tabelle 6.3.

Tabelle 6.3 fasst die integralen Rayleigh-Indizes der ersten 60 mm stromab der Einspritzebene für alle vorgestellten Lastpunkte zusammen. Die Integration über lediglich die ersten 60 mm des Fensters stellt sicher, dass sich bis zur 3L-Mode keine akustische Knotenlinie innerhalb dieses Bereichs befindet.

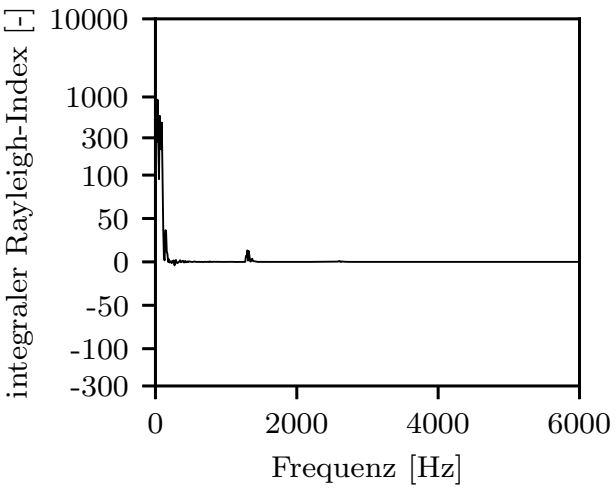
Im Vergleich mit den normalisierten akustischen Amplituden von $p'_{cc,1}$ aus Tabelle 6.2 spiegeln die integrierten Werte des 2D-Rayleigh-Index den thermoakustischen Zustand der Brennkammer adäquat wider. Hohe Werte gehen auch mit einer höheren normalisierten Amplitude der Druckoszillationen einher. Trotz der bereits besprochenen Unzulänglichkeiten der OH*-Strahlung als Indikator für die Wärmefreisetzung verhält sie sich bei diesem Anwendungsfall vergleichbar. Die Auswertung der 2D-Rayleigh-Indizes auf Basis der OH*-Strahlung ist Tabelle 6.3 und Abbildung 6.12 zu entnehmen. Hier zeigt sich eine Ähnlichkeit in der generellen Größenordnung der Antwort zwischen OH*- und CH*-Strahlung mit kleinen quantitativen Unterschieden.

Eine Auswertung des 2D-Rayleigh-Index für alle DMD-Moden, das heißt über den kompletten Frequenzbereich, erzeugt ein Rayleigh-Index-Spektrum. Abbildung 6.13 trägt den aufsummierten 2D-Rayleigh-Index über den kompletten optisch zugänglichen Bereich gegenüber der Frequenz auf. Die Ergebnisse sind, analog zur vorangegangenen Auswertung mit Fokus auf die 1L-Mode, wiederum konsistent. Die stabilen Lastpunkte in den Abbildungen 6.13a sowie 6.13c weisen nahezu keine Antwort der Flamme auf. Einige positive Werte können im niederfrequenten Bereich beobachtet werden, der durch breitbandiges Brennkammerrauschen dominiert wird. In Abbildung 6.13b, sprich während des Intervalls mit intermittierender Anregung der 1L-Mode innerhalb von LP [1,CNG], ist eine leicht positive Antwort nahe der 1L-Frequenz zu registrieren. Die Lastpunkte mit anhaltenden Instabilitäten zeigen dahingegen eine starke Antwort auf die Brennkammer-Eigenmoden. Während die Flamme bei den überkritischen Lastpunkten in den Abbildungen 6.13d und 6.13e nur positiv für die ersten beiden Eigenmoden antwortet, liegt für den unterkritischen Lastpunkt in Abbildung 6.13f eine positive Antwort für alle Eigenmoden vor. Eine potentielle Erklärung könnten die Unterschiede zwischen Atomisierung und Mischung der Treibstoffe bei unter- sowie überkritischen Bedingungen sein.

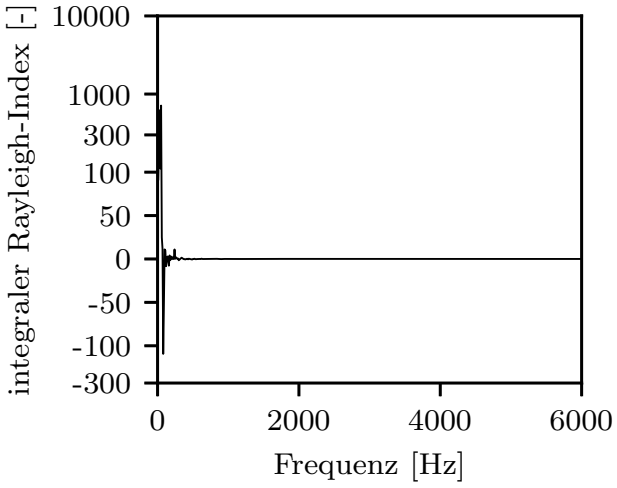
Eine weitere Option zur Bewertung der Flammenantwort liefern Flammentransferfunktionen, die eine Verbindung zwischen der integrierten Wärmefreisetzungsrate und den Druckschwingungen beziehungsweise der daraus resultierenden Oszillation des Geschwindigkeitsfelds herstellen. Bei dedizierten Versuchsaufbauten zur Bestimmung von FTFs wird typischerweise die Antwort der Wärmefreisetzungsrate auf eine Störung vermessen, die für verschiedene Frequenzen in das Treibstofffördersystem eingebracht wird. Ein derartiges Vorgehen ist bei dem hier vorliegenden Versuchsaufbau jedoch nicht umsetzbar. Daher wurde der erste akustische Drucksensor stromab der Einspritzebene zum Approximieren der Druckoszillationen, welche die eingespritzten Massenströme erfahren, herangezogen. Die Reduktion der Intensitätsschwankungen zu einem 1D-Signal erfolgte durch Mittelung der Intensität innerhalb einer ROI.



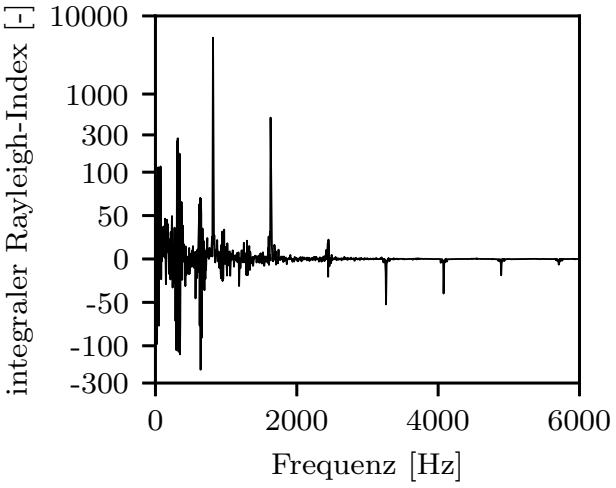
(a) stabiles Intervall von LP [1,CNG]



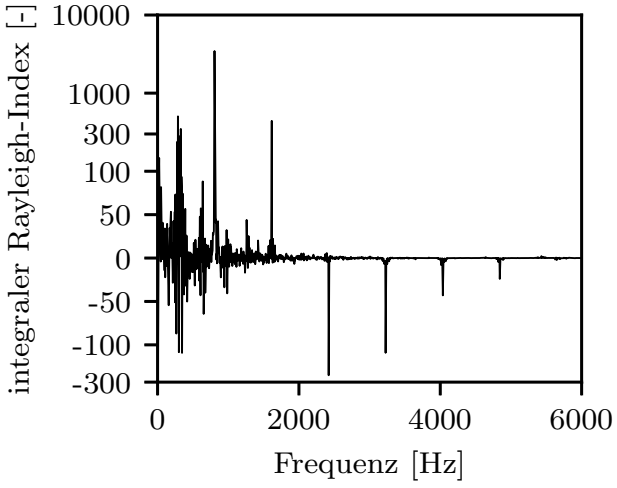
(b) semi-stabiles Intervall von LP [1,CNG]



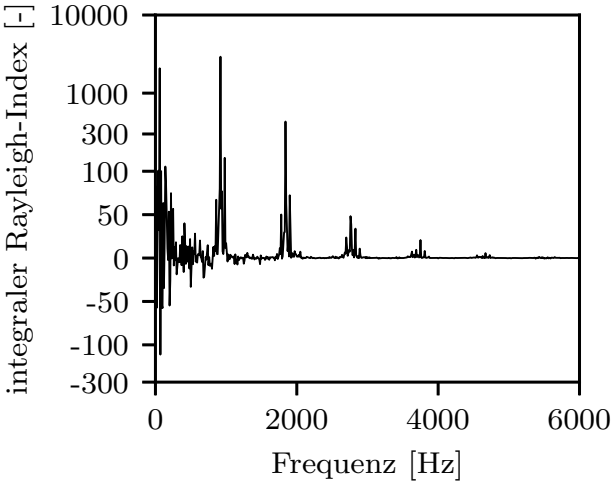
(c) LP [4,LNG]



(d) LP [1,LNG]



(e) LP [2,LNG]



(f) LP [3,LNG]

Abbildung 6.13: Integrale Rayleigh-Index-Spektren für die fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1. (Achtung: Die Y-Achse ist unterhalb absoluter Werte von 100 linear und logarithmisch oberhalb derselben.)

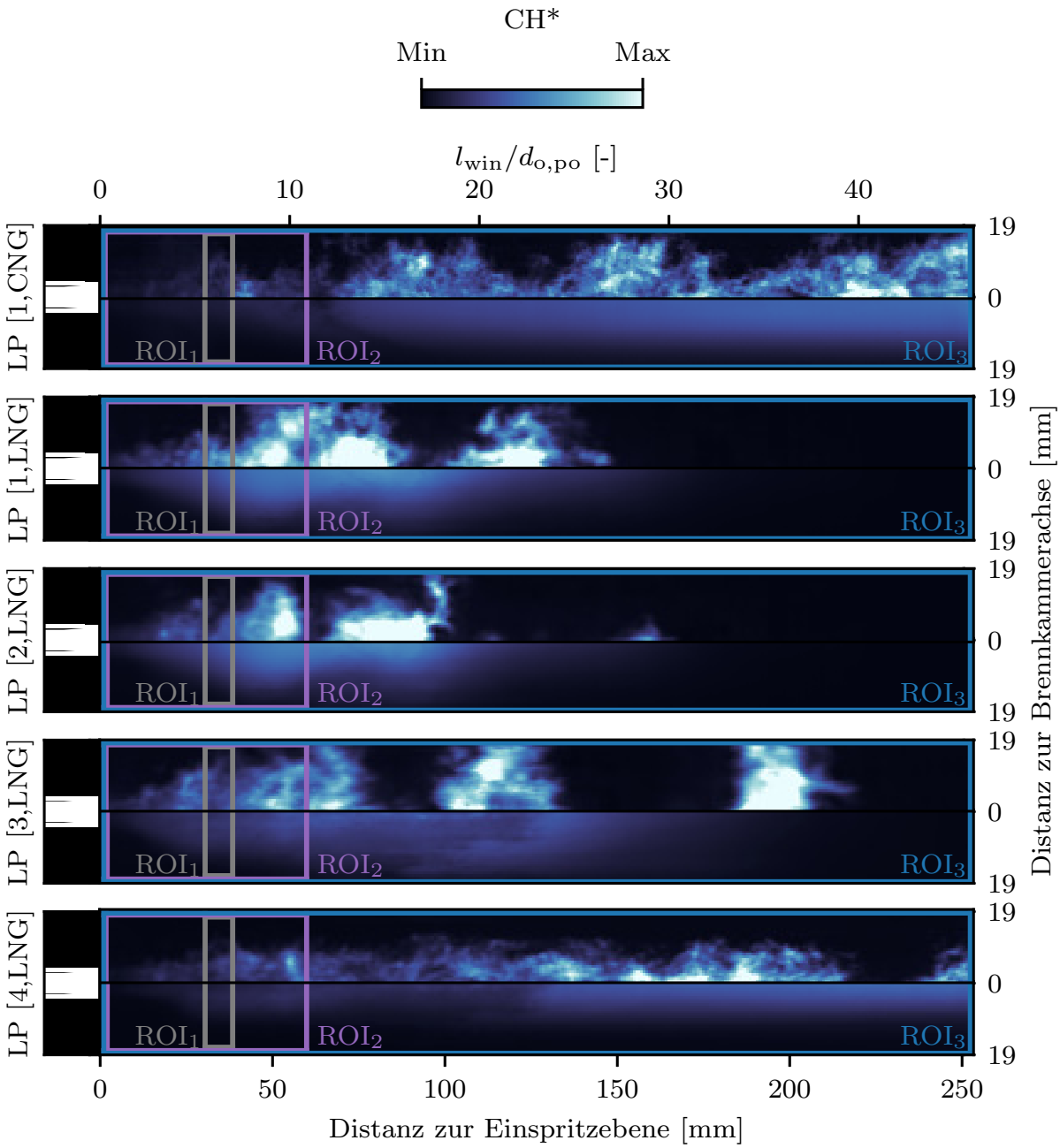
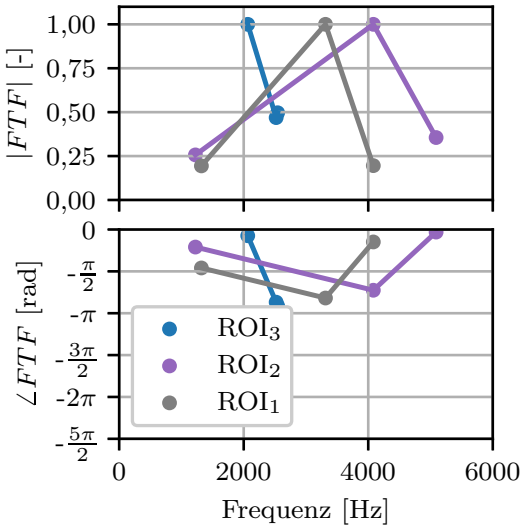
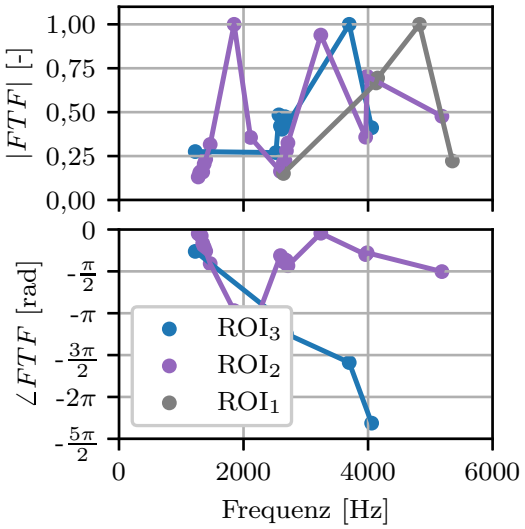


Abbildung 6.14: Drei verschiedene Bereiche zur räumlichen Mittelung der Flammenstrahlung für die FTF-Berechnung, gekennzeichnet durch farbige Rechtecke in den gemittelten Aufnahmen und Momentaufnahmen der CH*-Emissionen für die fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 aus Abbildung 6.1.

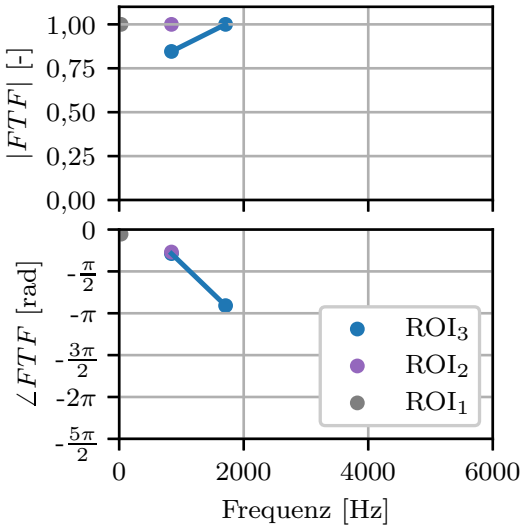
Die Auswertung der FTFs wurde für drei unterschiedliche ROIs durchgeführt. ROI_1 entspricht dabei der gemittelten Intensität in direkter Umgebung, ± 4 mm, zur Mittelachse von $p'_{cc,1}$. Während ROI_2 die ersten 60 mm stromab



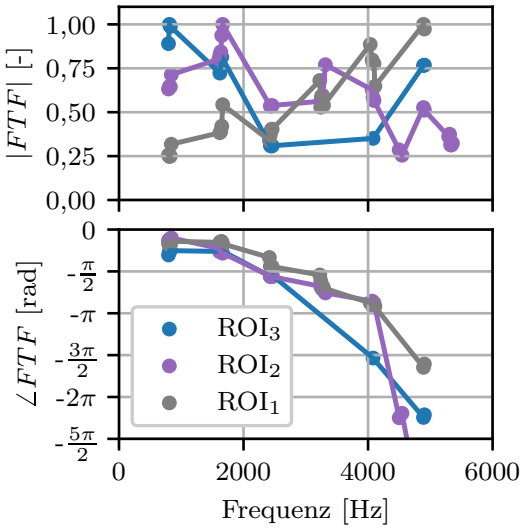
(a) stabiles Intervall von LP [1,CNG]



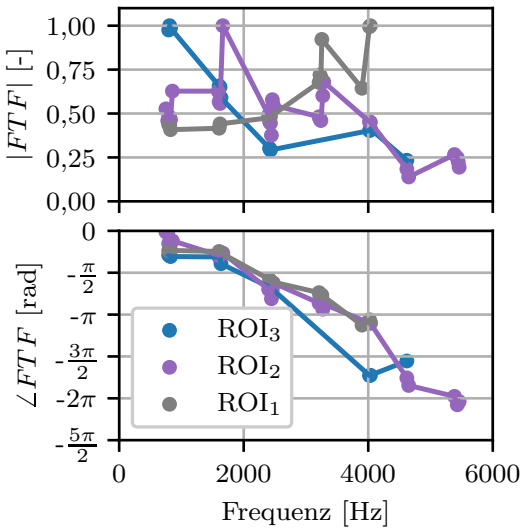
(b) semi-stabiles Intervall von LP [1,CNG]



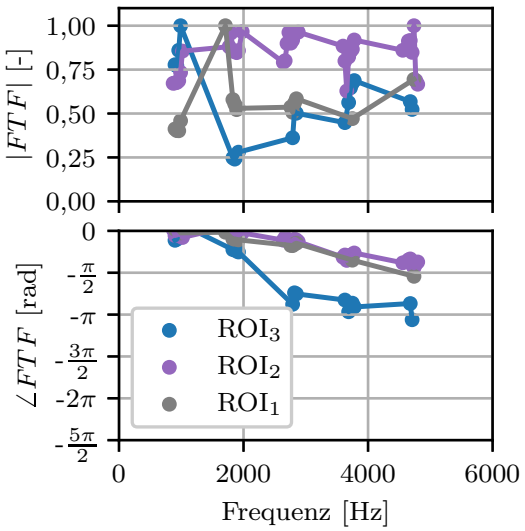
(c) LP [4,LNG]



(d) LP [1,LNG]



(e) LP [2,LNG]



(f) LP [3,LNG]

Abbildung 6.15: FTFs für die fünf Lastpunkte aus den drei BKN Tests 2, 12 und 15 in Abbildung 6.1.

der Einspritzebene abdeckt, analog zum integralen Rayleigh-Index aus Tabelle 6.3, umfasst ROI_3 den kompletten optisch zugänglichen Bereich. Abbildung 6.14 zeigt alle drei ROIs in den instantanen und gemittelten Aufnahmen für jeden Lastpunkt. ROI_1 wird dabei durch ein graues, ROI_2 durch ein violettes und ROI_3 durch ein blaues Rechteck repräsentiert. Die Verstärkung und Phasenverschiebung sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Angesichts einer nicht vorhandenen etablierten Proportionalität zwischen Sichtlinien integrierter Strahlung und Wärmefreisetzungsrate ist ein Vergleich absoluter Werte der Verstärkung für verschiedene Lastpunkte nicht möglich. Deshalb wurden die jeweiligen Werte mit der maximalen Verstärkung normalisiert. Negative Werte der Phasenverschiebung indizieren ein vorausgegangenes Drucksignal.

Die stabilen Lastpunkte zeigen nur wenige kohärente Signalanteile bei mehr oder weniger zufälligen Frequenzen. Dieses nicht eindeutig zu interpretierende Verhalten war allerdings aufgrund der Rayleigh-Index-Spektren bereits vorhersehbar. Anders sieht es dahingegen bei dem angeregten Intervall von LP [1,CNG] aus. Hier sind kohärente Druck- und Intensitätsoszillationen nahe der 1L-, 2L- und 3L-Mode für alle drei ROIs zu identifizieren. Dennoch ist die Entwicklung der Verstärkung im Vergleich zum entsprechenden Rayleigh-Index-Spektrum unerwartet. Laut selbigem wäre die höchste Verstärkung bei der 1L-Mode vorauszusehen. Eine denkbare Erklärung könnte die Verhinderung eines stationären thermoakustischen Zustands, im Sinne von Druckoszillationen sowie Schwankung der Wärmefreisetzungsrate, durch das nur kurzzeitige Aufflammen der 1L-Mode liefern. Die Entwicklung des Phasenunterschieds scheint für ROI_3 am passendsten zu sein, da ein konstanter Zeitverzug zwischen Akustik und Antwort der Flamme in einer linear ansteigenden Differenz resultiert. Ergebnisse im Einklang mit den Rayleigh-Index-Spektren liegen für LP [1,LNG] bis LP [3,LNG] vor. Zumindest für ROI_3 ist dort die Verstärkung der FTFs bei der 1L-Frequenz am höchsten. Auch die Phasenunterschiede stimmen mit den Beobachtungen aus den Rayleigh-Index-Spektren überein. Beispielhaft impliziert das Rayleigh-Index-Spektrum für LP [1,LNG], dass die Schwankungen für den akustischen Druck und die Wärmefreisetzungsrate im Bereich der 1L- und 2L-Mode in Phase, für die 3L-Mode um 90 ° phasenverschoben und für höhere Moden gegenphasig sind. Auch der Phasengang der entsprechenden FTFs unterstützt dieses Verhalten. Für die 1L- sowie 2L-Mode ist der Phasenunterschied weniger als 90 ° und somit positiv gekoppelt. Bei der 3L-Mode ist der Phasenverzug recht exakt 90 ° und damit weder gedämpft noch angeregt. Bei höheren Moden steigt der Phasenunterschied weiter an und ergibt eine negative Kopplung. Abschließend lässt sich eine limitierte Interpretierbarkeit der FTFs ohne explizite Anregung der injizierten Treibstoffe bei stabiler Verbrennung resümieren. Besonders die Genauigkeit der Phase ist bei einer moderaten Verstärkung sehr gering [45].

6.2 Dynamiken im Entstehungsprozess der Verbrennungsinstabilitäten

Während im letzten Abschnitt generelle und gemittelte Charakteristiken der Flamme für dezidierte Betriebsbedingungen im Vordergrund standen, soll in diesem Unterkapitel näher auf die Dynamiken im Entstehungsprozess der Instabilitäten eingegangen werden. Zu Beginn werden dabei die intermittierenden Instabilitäten charakterisiert. Anschließend erfolgt eine Besprechung potentieller Ursachen für die Entstehung dieser intermittierenden Instabilitäten und den Übergang zu anhaltenden Instabilitäten.

6.2.1 Charakterisierung intermittierender Instabilitäten

Die intermittierenden Instabilitäten zeichnen sich durch kurze Zeiträume stark oszillierender Verbrennung aus und sind, zum Beispiel im akustischen Drucksensorsignal der Test-Sequenz-Spektrogramme in Abbildung 6.1, durch Druckspitzen zu identifizieren. Präziser ausgedrückt handelt es sich dabei um einen momentanen Anstieg mit anschließendem Abfall des Brennkammerdrucks begleitet von hochfrequenten Druckoszillationen der 1L-Mode. Zur Detektion dieser kurzlebigen thermoakustischen Instabilitäten wurde ein Schwellwert basierter Algorithmus eingesetzt [139]. Insgesamt konnten so 865 kurze

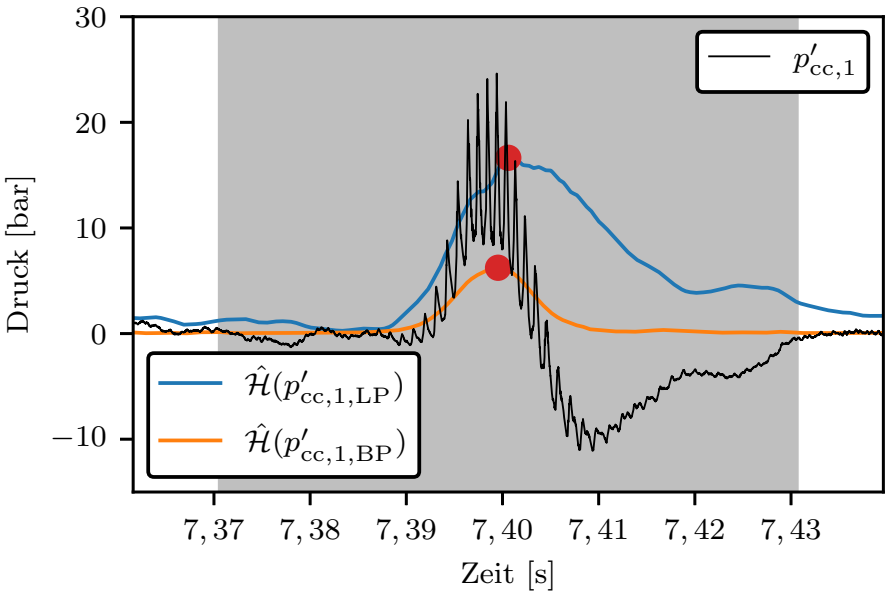
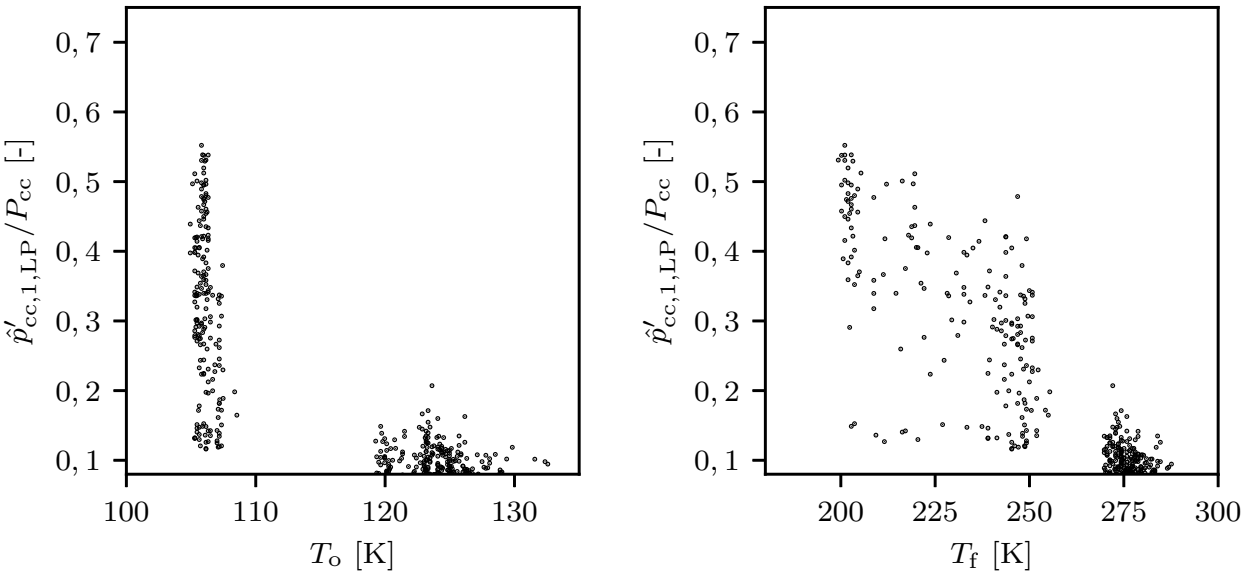


Abbildung 6.16: Beispiel einer kurzlebigen Instabilität in BKN Test 9 mit akustischem Drucksensorsignal $p'_{cc,1}$ und instantaner Amplitude des tief- und bandpassgefilterten Signals ($\widehat{\mathcal{H}}(p'_{cc,1,LP})/\widehat{\mathcal{H}}(p'_{cc,1,BP})$).

Instabilitätserscheinungen aus den Tests 1 bis 16 extrahiert werden, davon ist ein Exemplar beispielhaft in Abbildung 6.16 dargestellt. Hierbei symbolisiert die schwarze Linie das Rohsignal von $p'_{\mathrm{cc},1}$, die blaue Linie die instantane Amplitude basierend auf dem tiefpassgefilterten Signal (LP) und die orangefarbene Linie die Amplitude des bandpassgefilterten Signals (BP), welches den Frequenzbereich der 1L-Mode beinhaltet. Die instantane Amplitude wurde via der Hilbert-Transformation aus dem analytischen Signal berechnet. Die roten Punkte indizieren die Druckerhöhung durch eine derartige kurzlebige Instabilität, ergo die detektierten Amplitudenmaxima des LP- und BP-Signals.

In der Literatur wird die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten oftmals mit den Treibstofftemperaturen in Verbindung gebracht [92, 102, 231]. Dementsprechend soll zunächst ein Vergleich der Maximalamplitude mit den Treibstofftemperaturen stattfinden. Hierzu stehen eine Vielzahl von Einspritztemperaturen auf der Seite des Erdgases sowie zwei verschiedene Sauerstofftemperaturen zur Verfügung. Bei den Temperaturen handelt es sich um Mittelwerte der Intervalle geprägt durch intermittierende Instabilitäten, wie in Abbildung 6.16 exemplarisch grau hinterlegt.



(a) Druckerhöhung in Abhängigkeit der Sauerstofftemperatur

(b) Druckerhöhung in Abhängigkeit der Brennstofftemperatur

Abbildung 6.17: Druckerhöhungen im Brennraum durch kurzlebige Instabilitäten in Abhängigkeit der Injektionstemperatur für die Konfigurationen I und III in BKN.

Abbildung 6.17a trägt die Maximalamplitude der Druckspitzen gegenüber der Sauerstofftemperatur auf. Letzterer lässt sich entnehmen, dass bei niedrigeren Werten von T_{o} höhere Amplituden auftreten können. Eine mögliche Er-

klärung wäre die zusätzlich benötigte Energie, um den Sauerstoff zu verdampfen, und demnach ein längerer Flüssigsauerstoffkern. In der Literatur finden sich Berichte von Experimenten, bei denen ein längerer Flüssigsauerstoffkern die Gefahr des Eintretens von Verbrennungsinstabilitäten erhöhte [185]. Allerdings kann ebenso der gleiche Zusammenhang für T_f aus Abbildung 6.17b abgeleitet werden. Niedrigere Temperaturen bedingen eine höhere Dichte, die zu einer reduzierten Einspritzgeschwindigkeit führt. In der Konsequenz werden niedrigere Geschwindigkeits- und Impulsflussverhältnisse erzielt, welche wichtige Indikatoren für die Größe der Scherkräfte zwischen den beiden Treibstoffkomponenten darstellen. Dementsprechend resultieren niedrigere Erdgastemperaturen ebenfalls in einem verlängerten Flüssigsauerstoffkern.

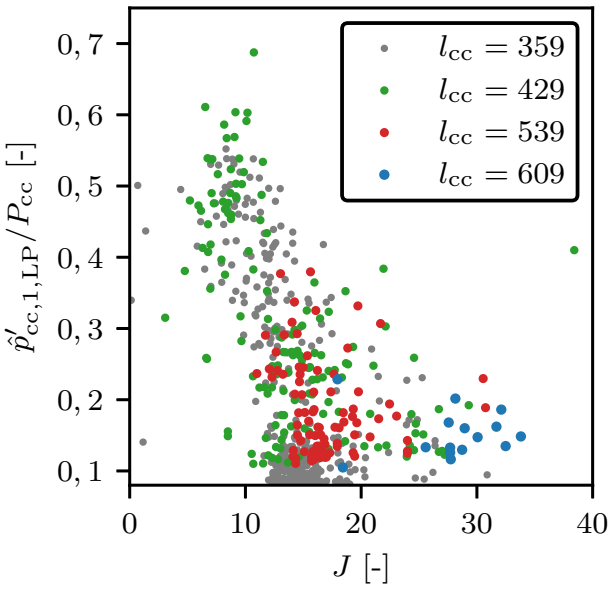


Abbildung 6.18: Druckerhöhung in der Brennkammer durch kurzlebige Instabilitäten in Abhängigkeit des Impulsflussverhältnisses in BKN, mit farblicher Sortierung nach Brennkammerlänge.

Der direkte Zusammenhang zwischen Impulsflussverhältnis und Druckerhöhung ist in Abbildung 6.18 gegeben. Hier zeigt sich ein Anwachsen der Maximalamplitude bei niedrigeren J-Zahlen unabhängig der Brennkammerlänge. Eine Absenkung des Impulsflussverhältnisses führt zu einer schlechteren Atomisierung und längeren Flamme. Letzterer wird eine Neigung zur Bildung großer Wirbel und somit lokaler Quellen erhöhter Wärmefreisetzung in Folge verbesserter Durchmischung zugesprochen [185]. Daher könnten niedrigere J-Zahlen zu Bedingungen führen, die stärkere Druckerhöhungen durch kurzweilige Instabilitäten aufgrund beschleunigter Verbrennung unterstützen.

Abbildung 6.19 präsentiert vier, über zwei akustische Zyklen gemittelte Aufnahmen der CH*-Strahlung während des Auftretens einer kurzlebigen In-

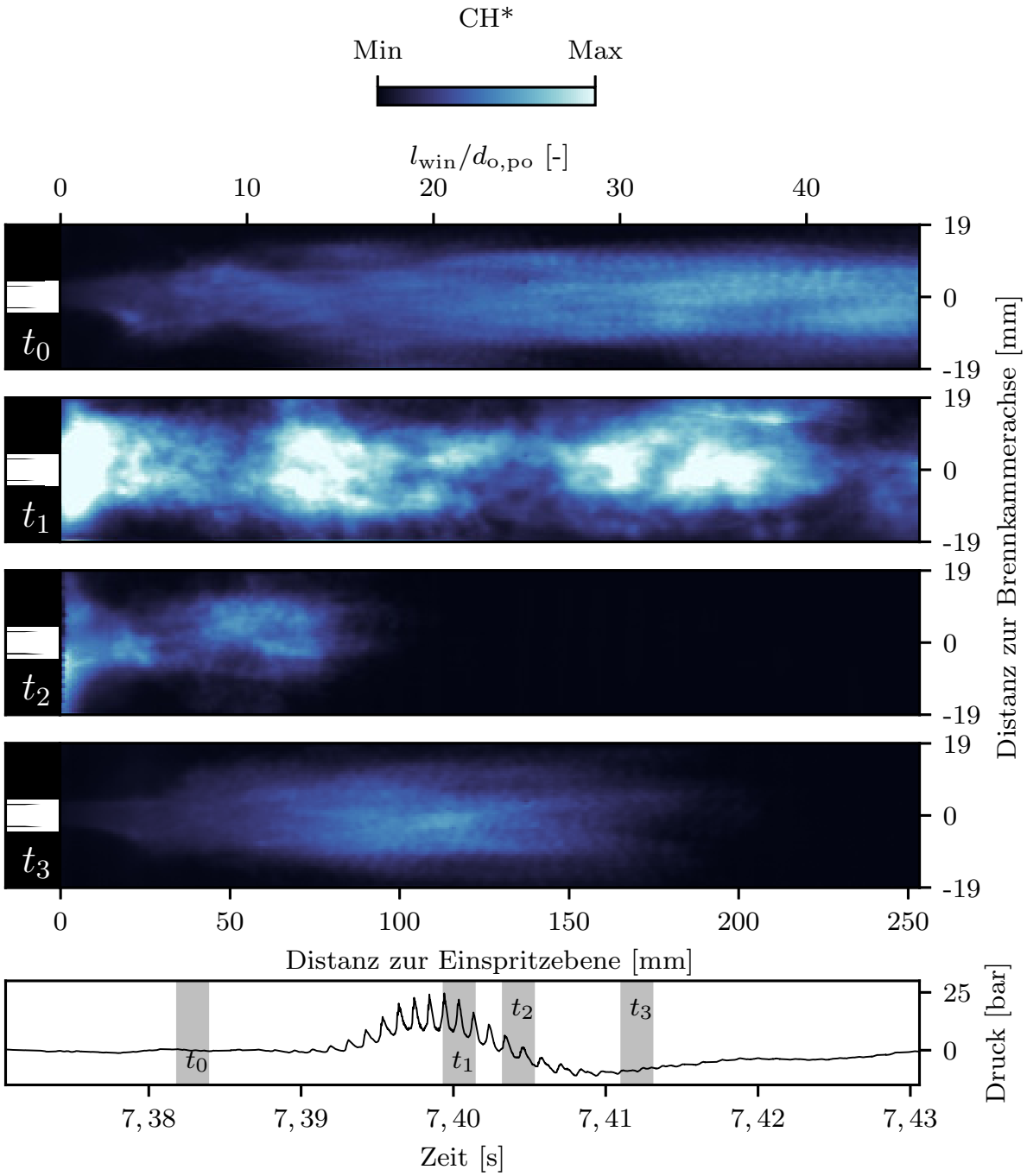
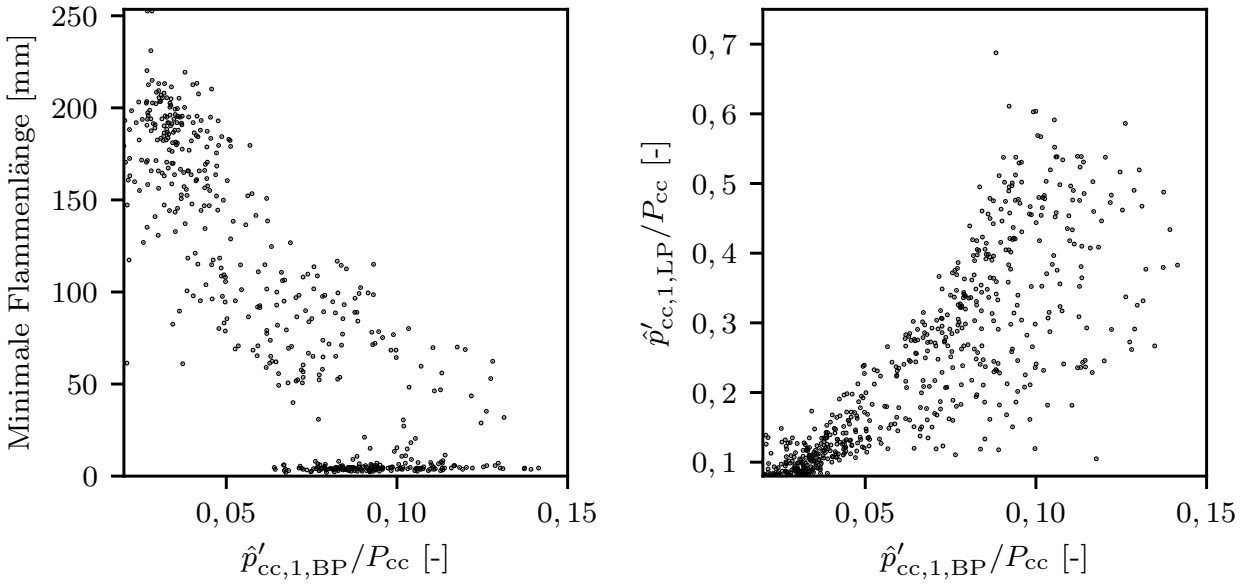


Abbildung 6.19: Gemittelte Bilder der CH*-Flammenstrahlung während vier verschiedenen Phasen einer kurzlebigen Instabilität in BKN Test 9.

stabilität in Test 9. Der Druckverlauf im unteren Teil der Abbildung gibt anhand des grauen Bereichs Auskunft über das Mittelungsintervall der Bilder. Es kann ein Auseinanderreißen der Flamme durch die starken Geschwindigkeitsgradienten beobachtet werden, welche aus den hohen Amplituden der thermoakustischen Instabilitäten resultieren. Gleichzeitig bewegt sich die Flamme



(a) Minimale Flammenlänge in Abhängigkeit der maximalen thermoakustischen Amplitude

(b) Maximale Druckerhöhung in Abhängigkeit der maximalen thermoakustischen Amplitude

Abbildung 6.20: Minimale Flammenlängen und maximale Druckerhöhungen im Brennraum durch kurzlebige Instabilitäten in Abhängigkeit der thermoakustischen Amplituden in BKN.

auch stromauf der ersten Knotenlinie, die für jene Konfiguration bei ungefähr 180 mm stromab der Einspitzebene liegt. Diese örtliche Limitation der Flamme wurde ebenso bereits aus den vorangegangenen Flammencharakterisierungen instabiler Betriebsbedingungen deutlich. Ferner kann eine durch die akustischen Störungen beschleunigte Durchmischung der Treibstoffe vermutet werden, die innerhalb von ungefähr 10 ms zu einer Verbrennung des Großteils der gegenwärtigen Treibstoffe in der Brennkammer führt. Die damit einhergehende Druckerhöhung in der Brennkammer stört das Einströmen neuer Treibstoffe. Dadurch liegt zum Zeitpunkt t_2 eine fast vollständig zur Einspritzebene hin zurückgezogene Flamme vor. Als Resultat fällt der Brennkammerdruck unter den zuvor stationären Wert und erlaubt eine Erholung der Injektormassenströme mit simultaner Wiederherstellung der stationären Bedingungen von Flamme sowie Brennkammerdruck.

Abbildung 6.20 zeigt die minimale Flammenlänge in Abhängigkeit der thermoakustischen Amplitude ebenso wie deren Beziehung zur Druckerhöhung bei kurzlebigen Instabilitäten. Auf Anhieb ist ersichtlich, dass die Flamme mit steigender thermoakustischer Amplitude eine proportionale Verkürzung erfährt, bis sie schließlich komplett kollabiert. Außerdem ist der Abbildung eine nahezu lineare Proportionalität zwischen der thermoakustischen Am-

plitude und der Druckerhöhung in der Brennkammer zu entnehmen. Beide Korrelationen unterstützen die These des beschleunigten Treibstoffverbrauchs durch thermoakustische Instabilitäten und der daraus resultierenden zeitweisen Druckerhöhung in der Brennkammer.

6.2.2 Besprechung potentieller Ursachen für die Entstehung der Instabilitäten

Nach der Charakterisierung der intermittierenden Instabilitäten ist weiterhin unklar, ob eine temporäre Änderung der Randbedingungen in der Brennkammer durch die Druckerhöhung zum Anwachsen der thermoakustischen Instabilitäten führt oder ob ganz im Gegenteil die thermoakustischen Instabilitäten ursächlich für die Druckerhöhung in der Brennkammer sind.

Abbildung 6.21 visualisiert erneut die Detailaufnahme einer Druckerhöhung während kurzzeitiger thermoakustischer Instabilitäten. In der vorliegenden

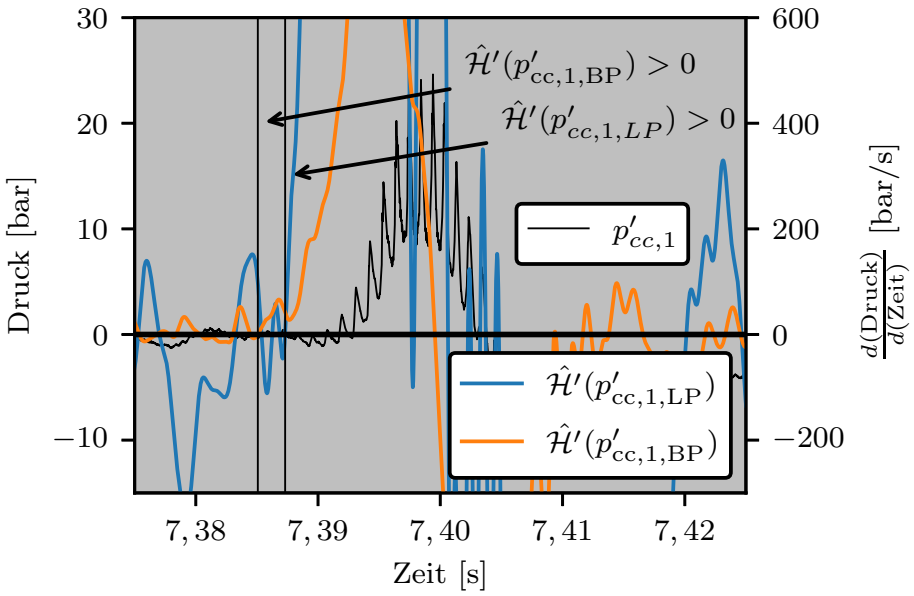
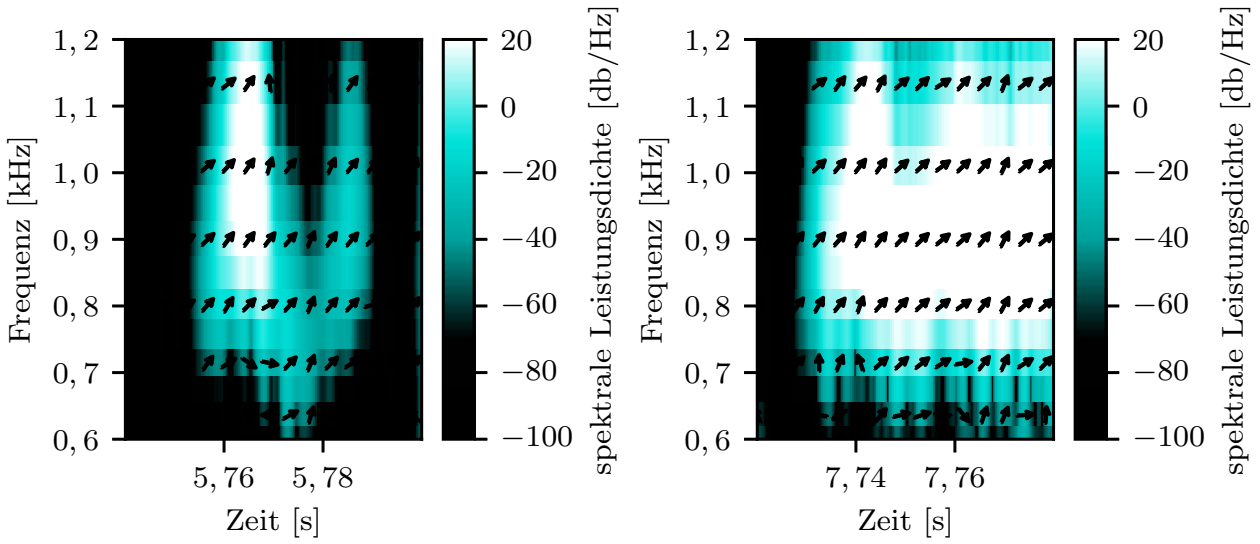


Abbildung 6.21: Beispiel der kurzlebigen Instabilität in BKN Test 9 aus Abbildung 6.16 mit akustischem Drucksensorsignal $p'_{\text{cc},1}$ und Ableitungen der instantanen Amplitude des tief-/bandpassgefilterten Signals ($\widehat{\mathcal{H}'}(p'_{\text{cc},1,\text{LP}})/\widehat{\mathcal{H}'}(p'_{\text{cc},1,\text{BP}})$).

Ausführung repräsentieren die blaue und orangefarbene Linie allerdings die erste Ableitung des tiefpass- beziehungsweise bandpassgefilterten Signals, um einen tieferen Einblick in die zugrunde liegende Kausalität zu erlangen. Der Entwicklung dieser Linien ist zu entnehmen, dass zuerst das bandpassgefilterte Signal einen konsistent positiven Wert einnimmt und Wachstum erfährt, bevor das tiefpassgefilterte Signal etwa 0,025 s später die gleiche Entwicklung



(a) Kurzlebige Instabilität bei $J = 21,7$ (b) Kurzlebige Instabilität bei $J = 14,7$

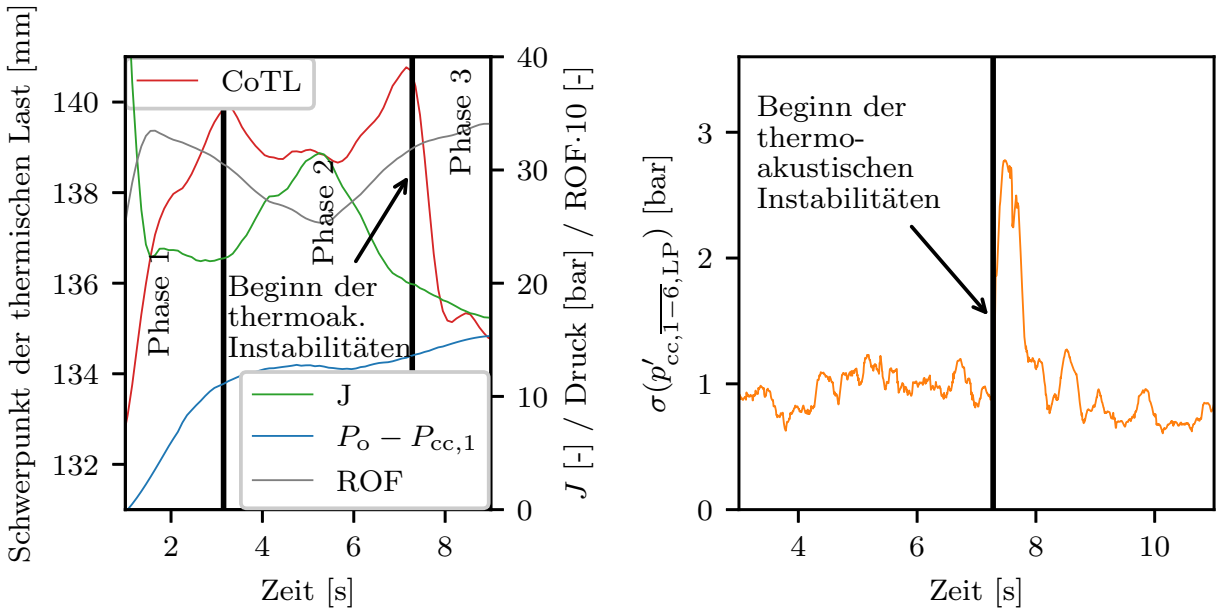
Abbildung 6.22: Kreuz-Wavelet-Transformation des akustischen Drucksensorsignals mit der Intensitätsschwankung der CH*-Flammenstrahlung von zwei kurzlebigen Instabilitäten in BKN Test 9. (Pfeil-Konvention: Norden → gleichphasig, Süden → gegenphasig, Osten → $p'_{\mathrm{cc},1}$ vorangehend, Westen → $p'_{\mathrm{cc},1}$ nachgehend)

durchläuft. Somit stellen sich die hochfrequenten Instabilitäten mit dem einhergehenden beschleunigten Treibstoffverbrauch als ursächlich für die Druckerhöhung in der Brennkammer heraus.

Dennoch bleibt die Frage nach dem Grund für die Entstehung der thermoakustischen Instabilitäten zunächst unbeantwortet. Triviale Antworten werden oft in veränderten Betriebsbedingungen der Brennkammer gesucht. Abbildung 6.1 offenbart ein anfängliches Aufleben der unregelmäßig, fast stochastisch anmutenden Erscheinungen dieser kurzzeitigen Instabilitäten in einer Phase der transienten Änderung der Betriebsbedingungen. Insbesondere das ROF steigt kontinuierlich an. Allerdings kann eine erhöhte Leistungsdichte durch das Anheben des ROFs hier keine befriedigende Antwort liefern, da im speziellen experimentellen Aufbau mit BKN die globale Wärmefreisetzungsrate durch die zusätzliche Einspritzung des Filmkühlmassenstroms nahezu konstant bleibt. Im Allgemeinen treten diese intermittierenden Instabilitäten bei einem breiten Spektrum an Betriebsbedingungen auf. Dementsprechend erscheint eine modulierte Flammenantwort durch die veränderten Betriebsbedingungen ebenso unzureichend, um eine umfassende Antwort liefern zu können. Beispielhaft zeigt Abbildung 6.22 den Phasenunterschied zwischen akustischem Druck und CH*-Strahlung, gemittelt über die ersten 60 mm

des optisch zugänglichen Bereichs, für zwei verschiedene Betriebsbedingungen beziehungsweise Impulsflussverhältnisse. Eine konstante Phasenbeziehung ist dort trotz unterschiedlicher Betriebsbedingungen auszumachen.

Es besteht zwar kein direkter Zusammenhang mit der Flammenantwort, dennoch können andere Schlüsse aus den Starttransienten gezogen werden. Abbildung 6.23a zeigt in Test 13 den zeitlichen Verlauf des Injektordruckverlusts über den LOX-Injektor, das Impulsflussverhältnis, das ROF und den axialen Schwerpunkt der thermischen Last, welcher aus den 13 Heißgas-Thermoelementen berechnet wird. Es sei jedoch anzumerken, dass die Starttransienten für alle 16 Testläufe mit BKN nahezu identisch sind. Hier in Test



(a) Thermaler Schwerpunkt (CoTL) mit Impulsflussverhältnis, Injektordruckverlust und ROF

(b) Niveau des Verbrennungsrauschens

Abbildung 6.23: Zeitlicher Verlauf des Niveaus des Verbrennungsrauschens und des thermalen Schwerpunkts in Abhängigkeit des Impulsflussverhältnisses, LOX-Injektordruckverlusts sowie ROFs während der Starttransiente in BKN Test 13.

13 können zwei elementare Einflussfaktoren auf den Schwerpunkt der thermischen Last beobachtet werden. In der ersten Phase der Starttransiente bestimmt der LOX-Injektordruckverlust (blau) und somit der eingespritzte Massenstrom beziehungsweise der Impuls des injizierten LOX den Schwerpunkt der thermischen Last (rot). Mit ansteigendem Druckverlust wandert jener weiter stromab. In der nächsten Phase mit relativ konstantem Druckverlust übernimmt das Impulsflussverhältnis (grün), das durch die Zumischung von LNG variiert wird. Zuerst steigt dabei die J-Zahl an, fällt dann aber im Zu-

ge der ROF-Erhöhung (grau) durch die Drosselung des CNG-Massenstroms wieder ab. Die Flammenlänge erfährt währenddessen eine exakt gegenläufige Entwicklung. Schließlich findet in der dritten Phase der Übergang zu den anhaltenden thermoakustischen Instabilitäten statt und der Schwerpunkt der thermischen Last wandert drastisch stromauf.

Im vorherigen Abschnitt wurde bereits die Bildung größerer Wirbel resultierend in lokal intensivierter Verbrennung und einem generellen Anstieg des breitbandigen Rauschniveaus bei längeren Flammen diskutiert. Nach Dranovsky [44] ist die Schwankung des Rauschniveaus ein entscheidender Parameter beim Übergang zu Instabilitäten, insofern das thermoakustische System nahe der Stabilitätsgrenze betrieben wird. Analog betrachteten auch Jegadeesan et al. [101] das Rauschen als einen wichtigen Parameter für die Initiierung von Instabilitäten und befanden weiter, dass mit steigender Amplitude des Rauschens die Wahrscheinlichkeit eines Anfachens von Instabilitäten erhöht wird. Abbildung 6.23b zeigt eine zeitlich gleitende, aber räumlich über alle sechs tiefpassgefilterten Drucksensorsignale gemittelte Standardabweichung als Schätzung für das Niveau des Verbrennungsrauschens in Test 13. Durch die Tiefpassfilterung sind die Signalanteile der thermoakustischen Instabilitäten exkludiert. Die Standardabweichung wurde hierbei über ein Zeitfenster von 0,3 s berechnet. Die Zumischung des LNG bei 3,5 s bewirkt eine kurzzeitige Abnahme des Rauschniveaus. Durch die anschließende Drosselung des CNG, die Reduzierung der J-Zahl und das Anwachsen der Flammenlänge steigt das Niveau des Verbrennungsrauschens ab ungefähr 4,5 s erneut an. Etwa zum gleichen Zeitpunkt treten in nahezu allen Tests die ersten kurzlebigen Instabilitäten auf. Mit Änderung der Betriebsbedingungen nimmt die Schwankung des Rauschens ab circa 6,5 s ein weiteres Mal geringfügig zu. Bei ungenügender Stabilitätsreserve des Systems und ausreichender Amplitude des Verbrennungsrauschens erhöht sich mit der Verweildauer in diesem Zustand die Wahrscheinlichkeit des Einsetzens von anhaltenden Instabilitäten [44]. Bei etwa 7,28 s findet der Übergang des thermoakustischen Systems in den Zustand anhaltender Verbrennungsinstabilitäten statt.

Nair et al. [152, 154] sehen vor allem hydrodynamische Effekte als einen wichtigen Faktor bei der Entwicklung von thermoakustischen Instabilitäten in einem bistabilen thermoakustischen System nahe der Stabilitätsgrenze. Abbildung 6.24 gibt auf der linken Seite erneut das Spektrogramm der akustischen Daten von Test 12 wieder, jedoch diesmal begrenzt auf das Zeitfenster mit verfügbaren optischen Daten. Auf der rechten Seite befindet sich ein aus diesen optischen Daten generiertes Spektrogramm. Es wurde mittels der Gabor-gefilterten DMD bei einer Fensterlänge von 500 Aufnahmen der CH*-Strahlung erzeugt. Innerhalb dieses Intervalls wurden drei kurzlebige Erscheinungen von thermoakustischen Instabilitäten bei zwei unterschiedlichen Betriebsbedingungen aufgenommen. Während bei der ersten Instanz eine J-Zahl

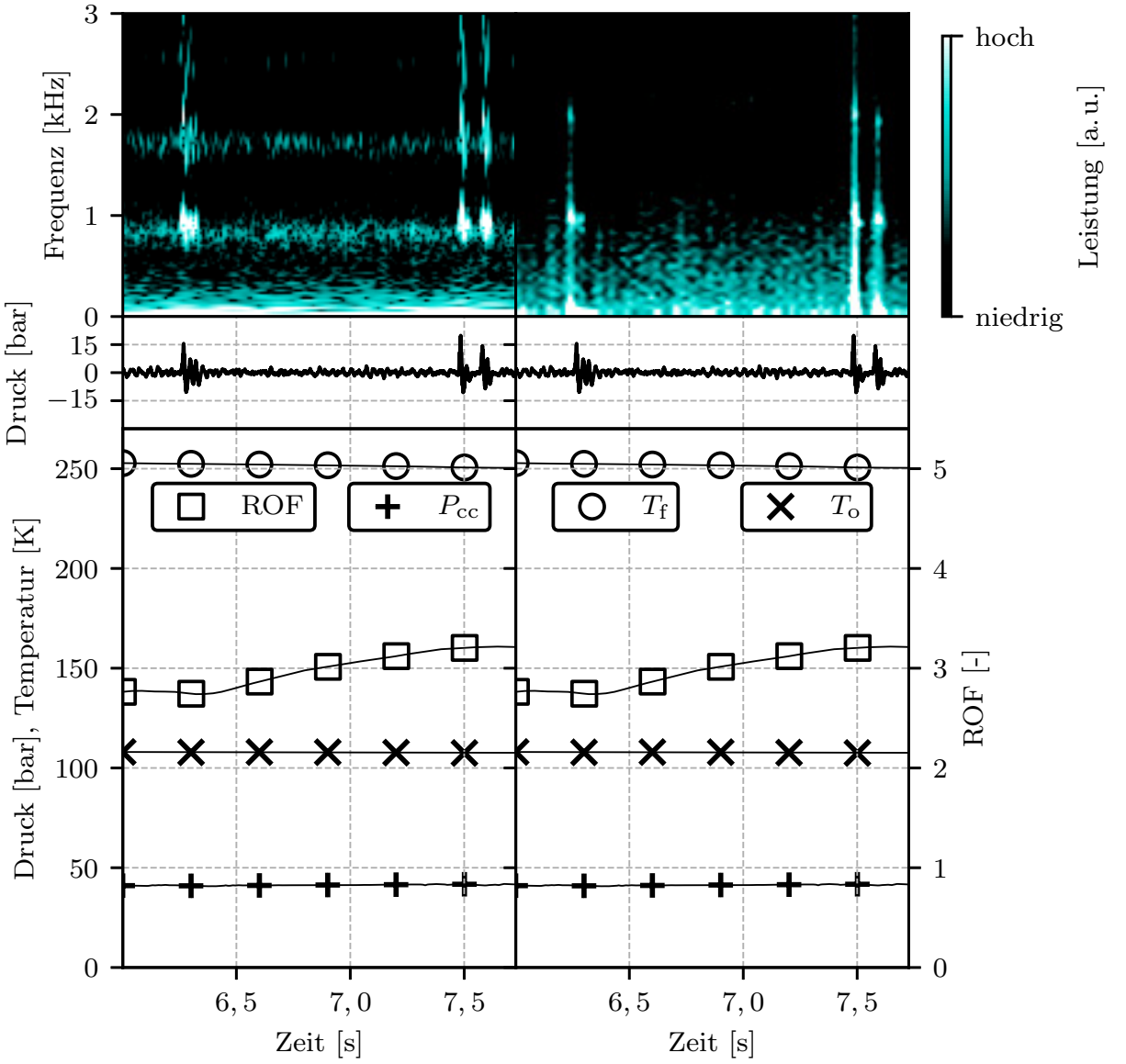


Abbildung 6.24: Test-Sequenz-Wavelet-Transformation des akustischen Drucksensorsignals $p'_{cc,1}$ und Test-Sequenz-Spektrogramm der CH*-Aufnahmen im injektornahen Bereich eines Intervalls mit drei kurzlebigen Instabilitäten aus BKN Test 12.

von circa 25 gegeben ist, liegt beim zweiten und dritten Aufflammen der Instabilität ein reduzierter Wert von etwa 18 vor. Auffällig ist eine erhöhte Energie von Dynamiken im niederfrequenten Bereich vor der Etablierung der reinen thermoakustischen Mode. Eine nähere Untersuchung der entsprechenden optischen PSDs für diese Zeiträume kurz vor den reinen Instabilitäten in Abbildung 6.25 offenbart bei einem Impulsflussverhältnis von 25 energiereiche Dynamiken bei Frequenzen um 120 und 280 Hz. Bei der niedrigeren J-Zahl von 18 liegen sie bei 160 und 280 Hz. Zudem ist eine weitere energiereiche Dynamik bei 440 Hz präsent.

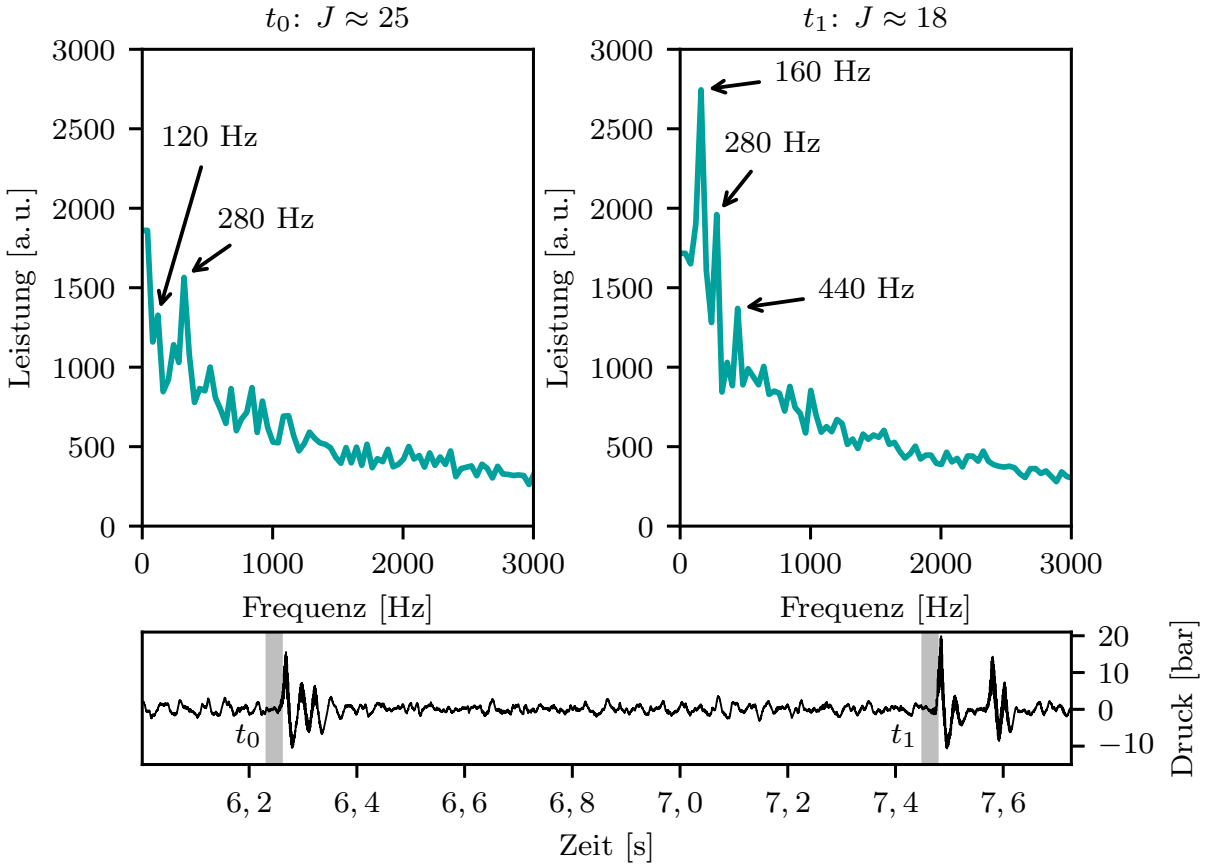


Abbildung 6.25: PSDs der optischen Daten im injektornahen Bereich bei zwei unterschiedlichen Impulsflussverhältnissen ($J = 25$ und $J = 18$), verortet im akustischen Drucksensorsignal aus BKN Test 12.

Tabelle 6.4 präsentiert eine Frequenzabschätzung der hydrodynamischen Effekte während des Zeitfensters mit optischen Daten für die LOX-Einspritzung, Tabelle 6.5 dieselbe Abschätzung für die NG-Einspritzung. Aus beiden Tabellen wird sofort ersichtlich, dass für die Frequenzen von 120 und 280 Hz beziehungsweise 160 und 280 Hz nur LOX-Post-Tip-Wirbel in Frage kommen. Der Begriff LOX-Post-Tip-Wirbel wird hier synonym für die Wirbelschleppen stromab der LOX-Post-Lippe aus Abbildung 3.4 verwendet. Die zusätzliche Frequenz bei niedrigerer J-Zahl um 440 Hz kann nur in den Bereich der LOX-Strahl-Instabilität eingeordnet werden. Daraus leitet sich ebenfalls die Erkenntnis ab, warum die Dynamiken beim zweiten Auftreten der Instabilitäten eine höhere Energie aufweisen. Da in diesem Zeitfenster der LOX-Massenstrom konstant bleibt, resultierte die J-Abnahme einzig aus der Reduzierung des Brennstoff-Massenstroms und somit der Einspritzgeschwindigkeit. Dies wiederum bewirkt eine Abnahme der Eindämmung von LOX-Dynamiken. Zudem kann so ebenfalls die ruhigere Verbrennung erklärt werden, welche in Abbildung 6.23b nach Beimischung des LNGs und dementspre-

Effekt	Strouhal-Zahlen	Frequenzbereich bei vorliegenden Bedingungen während der Aufnahme
Blendenpfeifen	0,18–0,48 [3, 115, 244]	3–7,8 kHz
BFS-Drossel	0,13–0,2 [219, 220, 247]	4,3-6,7 kHz
Strahl-Instabilität	0,2–0,4 [147, 157, 191]	0,3–0,6 kHz
Post-Tip-Wirbel	0,13–0,2 [224]	0,11–0,3 kHz

Tabelle 6.4: Frequenzabschätzung für hydrodynamische Phänomene bei der LOX-Einspritzung in BKN.

Effekt	Strouhal-Zahlen	Frequenzbereich bei vorliegenden Bedingungen während der Aufnahme
BFS-Injektorplatte	0,13–0,2 [219, 220, 247]	1,0–1,8 kHz
Strahl-Instabilität	0,2–0,4 [147, 157, 191]	1,1 kHz
Post-Tip-Wirbel	0,13–0,2 [224]	>25 kHz

Tabelle 6.5: Frequenzabschätzung für hydrodynamische Phänomene bei der NG-Einspritzung in BKN.

chend temporärer Erhöhung des Impulsflussverhältnisses beobachtet wurde.

Die Einordnung der entsprechenden Frequenzen als LOX-Post-Tip-Wirbel beziehungsweise LOX-Strahl-Instabilität wird außerdem durch Rekonstruktionen der DMD-Moden unterstützt. Abbildung 6.26 illustriert eine Sequenz rekonstruierter Aufnahmen im Frequenzbereich um 160 Hz direkt vor dem Auftreten der zweiten kurzlebigen Instabilität bei einer J-Zahl von 18. Dort ist eine sich helixartig auf dem LOX-Strahl stromab bewegende Dynamik zu erkennen. Gleichartige Beschreibungen finden sich auch in der Literatur für die Ausprägung der sogenannten Post-Tip-Wirbel. Abbildung 6.27 hingegen visualisiert eine Sequenz rekonstruierter Aufnahmen im Frequenzbereich um 440 Hz. Hier zeigt sich eine pumpende Struktur, die sich ebenfalls stromab bewegt und den Erkenntnissen in der Literatur zum Erscheinungsbild einer Strahl-Instabilität ähnelt. Beide Phänomene unterstreichen eine gewisse Relevanz der Interaktion von hydrodynamischen und thermoakustischen Dynamiken als wichtigen Einflussfaktor für die Entstehung der stochastisch anmutenden kurzlebigen Instabilitäten.

Zusammenfassend scheint der Betrieb des Injektorelements in einem bistabilen Bereich, mit geringer Stabilitätsreserve, nahe der Grenze zur Flammenverlöschung und damit einhergehender erhöhter Sensitivität gegenüber Störungen eine entscheidende Rolle beim vorliegenden Mechanismus zur Anregung der thermoakustischen Instabilitäten zu spielen. Belege für die Nähe

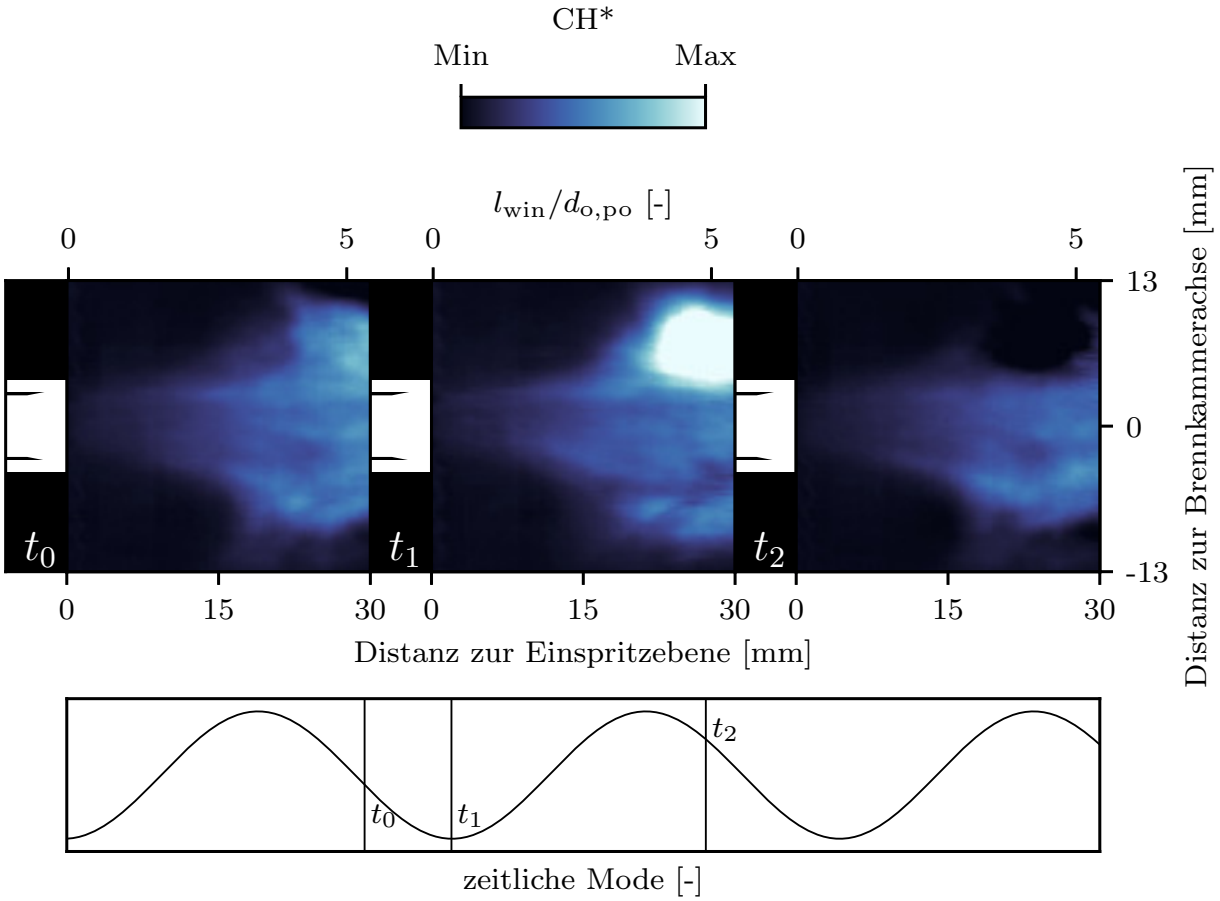


Abbildung 6.26: Rekonstruierte Sequenz der DMD-Mode bei 160 Hz, vermutlich eine Instabilität des LOX-Post-Tip-Wirbels, unmittelbar vor dem Aufflammen der zweiten kurzlebigen Instabilität während des Aufnahmezeitraums t_1 aus Abbildung 6.24 in BKN Test 12.

zur Flammenverlöschungsgrenze liefern die beobachteten lokalen Verlöschungen der Flamme. Als Ursache hierfür werden hohe Scherraten in der Verbrennungszone in Kombination mit einer langsameren Reaktionskinetik von LOX/CH_4 vermutet, da gleichartige Erscheinungen bei LOX/H_2-Verbrennung unter ähnlichen Bedingungen bislang nicht berichtet wurden. Die Nähe zur Flammenverlöschung indiziert weiter ein schlechte Durchmischung der Treibstoffe im injektornahen Bereich. Dies begünstigt die Entstehung von Arealen ohne durchmischte Treibstoffe, aber auch von Arealen mit stark unterschiedlichen Mischungsverhältnissen. Beides resultiert in einer unruhigeren Verbrennung und einem intensiveren Verbrennungsrauschen. Zudem kann die Amplitude des turbulenten Verbrennungsrauschens in Abhängigkeit des Betriebspunkts variieren. Das Verbrennungsrauschen dient als Anregungsquelle mit einem breitbandigen Frequenzspektrum und daher auch hydrodynamischer Phänomene. Der hochturbulente Charakter der Verbrennung mit zeitlich, aber

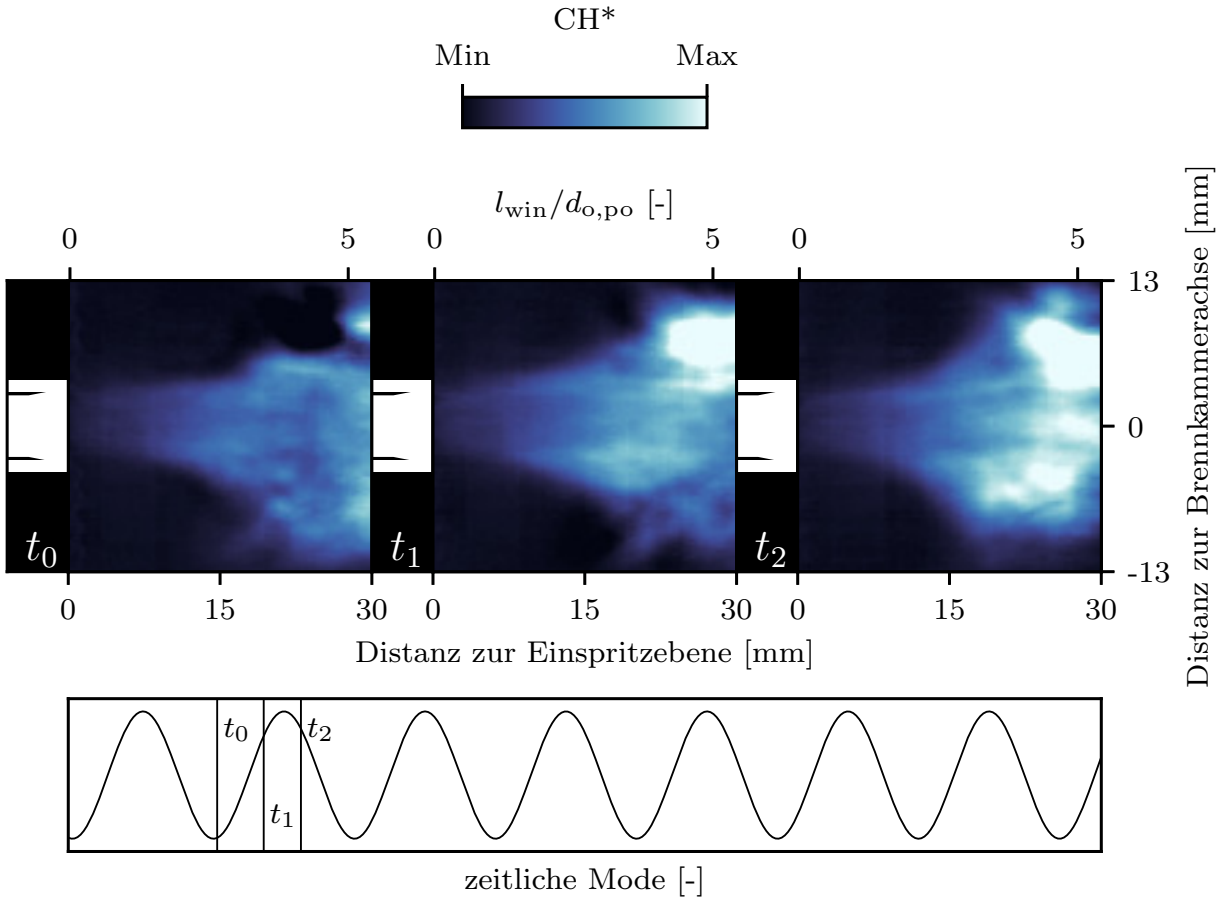


Abbildung 6.27: Rekonstruierte Sequenz der DMD-Mode bei 440 Hz, vermutlich eine Instabilität des LOX-Strahls, unmittelbar vor dem Aufflammen der zweiten kurzlebigen Instabilität während des Aufnahmezeitraums t_1 aus Abbildung 6.24 in BKN Test 12.

auch lokal unterschiedlicher Intensität der Druckoszillationen und deren dominanten Frequenzen lässt die Anregung der Hydrodynamik zufällig, beziehungsweise stochastisch, erscheinen. Hydrodynamische Phänomene bewirken wiederum örtliche Variationen von Mischungsverhältnissen und dementsprechend ebenso ungleichmäßige Wärmefreisetzung. Zusätzlich verändert sich dadurch lokal die Umsetzungsrate von Treibstoff in Verbrennungsprodukte. Bei passender zeitlicher Größenordnung der Treibstoffumsetzung zu den Eigenfrequenzen der Brennkammer, also passender Synchronisation der Hydrodynamik zur Thermoakustik, entstehen dann thermoakustische Instabilitäten.

6.2.3 Transition von intermittierenden zu anhaltenden Instabilitäten

Schließlich bleibt die Frage bestehen, warum nur in den BKN Konfigurationen IIII und V die intermittierenden Instabilitäten letztlich zu anhaltenden

thermoakustischen Instabilitäten geführt haben.

Nair et al. [154] sowie Jegadeesan et al. [101] beschreiben das Auftreten von intermittierenden und anhaltenden Instabilitäten durch ein bistabiles thermoakustisches System nahe der Stabilitätsgrenze. Bistabile Systeme können beim Überschreiten eines kritischen Parameterwerts durch eine Hopf-Bifurkation aus dem ursprünglichen in einen anderen Gleichgewichtszustand, hier thermoakustische Instabilitäten im Grenzzyklus, übergehen. Intermittierende Instabilitäten wurden dabei als ein momentanes Überschreiten des kritischen Schwellwerts interpretiert, beispielsweise durch hydrodynamische Störungen. Sujith et al. [213] und Banerjee et al. [11] aus derselben Forschungsgruppe arbeiteten verschiedene Indikatoren basierend auf spektralen Größen heraus, die aus der Fraktaltheorie oder der Rekurrenzanalyse zur Vorhersage von Instabilitäten, genauer zur Berechnung der Stabilitätsreserve an Bunsenbrenner-Experimenten sowie subkritischer Verbrennung stammen. Am vielversprechendsten für die Anwendung bei unter- und überkritischer Verbrennung in Raketenbrennkammern kristallisierten sich die Indikatoren basierend auf der Fraktaltheorie heraus [141].

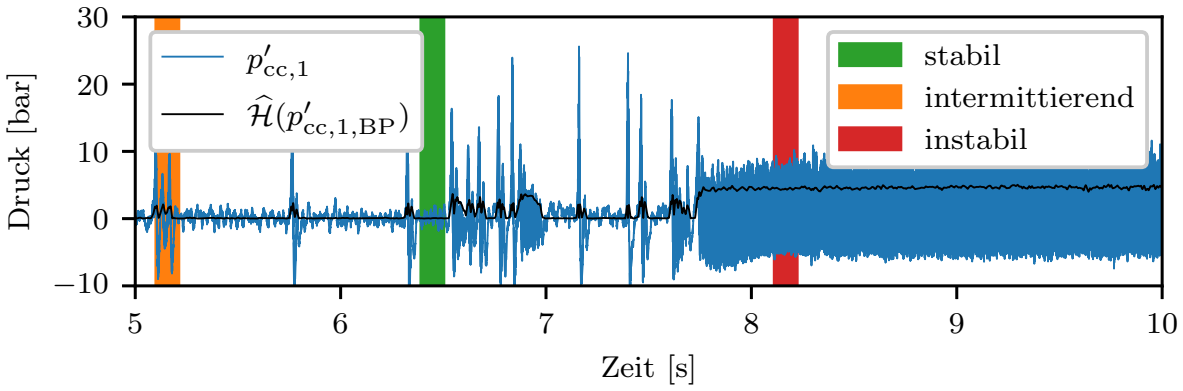


Abbildung 6.28: Akustisches Drucksensorsignal mit Intervallen verschiedener farblich hervorgehobener Stabilitätscharakteristiken und instantaner Amplitude in BKN Test 9.

Abbildung 6.28 veranschaulicht das akustische Drucksignal von $p'_{cc,1}$ zusammen mit der momentanen Amplitude aus der Hilbert-Transformation und hebt drei Intervalle, jeweils repräsentativ für ein stabiles, intermittierendes sowie instabiles Intervall, farblich hervor. Im entsprechenden multifraktalen Spektrum in Abbildung 6.29 zeichnen sich alle drei Intervalle durch unterschiedliche Charakteristiken aus. Stabile Verbrennung ist durch einen hohen Mittelwert der Singularitäten ($\bar{\Xi}$) und deren moderate Bandbreite ($\hat{\Xi}$) gekennzeichnet. Hohe Werte von $\bar{\Xi}$ indizieren eine Dominanz von niedrigen Frequenzen in der spektralen Verteilung. Eine Verbrennung mit intermittierenden Instabilitäten zeigt zwar einen reduzierten Mittelwert von Ξ, jedoch eine er-

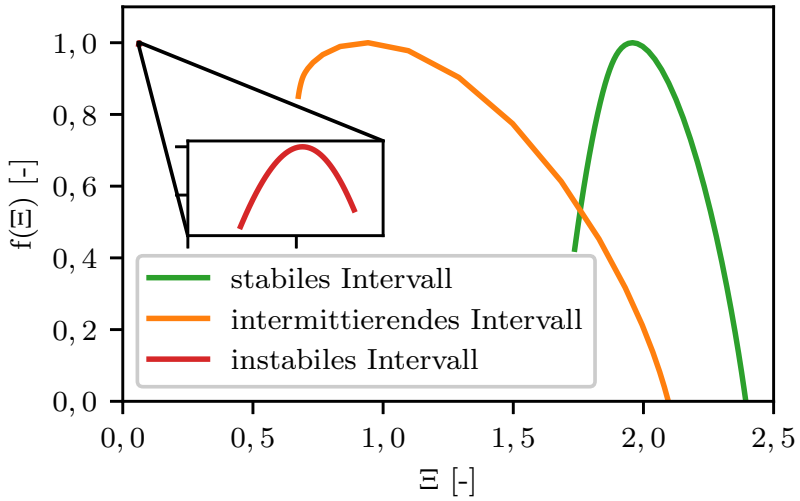


Abbildung 6.29: Multifraktale Spektren der stabilen, intermittierenden sowie instabilen Intervalle aus Abbildung 6.28 in BKN Test 9.

höhte Bandbreite. Letzteres ist charakteristisch für starke Nichtlinearitäten und Oszillationen auf verschiedenen Zeitskalen. Bei instabiler Verbrennung tendiert sowohl $\bar{\Xi}$ als auch $\hat{\Xi}$ gegen Null. Die besagte Entwicklung ist stellvertretend für einen stationären periodischen Zustand mit einer unveränderten dominanten, hohen Frequenz. Der klassische Hurst-Exponent lokalisiert die Singularität zweiter Ordnung im multispektralen Raum. Der multifraktale Parameter $\bar{\hat{\Xi}}$, zusammengesetzt aus $\bar{\Xi}$ und $\hat{\Xi}$, bezieht zusätzlich zum Mittelwert ebenfalls die Bandbreite des Signals mit ein. Aus Abbildung 6.30 geht hervor, dass beide Größen zwar eine verlässliche Beschreibung des aktuellen Zustands der Verbrennung liefern, allerdings mit limitierter Vorhersagekraft. Dies liegt in den kleinen Zeitskalen beim Übergang von stabiler zu instabiler Verbrennung begründet. Bei einer kontinuierlichen Annäherung an die Stabilitätsgrenze über größere Zeiträume hinweg wäre ein langsames Abfallen beider Werte zu erwarten und eine Vorhersage möglich.

Mehr Aufschluss über die Ursache für die Transition zu einem Zustand anhaltender thermoakustischer Instabilitäten kann die lineare Wachstumsrate beziehungsweise der Dämpfungsgrad geben. Letzterer leitet sich durch eine Normierung der Wachstumsrate anhand der jeweiligen instabilen Frequenz her. Abbildung 6.31 gibt die linearen Wachstumsraten der 865 Begebenheiten von kurz aufflammenden Instabilitäten wieder. Beim Anwachsen der thermoakustischen Amplituden scheint das Impulsflussverhältnis einen starken Einfluss zu haben, die Brennkammer übt dahingegen keinen evidenten Einfluss aus, wie in Abbildung 6.31a dargelegt. Niedrigere J-Zahlen, die zu rapider wachsenden Amplituden führen, demonstrieren eine konsistente Übereinstimmung mit der vorangegangenen Beobachtung einer stärkeren Druck-

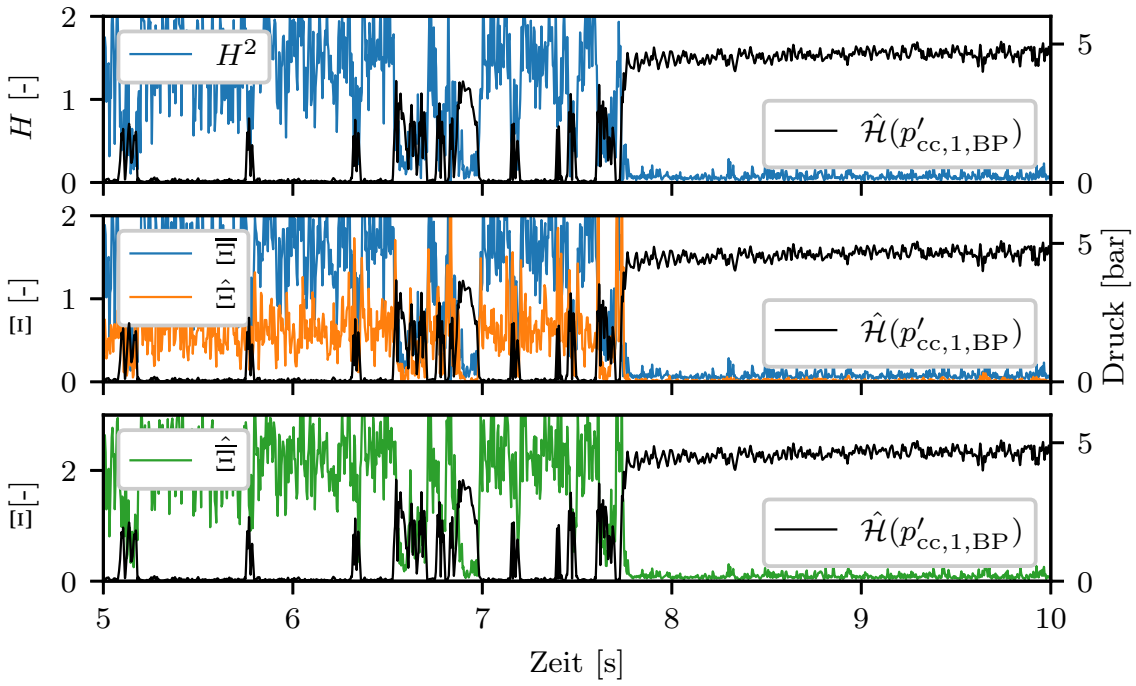
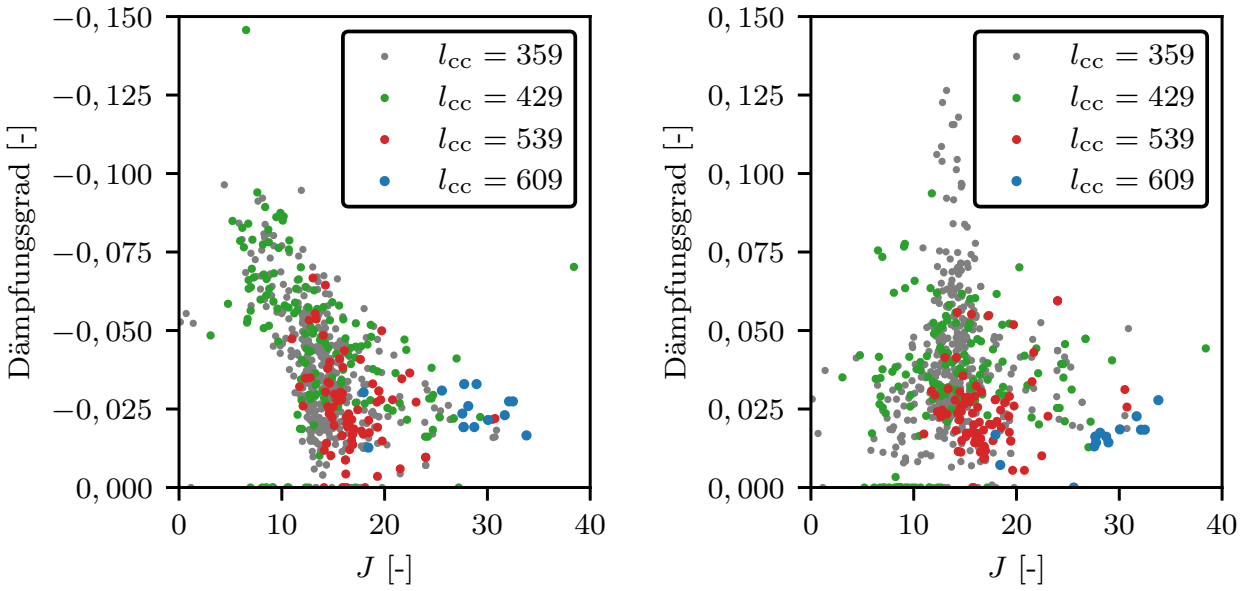


Abbildung 6.30: Zeitlicher Verlauf der momentanen Amplitude, Hurst-Exponent und multifraktaler Parameter in BKN Test 9.

erhöhung, da beim schnellen Amplitudenwachstum höhere Maximalamplituden erreicht werden können. Anders verhält es sich aber bei der Amplitudendämpfung in Abbildung 6.31b. Hier scheint eine Normalverteilung um die J-Zahl herum stattzufinden, bei der am häufigsten die kurzlebigen Instabilitäten auftraten. Eine Abhängigkeit von der Brennkammerlänge wird dort zweifelsfrei ersichtlich. Während für eine Brennkammerlänge von $l_{\mathrm{cc}} = 359$ mm Dämpfungsgrade bis zu 0,125 detektiert werden konnten, überschreiten sie für $l_{\mathrm{cc}} = 429$ mm nie einen Wert von 0,100, für $l_{\mathrm{cc}} = 539$ mm von 0,060 sowie für $l_{\mathrm{cc}} = 609$ mm von 0,030 unabhängig des Impulsflussverhältnisses.

Webster [234] schlussfolgerte in seinen Untersuchungen, dass der stärkste Einfluss auf die Dämpfung in einer Brennkammer vom flüssigen Sauerstoffkern ausgeht, der auf akustische Schnellen wie eine Wand wirkt. Die Präsenz einer Flamme über den gesamten optisch zugänglichen Bereich für stabile Verbrennung legt außerdem die Existenz von flüssigem Sauerstoff im selben Bereich nahe. Für kürzere Brennkammerlängen erstreckt sich somit der träge LOX-Kern über die akustische Knotenlinie, an der sich potentiell die höchsten akustischen Geschwindigkeiten entwickeln könnten. Bei einer Verlängerung der Brennkammer schwindet die dämpfende Funktion des Flüssigsauerstoffkerns auf das akustische Geschwindigkeitsfeld. Zudem könnte ebenso ein potentieller Einfluss der einströmenden Treibstoffe abnehmen, die durch ihren hohen Impuls beim Eintritt in die Brennkammer blockierend bezie-



(a) Dämpfungsgrad für steigende Amplituden

(b) Dämpfungsgrad für fallende Amplituden

Abbildung 6.31: Dämpfungsgrad in der Brennkammer während steigender und fallender Amplitude der kurzlebigen Instabilitäten in Abhängigkeit des Impulsflussverhältnisses mit farblicher Sortierung nach Brennkammerlänge in BKN.

hungsweise dämpfend auf die Entwicklung von stromaufwärtigen akustischen Geschwindigkeiten wirken könnten. Letztlich rückt durch eine Verlängerung der Brennkammer auch das Zentrum der Wärmefreisetzung bei konstanter Flammenlänge näher an den Druckbauch. Dies wird ebenfalls als wichtiges Kriterium für die Ausbildung von Instabilitäten betrachtet [241].

Die soeben besprochenen Abhängigkeiten legen für die Konfigurationen I bis III eine zu hohe Dämpfung nahe, um die angefachten Instabilitäten aufrecht zu erhalten. Für die Konfigurationen IIII und V war dies nicht mehr der Fall. Weitere Unterstützung für die Vermutung einer Abhängigkeit von Wachstums- und Dämpfungsraten liefert die konsistente Beobachtung, dass für Konfiguration IIII mit der leicht kürzeren Brennkammer und damit höheren Dämpfung der Übergang zu den anhaltenden thermoakustischen Instabilitäten durchweg bei niedrigeren Impulsflussverhältnissen sowie größeren Wachstumsraten stattfand.

7 Analyse der Verbrennung in BKD

In diesem Kapitel wird erstmalig die Verbrennung in BKD mit der Treibstoffkombination LOX/LNG dezidiert untersucht. Dazu erfolgt zunächst eine detaillierte Beschreibung ausgewählter Tests. Im Anschluss wird auf die Entstehung der thermoakustischen Instabilitäten eingegangen.

7.1 Charakteristiken bei stabiler und instabiler Verbrennung

Die Darlegung der grundlegenden Charakteristiken sowohl bei stabiler, als auch bei instabiler Verbrennung mit den 42 Scher-Koaxial-Injektoren in BKD wird in mehreren Schritten durchgeführt. Zu Beginn werden hierzu vier Tests, wovon sich jeweils zwei bezüglich der Sequenz ähneln, aber geometrisch durch das Vorhandensein oder Nichtvorhandensein eines *recess* unterscheiden, in Verbindung mit den akustischen Größen vorgestellt. Eine limitierte Bestimmung der Flammencharakteristiken ergibt sich dabei aus der im Vergleich zu BKN reduzierten Anzahl von Sensoren und der optisch nicht zugänglichen BKD.

7.1.1 Beschreibung der Betriebsbedingungen

Für das soeben genannte Vorhaben wurden die Tests A, C, E und G aus Tabelle 4.3 ausgewählt. Besonderes Augenmerk soll auf die fünf Lastpunkte gerichtet werden, welche in den Test-Sequenz-Spektrogrammen für Test A und G in Abbildung 7.1 sowie C und E in Abbildung 7.2 grau hinterlegt sind.

Analog zu den Test-Sequenz-Spektrogrammen in BKN wird die Sequenz (unten) erneut durch den statischen Brennkammerdruck, die LOX-Einspritztemperatur, die NG-Einspritztemperatur und das Verhältnis aus Oxidator zu Brennstoff definiert. Das akustische Drucksensorsignal (mittig) erlaubt eine Abschätzung der Amplitude der Druckoszillation und das Spektrogramm (oben) verdeutlicht deren spektrale Verteilung. Zusätzlich sind im Spektrogramm die jeweiligen Brennkammermoden gekennzeichnet. Die Identifizierung der Moden findet erneut unter Zuhilfenahme der modifizierten analytischen Gleichung (2.27) der Zylinderakustik statt.

Aus dem akustischen Drucksensorsignal für Test A ist unmittelbar eine Instabilität zwischen 30 und 40 s bei LP 1 ersichtlich. Der Blick auf das Spektrogramm offenbart weiter, dass es sich hierbei um eine Anregung der

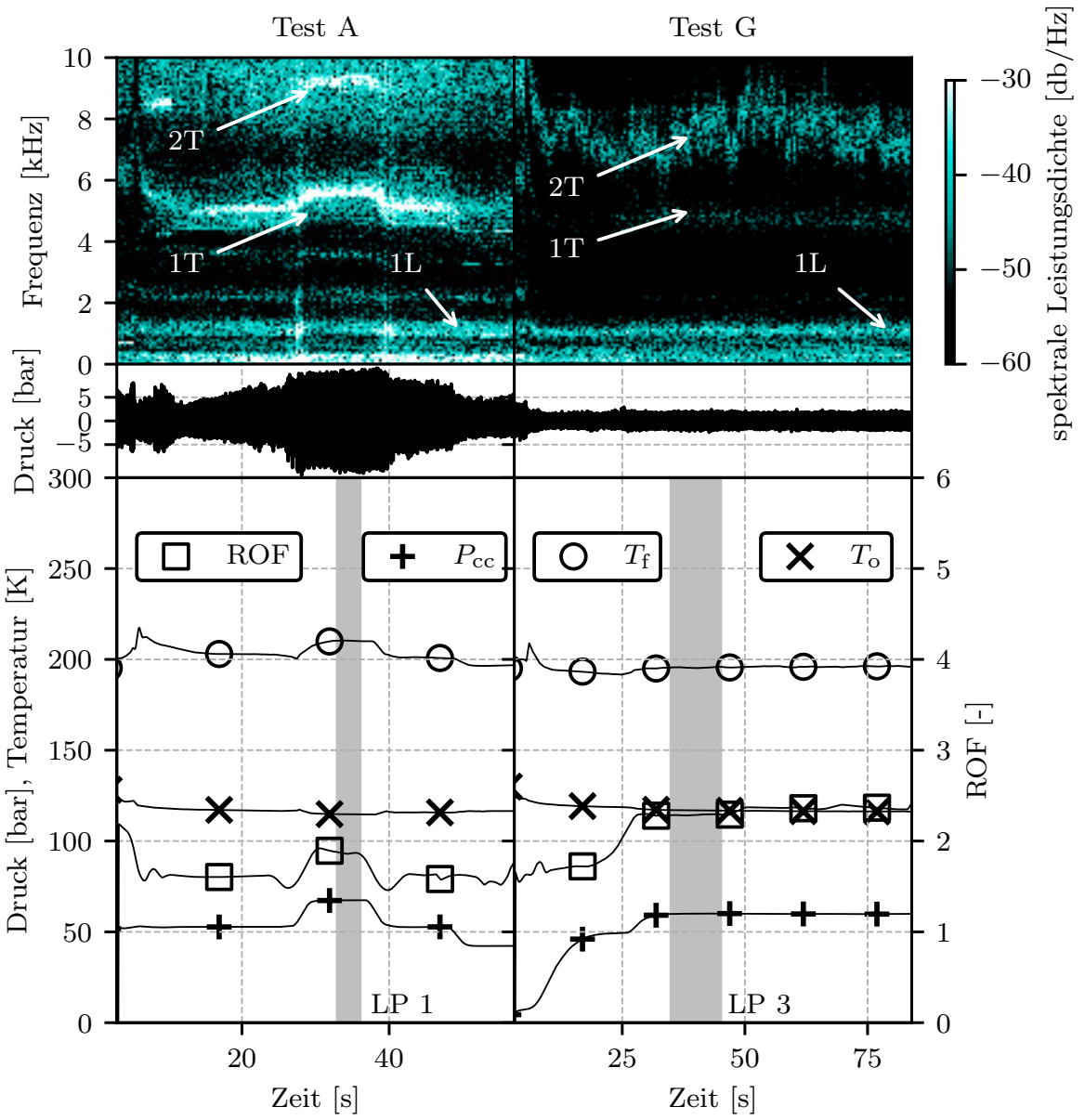


Abbildung 7.1: Test-Sequenz-Spektrogramme von BKD Tests A und G mit stationären Betriebsbedingungen von zwei ausgewählten Lastpunkten (LP 1 und LP 3).

1T-Mode bei etwa 5,5 kHz handelt. Eine Gegenüberstellung mit Test G zeigt hingegen für ähnliche Betriebsbedingungen bei LP 3, sprich überkritische Verbrennung und ROF nahe 2, kein Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten. Der elementare Unterschied zwischen beiden Tests liegt in der geänderten Konfiguration. Während in Test A bis D die Injektoren zurückversetzt wurden, ist dies in den Tests E bis H nicht der Fall. Ähnlich verhält es sich mit den Tests C und E, da sich dort in der Konfiguration ohne *recess* bei LP 4 in Test E keine Instabilitäten entwickeln. Test C mit zurückversetzten Injektorröhrchen zeigt jedoch, analog zu den untersuchten Instabilitäten in BKN,

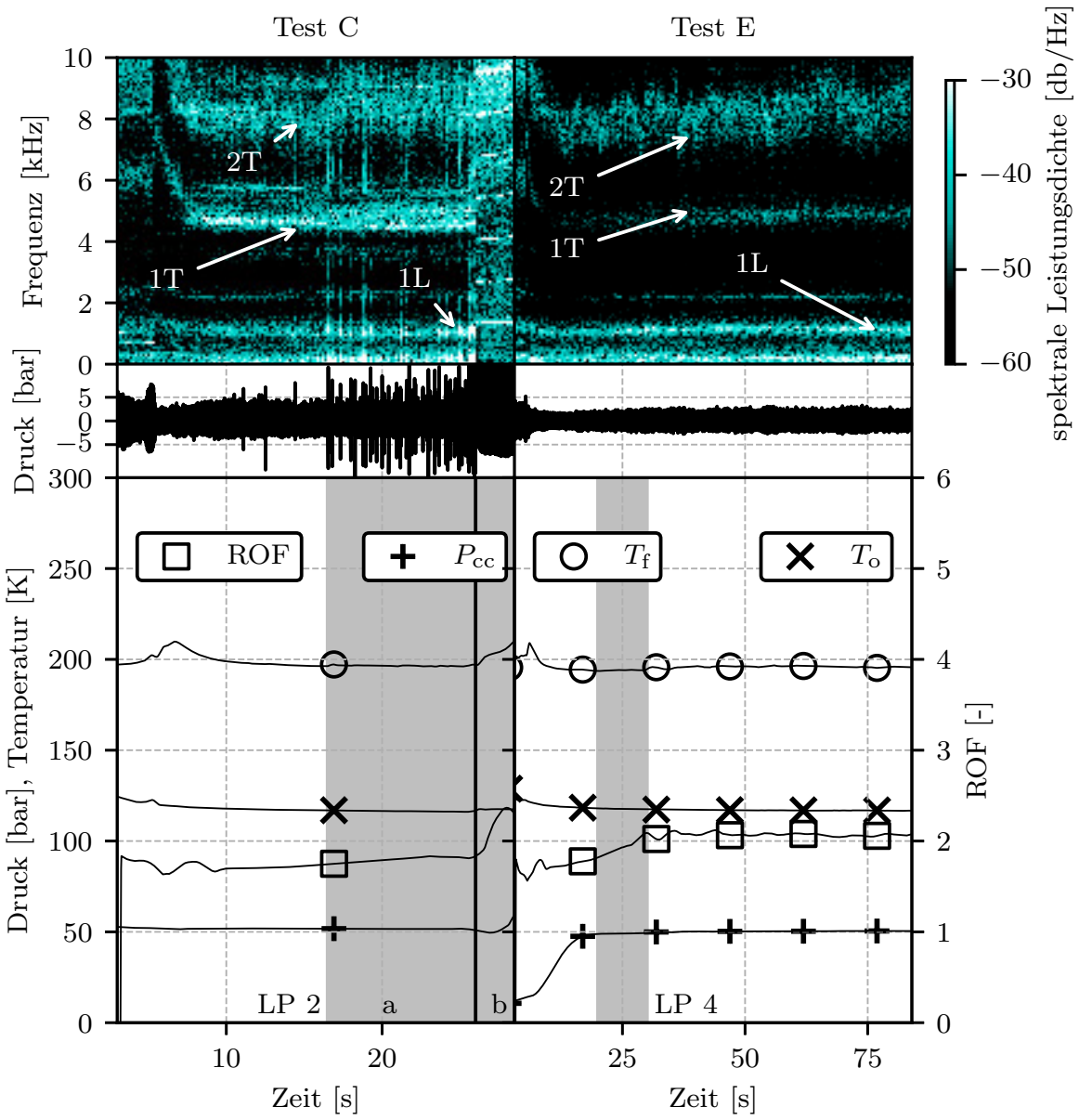
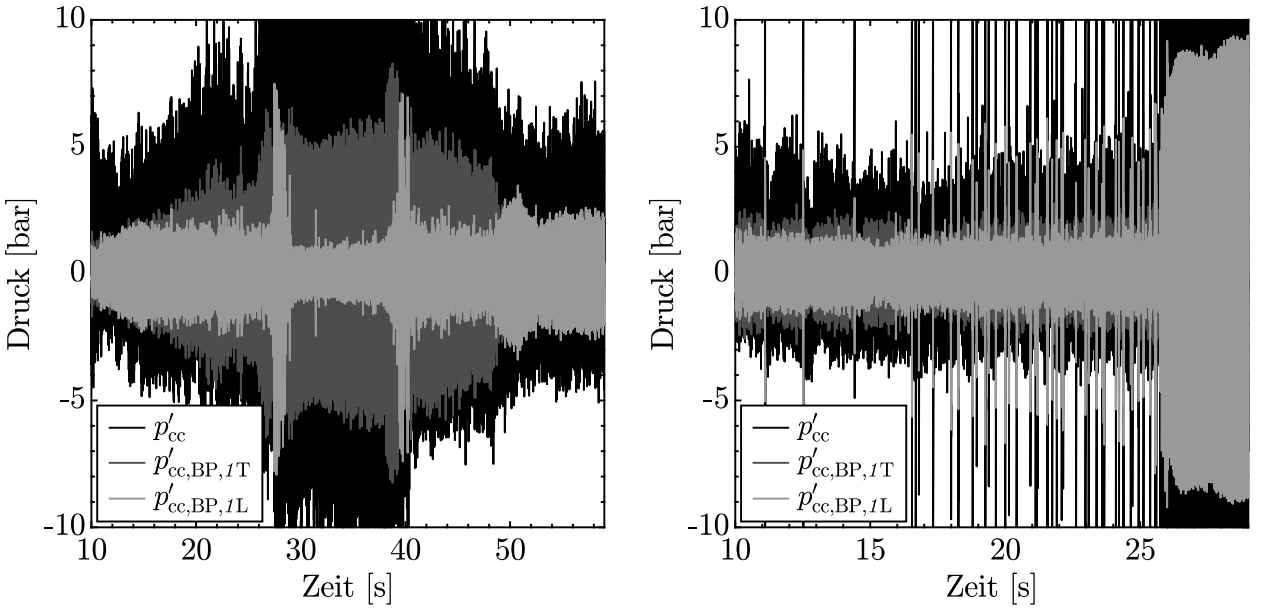


Abbildung 7.2: Test-Sequenz-Spektrogramme von BKD Tests C und E mit stationären Betriebsbedingungen von drei ausgewählten Lastpunkten (LP 2a, LP 2b und LP 4).

eine Verbrennungsdynamik mit zunächst kurzlebigen Instabilitäten während LP 2a, die schlussendlich bei LP 2b in anhaltende thermoakustische Instabilitäten übergehen. Allerdings lässt sich nicht direkt ableiten, welche Mode hauptsächlich angeregt wurde. Abhilfe schafft ein Abgleichen des Rohsignals von p'_{cc} mit dem bandpassgefilterten Signal um die Frequenz der 1T-Mode ($p'_{cc,BP,1T}$) und dem ebenfalls bandpassgefilterten Signal um die Frequenz der 1L-Mode ($p'_{cc,BP,1L}$) in Abbildung 7.3 für die beiden instabilen Intervalle in den Tests A und C. Abbildung 7.3a bestätigt die Abschätzung mittels des Spektrogramms, dass es sich bei der Verbrennungsinstabilität zur Zeit von



(a) Test A (b) Test C

Abbildung 7.3: Spektrale Verteilung der Amplituden zwischen 1L- ($p'_{cc,1,BP,1L}$) und 1T-Mode ($p'_{cc,1,BP,1T}$) des akustischen Drucksensorsignals $p'_{cc,1}$ in BKD Tests A und C.

LP 1 in Test A um eine angeregte 1T-Mode handelt. Dennoch tritt während des Übergangs von der stabilen zur instabilen Verbrennung zusätzlich eine kurze Anregung der 1L-Mode auf. Abbildung 7.3b veranschaulicht, dass sich die kurzlebigen und anhaltenden Instabilitäten von LP 2a sowie LP 2b in Test C primär durch longitudinale Instabilitäten der 1L-Mode charakterisieren lassen. An dieser Stelle soll zudem auf die abgeschnittenen Drucksensorsignale während der instabilen Verbrennung, aufgrund des zu knapp eingestellten Messbereichs der akustischen Drucksensoren, hingewiesen werden.

Tabelle 7.1 fasst die Betriebs- und Einspritzbedingungen für die fünf Lastpunkte zusammen. Die Betriebsbedingungen sind durch den Brennkammerdruck und das ROF gegeben. Die Einspritzbedingungen werden durch die Massenströme der jeweiligen Versorgung und Temperaturen für LOX sowie NG bestimmt. Bei den stationären Werten handelt es sich dabei um Mittelwerte über den gesamten Zeitraum der grau hinterlegten Intervalle und bei den angegebenen Bereichen um die jeweiligen Minimal- sowie Maximalwerte innerhalb des Bereichs.

Einen Überblick der akustischen Randbedingungen für besagte Lastpunkte inklusive der jeweiligen Frequenzen der 1L- und 1T-Mode stellt Tabelle 7.2 zur Verfügung. Es lässt sich eine deutliche Erhöhung der Eigenfrequenzen, sowohl für die 1L- als auch für die 1T-Mode, durch die instabile Verbrennung ablesen.

Parameter	Einheit	Lastpunkt				
		1	2a	2b	3	4
Test		A	C	C	G	E
P_{cc}	bar	67,3	51,6	49,8-59,9	60,1	49,1
ROF	-	1,8	1,6-1,9	1,9-2,4	2,2	1,8-2,2
$\dot{m}_o$	kg/s	4,867	3,767	3,763-4,804	4,510	3,767
$\dot{m}_f$	kg/s	2,638	2,154-1,963	1,963	1,968-1,765	2,031-1,712
T_o	K	114	117	118	117	118
T_f	K	210	197	197-218	196	194

Tabelle 7.1: Stationäre Betriebs- und Einspritzbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in BKD Tests.

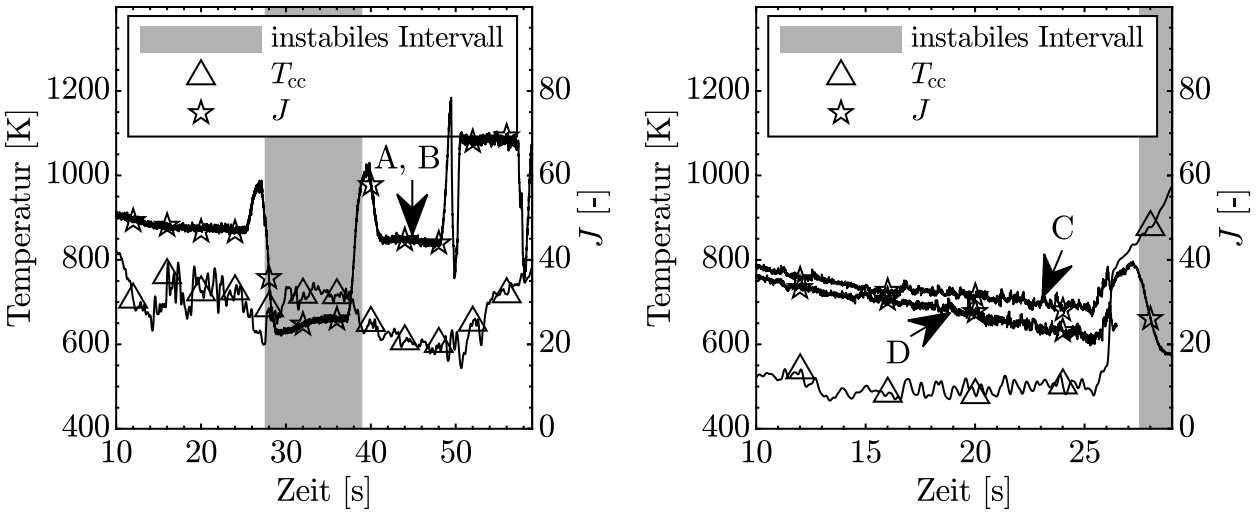
Lastpunkt	1	2a	2b	3	4
1L-Frequenz [Hz]	1340	1140	1400	1140	1140
1T-Frequenz [Hz]	5570	4540	5520	4860	4860
Instabilität	✓	✓/✗	✓	✗	✗

Tabelle 7.2: Akustische Randbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in BKD.

7.1.2 Beschreibung der Flammencharakteristiken

Die Tests in BKN haben bei hohen Einspritzgeschwindigkeiten des Erdgases das Potential für eine abgehobene Flamme gezeigt. Da in BKD der gleiche Injektortyp vorliegt, soll hier ebenso eine Prüfung auf Indikatoren einer instabil ankernden Flamme anhand der Messdaten erfolgen.

Einen ersten Anhaltspunkt liefert der Vergleich der Test-Sequenz-Spektrogramme aus den Tests A und C in den Abbildungen 7.1 und 7.2. Während bei Test A die Vorhersage der 1T-Frequenz der gemessenen recht nahe kommt, ergibt sich bei Test C eine Diskrepanz zwischen Berechnung und experimentell beobachteter Frequenz. Die Heißgastemperaturen im Messring T_{cc} erfassten für Test A in Abbildung 7.4a durchweg etwa 200 K höhere Temperaturen nahe der Einpritzebene im Vergleich zu Test C in Abbildung 7.4b. Mit dem Einsetzen der anhaltenden Instabilitäten lässt sich zunächst eine sprunghafte Änderung von T_{cc} um 200 K auf eine Temperatur von 800 K beobachten. Darauf schließt sich ein kontinuierlicher Anstieg der Heißgastemperatur an.



(a) Tests A und B

(b) Tests C und D

Abbildung 7.4: Heißgastemperatur und Impulsflussverhältnis mit grau hervorgehobenen instabilen Intervallen in BKD Tests A bis D.

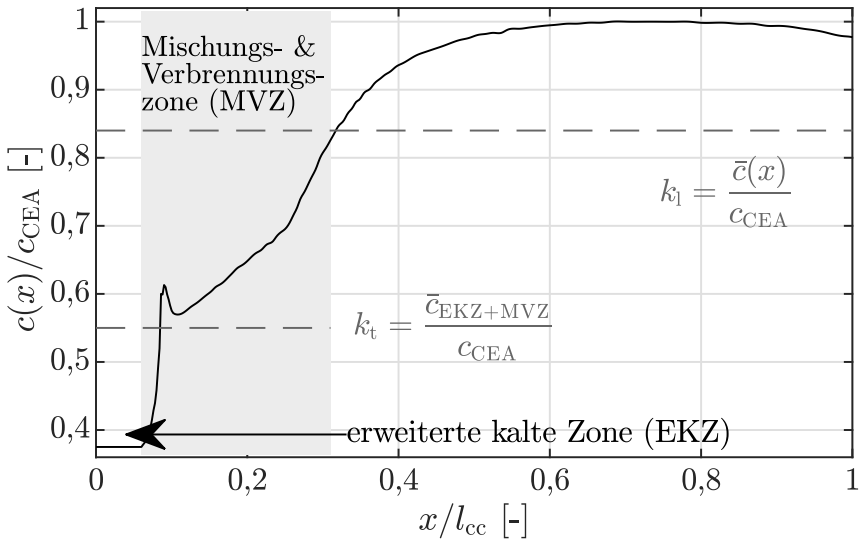


Abbildung 7.5: Axiales Schallgeschwindigkeitsprofil einer LOX/CH_4-Brennkammer mit einer erweiterten kalten Zone als Approximation einer abgehobenen Flamme.

Letzteres kann mit den steigenden Einspritztemperaturen des Erdgases bei der regenerativen Kühlung durch den erhöhten Wärmeübergang bei Instabilitäten erklärt werden. Da die Temperaturen der eingespritzten Treibstoffe und das ROF nur geringfügig von Test A abweichen, liegt ein verändertes Wärmefreisetzungsfeld in der Brennkammer nahe. Eine abgehobene Flamme äußert sich in einer erweiterten kalten Zone in der Nähe des Einspritzkopfs. Die Neu-

berechnung der Eigenfrequenzen der Brennkammer nach Gleichung 2.27 unter Annahme einer ausgeprägten kalten Zone in der Nähe des Einspritzkopfs gemäß Abbildung 7.5 ermöglicht es, die experimentell beobachteten Frequenzen zu reproduzieren. Sie untermauert außerdem den Verdacht einer abgehobenen Flamme. Ein erstes Indiz für die Ursache der nicht stabil ankernden Flamme könnte der Verlauf des Impulsflussverhältnisses für beide Versuche bieten. Bei Test C rangiert die J-Zahl stets unterhalb selbiger von Test A. Lediglich für das instabile Intervall in Test A sind ähnlich niedrige Werte gegeben. Allerdings liegt hier eine Verbesserung der Durchmischung und infolgedessen eine stabil ankernde Flamme durch die tangentialen Instabilitäten nahe.

Für die Detektion von nicht stabil ankernden Flammen hat sich ein dreistufiges Verfahren etabliert. Im ersten Schritt wird dabei die berechnete mit der experimentell beobachteten Frequenz in der Brennkammer verglichen. Bei einer Abweichung wird im zweiten Schritt überprüft, ob eine vergleichsweise niedrige Temperatur des Heißgases auf Höhe des Messrings vorliegt. Schließlich werden im dritten Schritt die Brennkammerfrequenzen unter Annahme einer erweiterten kalten Zone stromab der Einspritzebene neu berechnet. Eine Visualisierung des dreistufigen Verfahrens ist in Abbildung 7.6 gegeben.
Die Auswirkungen der instabilen Flammenankerung zeigen sich auch bei den Injektordruckverlusten. Abbildung 7.7 präsentiert den mit dem Brennkammerdruck normalisierten Injektordruckverlust zwischen Verteilervolumen des Brennstoffs und Brennkammer ($P_\mathrm{f} - P_\mathrm{cc}$) und stellt ihm den Druckverlust der Sauerstoff-Versorgung ($P_\mathrm{o} - P_\mathrm{cc}$) für die Tests A bis D gegenüber. Es lässt sich für die besagten Betriebsbedingungen, die durch eine nicht stabil ankernde Flamme charakterisiert wurden, ein niedrigerer Druckverlust auf der Brennstoffseite beobachten. Der Druckverlust auf der Sauerstoffseite weist dahingegen keine entsprechende Abhängigkeit auf. Abbildung 7.8 stellt den gleichen Zusammenhang für die nicht zurückversetzten Injektorröhrchen aus den Tests E bis H dar. Dort sind die Betriebsbedingungen mit identifizierter abgehobener Flamme ebenso vom niedrigen Druckverlust seitens des Brennstoffs geprägt. Die Betriebsbedingungen mit stabil ankernder Flamme, jedoch ähnlich niedrigen Brennstoffdruckverlusten, zeichnen sich durch einen geringeren Druckverlust auf beiden Seiten aus und legen so einen Betriebspunkt bei niedrigerem Brennkammerdruck nahe, der ebenso geringere Druckverlustwerte nach sich zieht. Außerdem liegt bei den Injektoren ohne *recess* generell ein niedrigerer Druckverlust über den Injektor vor. Bei einem normalisierten Sauerstoffdruckverlust von circa 0,1 sowie abgehobener Flamme liegen Brennstoffdruckverluste bis etwa 0,15 vor, bei ankernder Flamme bis etwa 0,3. Injektoren mit *recess* zeigen dahingegen trotz abgehobener Flamme höhere Druckverluste jenseits von 0,2 und bei ankernder Flamme bis etwa 0,35. Injektoren ohne *recess* weisen hier zwar ähnlich hohe Druckverluste um circa 0,35 bei niedrigeren Sauerstoffdruckverlusten auf, dies lässt sich jedoch durch

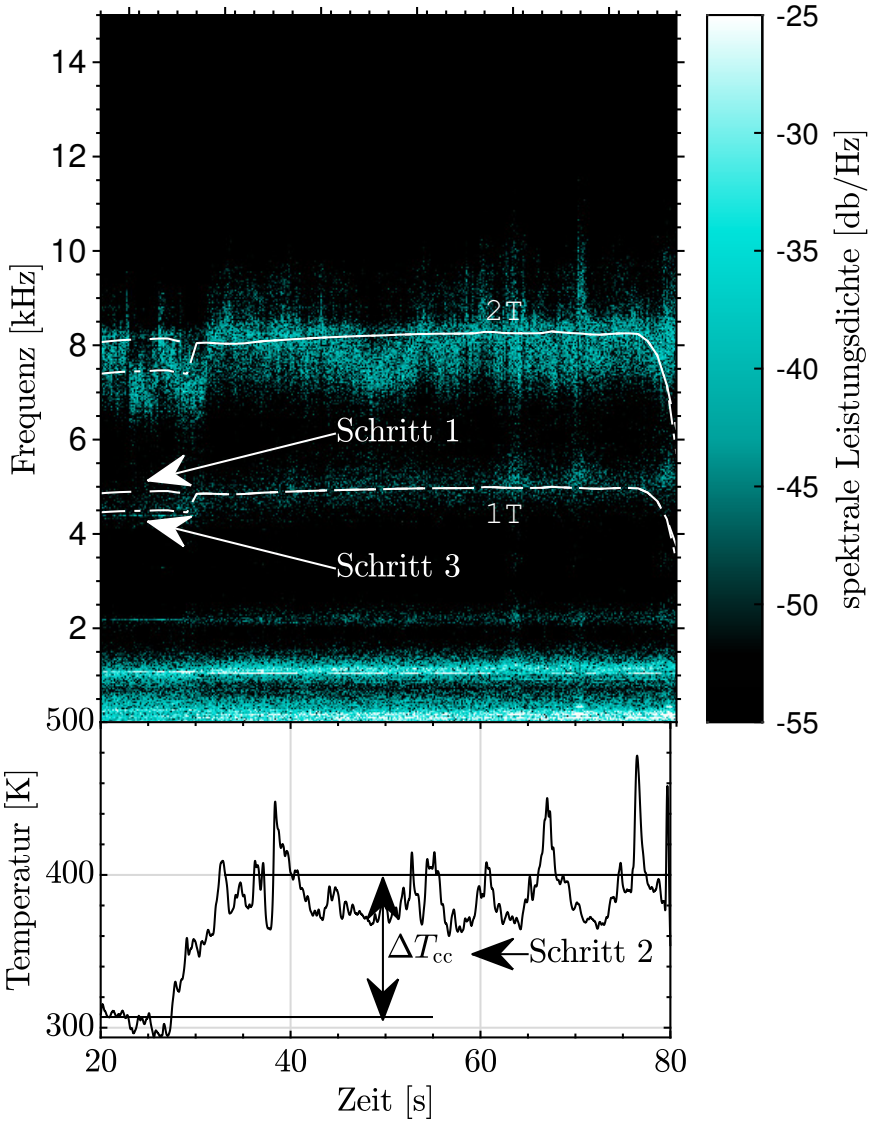


Abbildung 7.6: Spektrogramm des akustischen Drucksignals (oben) und Heißgastemperaturen (unten) von BKD Test F mit Visualisierung des dreistufigen Verfahrens zur Detektion abgehobener Flammen.

sehr niedrige ROFs erklären. Jene resultieren aus einem hohen Brennstoff-Massenstrom und dementsprechend hohen Strömungsgeschwindigkeiten. Die besprochenen Beobachtungen können durch Ergebnisse von Kendrick et al. [114] sowie Schmitt [195] bestärkt werden, die eine zusätzliche Beschleunigung des Brennstoffs im zurückversetzten Bereich aufgrund einer beidseitigen Einschnürung durch Wand und Flamme schlussfolgern. Die Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit im *recess* äußert sich maßgeblich durch einen größeren Druckverlust über die Brennstoffseite.

Abbildung 7.9 stellt das Impulsflussverhältnis zwischen den eingespritzten Treibstoffen in Abhängigkeit des Brennkammerdrucks und des indizier-

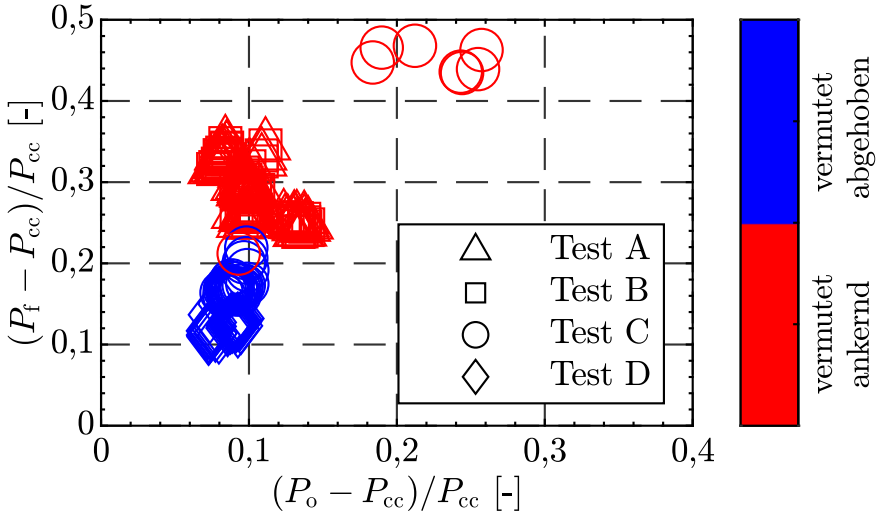


Abbildung 7.7: Druckverlust über die Injektoren mit *recess* inklusive vermutetem Flammenankerungsmechanismus in BKD Tests A bis D.

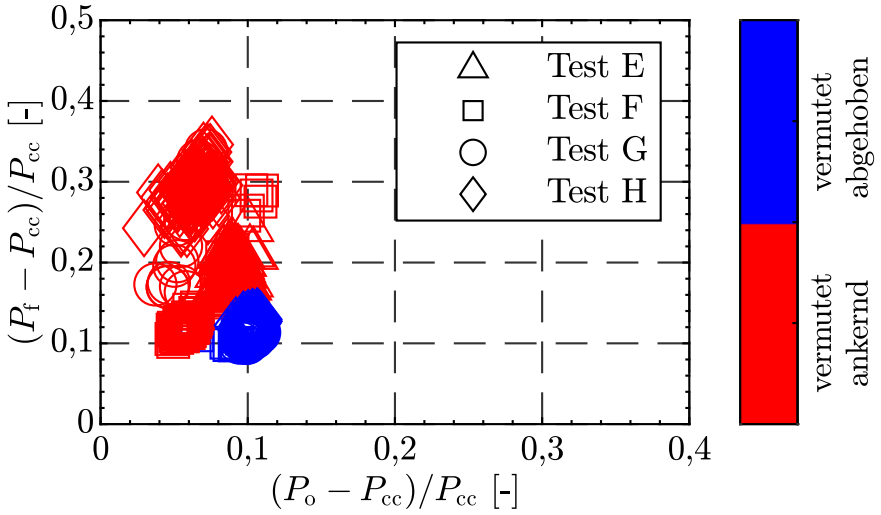


Abbildung 7.8: Druckverlust über die Injektoren ohne *recess* inklusive vermutetem Flammenankerungsmechanismus in BKD Tests E bis H.

ten Flammenankerungsmechanismus für die Tests ohne *recess* dar. Der notwendige Minimalwert der J-Zahl für eine stabile Flammenankerung scheint zwischen 18 und 20 zu liegen. Abbildung 7.10 dahingegen gibt das Impulsflussverhältnis mit der normalisierten thermoakustischen Amplitude in der Brennkammer für dieselben Tests wieder. Hier zeigt sich durchweg eine niedrigeres Niveau von thermoakustischen Aktivitäten. Lediglich vereinzelte Amplitudenwerte überschreiten die auf den Brennkammerdruck bezogene 5 % Schwelle, ab welcher die Verbrennung als rau oder instabil eingestuft wird.

Weniger intuitiv lässt sich die Beziehung zwischen Impulsflussverhältnis

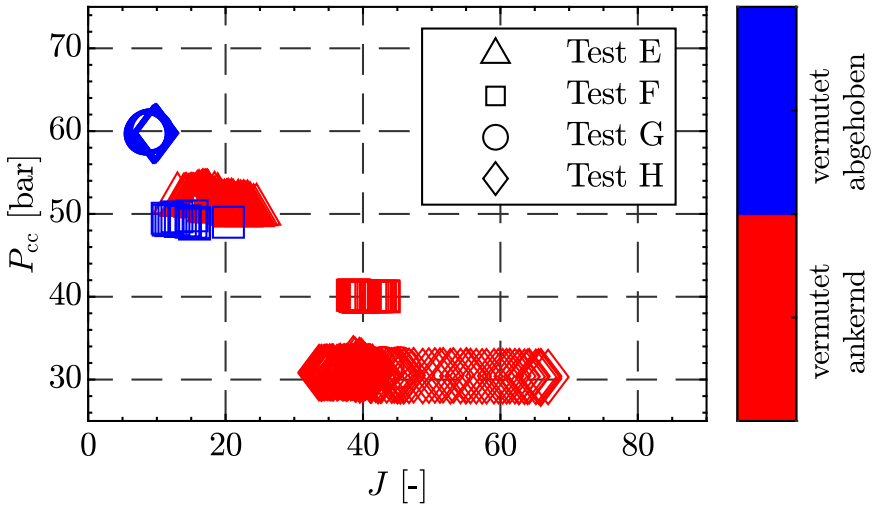


Abbildung 7.9: Impulsflussverhältnisse und Brennkammerdrücke für die Injektoren ohne *recess* inklusive vermutetem Flammenankerungsmechanismus in BKD Tests E bis H.

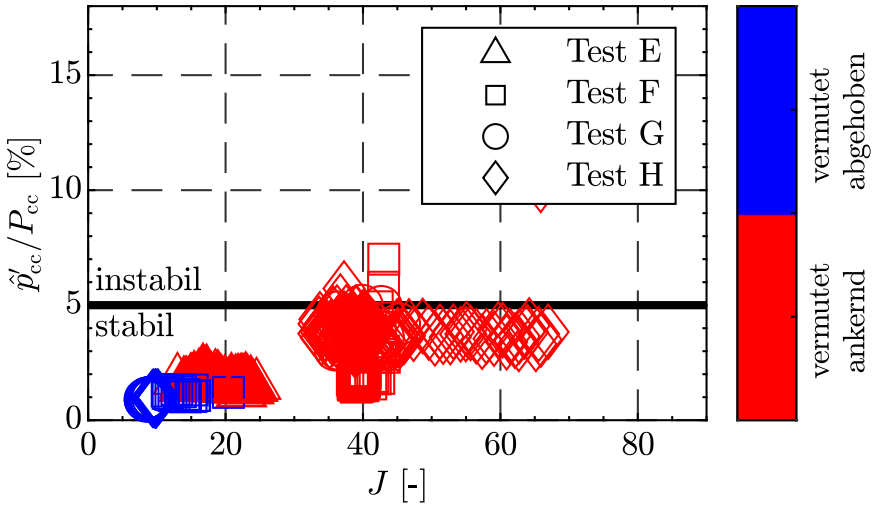


Abbildung 7.10: Impulsflussverhältnisse und thermoakustische Amplituden für die Injektoren ohne *recess* inklusive vermutetem Flammenankerungsmechanismus in BKD Tests E bis H.

und vermutetem Flammenankerungsmechanismus für die zurückversetzten Injektoren in Abbildung 7.11 interpretieren. Primär zeichnet sich ein Schwellwert bei einer J-Zahl von 45 ab, wobei auch bei höheren P_{cc} und kleineren Werten für J eine ankernde Flamme möglich scheint. Klarheit verschafft hierfür die Gegenüberstellung mit der thermoakustischen Amplitude in Abbildung 7.12. Bei niedrigeren Impulsflussverhältnissen aber dennoch ankernder Flamme herrscht eine instabile Verbrennung vor. Instabilitäten verbessern die Durchmischung und führen zu einer beschleunigten Verbrennung inklusive ankernden Flamme, wie bereits im vorherigen Kapitel erörtert wurde.

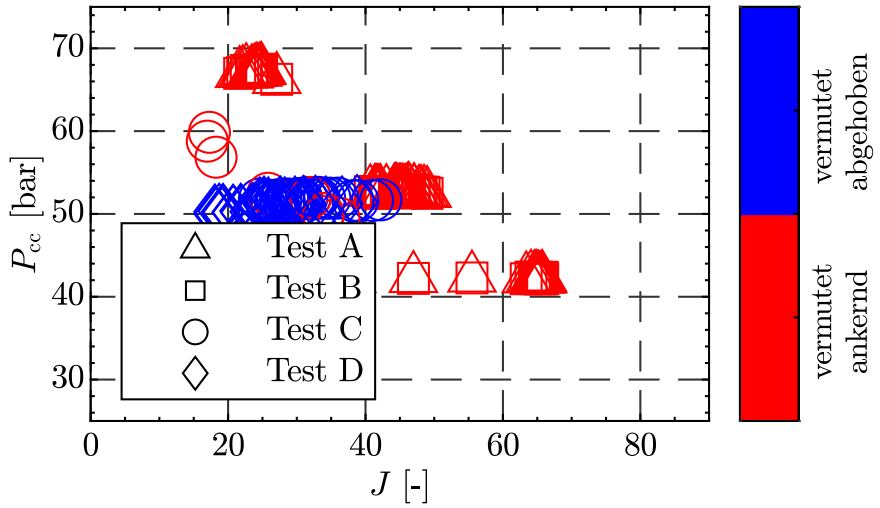


Abbildung 7.11: Impulsflussverhältnisse und Brennkammerdrücke für die Injektoren mit *recess* inklusive vermutetem Flammenankerungsmechanismus in BKD Tests A bis D.

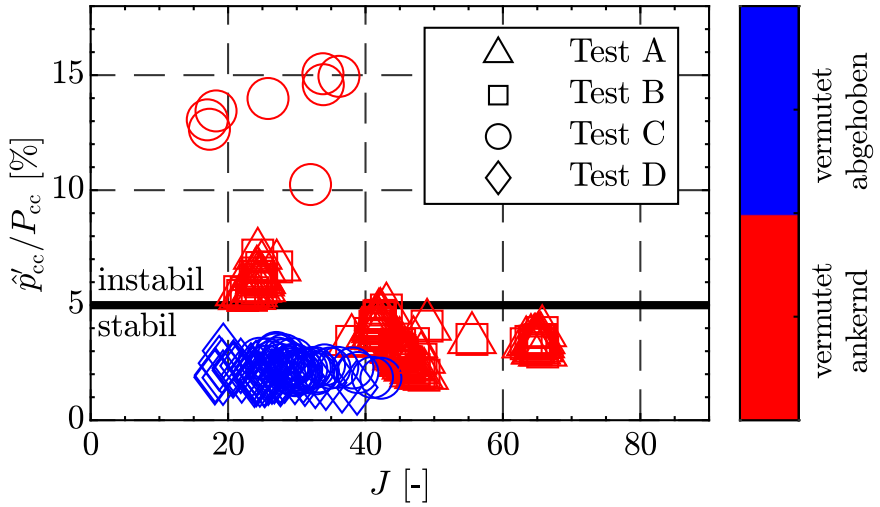


Abbildung 7.12: Impulsflussverhältnisse und thermoakustische Amplituden für die Injektoren mit *recess* inklusive vermutetem Flammenankerungsmechanismus in BKD Tests A bis D.

Ebenso stellte Hardi [81] eine Verkürzung und dementsprechend intensivere Durchmischung der Treibstoffe durch Verbrennungsinstabilitäten fest.

Während für zurückversetzte Injektoren bei stabiler Verbrennung die Relation $J > 45$ in einer stabilen Flammenankerung resultierte, reichten ohne *recess* bereits $J > 25$ aus. Im Bereich $25 < J < 45$ liegt somit eine instabile beziehungsweise bistabile Flammenankerung vor. Eventuell führen die erhöhten Einspritzgeschwindigkeiten durch die zweiseitige Einschnürung bei den Injektoren mit *recess* zum früheren Abheben der Flamme. Außerdem traten Verbrennungsinstabilitäten ausschließlich in der Injektor-Konfiguration mit

recess auf.

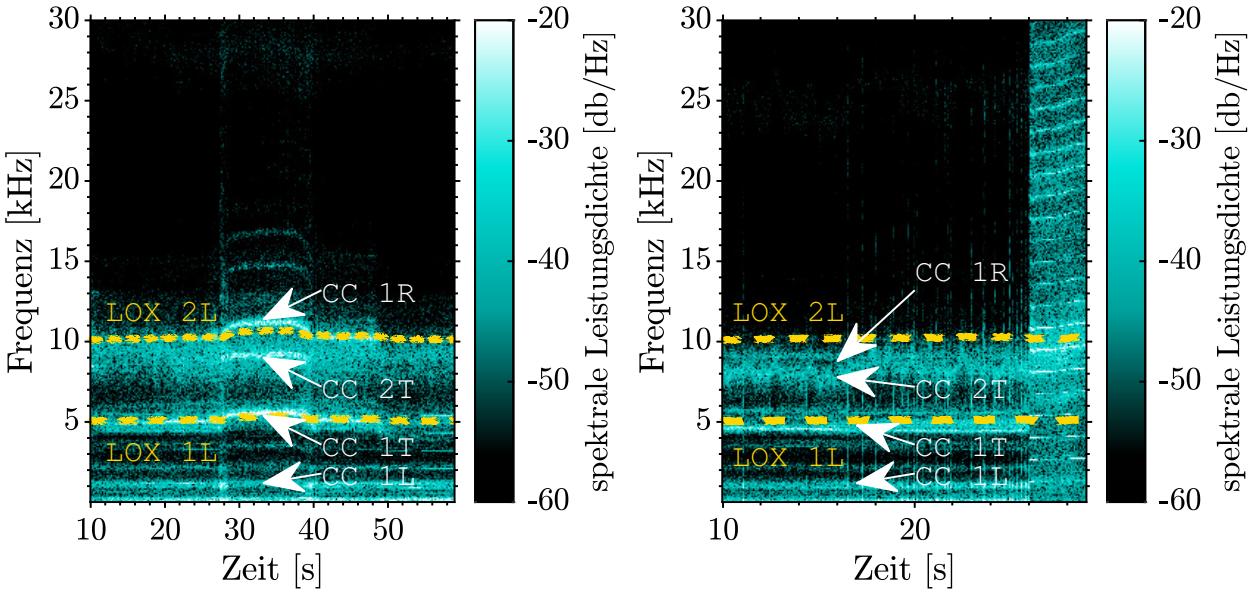
Die vorangegangenen Beobachtungen führen zu dem Schluss, dass zurückversetzte Injektorröhrchen die Flammendynamiken ungünstig beeinflussen können, obwohl dies dem konventionellen Verständnis für die Konstruktion von Scher-Koaxial-Injektoren für LOX/H_2 widerspricht, wonach dem *recess*, zumindest für transversale Moden, eine stabilisierende Wirkung zugesprochen wird [86]. Unterstützung für die These des destabilisierenden Einflusses von hydrodynamischen Effekten bei einem *recess* liefern ebenso analytische Untersuchungen von Juniper et al. [104], numerische Arbeiten von Schmitt [195] sowie Vermutungen basierend auf experimentellen Ergebnissen von Hulka et al. [92]. Letzterer sah im *recess* eine Kammer zu Vorverbrennung und folglich eine Verstärkung für die LOX-Post-Akustik. Schließlich liegt ebenfalls nahe, dass der Betrieb nahe an der Flammenverlöschungsgrenze, zumindest in den Zonen hoher Scherraten, eine weitere Quelle für Störungen bietet. Eine instabile Flammenankerung mit wechselseitiger Verortung der Flammenwurzel an der LOX-Post-Lippe und weiter stromab führt zu axialer Varianz des Schwerpunkts der Wärmefreisetzung, dementsprechend zur Änderung der thermoakustischen Randbedingungen und generell zu unruhigerer Verbrennung. Dies befeuert wiederum die Entwicklung von thermoakustischen Instabilitäten noch weiter.

7.2 Analyse der Verbrennungsinstabilitäten

Im letzten Unterkapitel standen vornehmlich gemittelte Charakteristiken der Flamme bei dezidierten Betriebsbedingungen beziehungsweise Konfigurationen im Vordergrund. In diesem Abschnitt werden nun die unterschiedlichen Dynamiken für die Entstehungsprozesse und das Anhalten der Verbrennungsinstabilitäten näher untersucht.

7.2.1 Injektorgekoppelte Instabilitäten

Das Auftreten der 1T-Instabilitäten in Test A zwischen 27,5 und 39 s in Abbildung 7.1 verhält sich konsistent zu den von Gröning [66] beschriebenen injektorgekoppelten Instabilitäten für die Treibstoffkombination LOX/H_2. Gröning beobachtete Instabilitäten bei Annäherung der akustischen Eigenfrequenzen im LOX-Injektor und jenen in der Brennkammer. Abbildung 7.13a und 7.13b ermöglichen den Abgleich der ersten zwei longitudinalen Eigenmoden des LOX-Posts mit den ersten vier der Brennkammer. In beiden Tests befindet sich die 1L-Mode des LOX-Posts nahe der 1T-Mode der Brennkammer, trotz eines leichten Auseinanderdriftens der beiden Frequenzen während der Instabilitäten in Test A. Diese Entwicklung liegt vorrangig an einer erhöh-

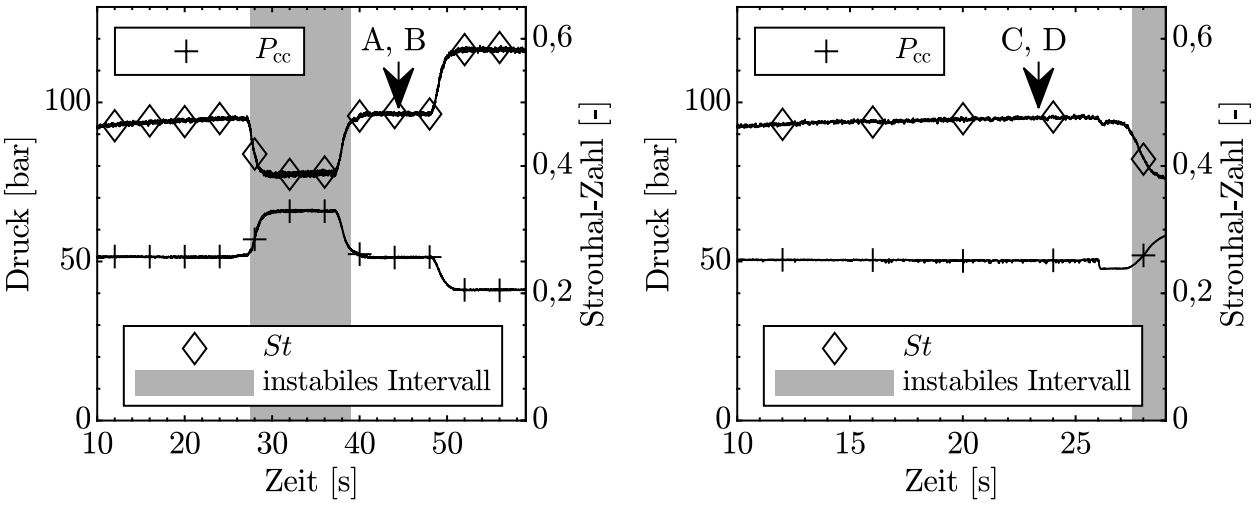


(a) Test A (b) Test C

Abbildung 7.13: Spektrogramme des akustischen Drucksensorsignals $p'_{cc,1}$ von BKD Tests A und C mit den Eigenmoden der Brennkammer und der LOX-Injektoren.

ten Schallgeschwindigkeit infolge der gesteigerten Wärmefreisetzungsrate im Laufe der instabilen Verbrennung. Jedoch tritt nur in Test A eine Kopplung und somit eine erhöhte Amplitude der 1T-Mode ein. Eine Erklärung hierfür bietet das Phänomen des Blendenpfeifens, das von Armbruster [8] als zusätzliche Voraussetzung für die Entstehung injektorgekoppelter Instabilitäten identifiziert wurde. Es stellte sich heraus, dass die hydrodynamische Anregung bei einer Annäherung der Strouhal-Zahlen durch die Drosselblende an 0,35 auf ihrem Höhepunkt ist. Eine Überprüfung dieses Zusammenhangs in Abbildung 7.14a zeigt die Initiierung der Instabilitäten, sobald die Strouhal-Zahl auf einen Wert von 0,4 abnimmt. Bei Test C in Abbildung 7.14b hingegen werden bereits hohe Amplituden der 1L-Mode erreicht, bevor die Strouhal-Zahl abnimmt, folglich muss hier ein anderer Mechanismus vorliegen.

Zudem sollte Beachtung finden, dass Abbildung 7.3a für Test A ein kurzes Aufblühen der 1L-Mode beim Wechsel zwischen stabiler und instabiler Verbrennung offenbart. Für ähnliche Betriebsbedingungen während LP 3 in Test G, jedoch bei einer Injektorkonfiguration ohne *recess*, wurde eine abgehobene Flamme festgestellt. Als Ursache für die kurzzeitigen 1L-Phänomene liegt eine Wechselwirkung der Effekte nahe, die bei stabiler Verbrennung eine abgehobene Flamme bewirken und bei Instabilitäten durch die beschleunigte Durchmischung und Verbrennung eine Flammenankerung an der LOX-Post-Lippe begünstigen. Die genannten Effekte setzen die Flamme einer axial pulsieren-



(a) Tests A und B

(b) Tests C und D

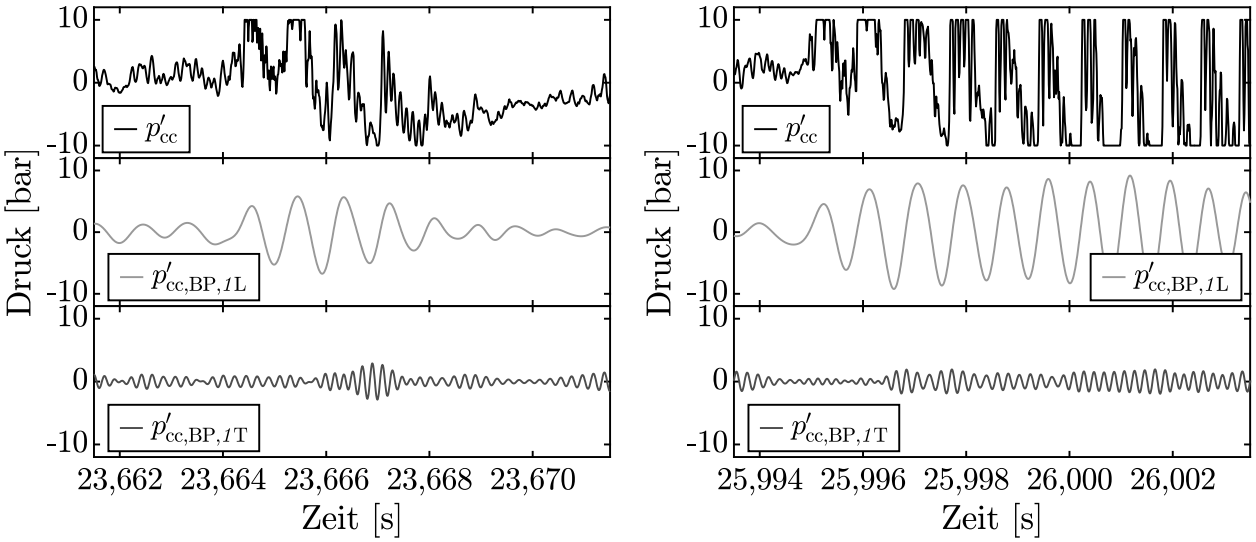
Abbildung 7.14: Brennkammerdruck und Strouhal-Zahl für Blendenpfeifen mit grau hervorgehobenen instabilen Intervallen in BKD Tests A bis D.

den Bewegung aus. Dies intensiviert eine Anregung der gleich gerichteten longitudinalen Instabilitäten.

7.2.2 Intermittierende Instabilitäten und Instabilitäten im Grenzzyklus

Die Charakteristika der Druckspitzen im akustischen Drucksensorsignal des Tests C zeichnen ein grundsätzlich unterschiedliches Bild im Vergleich zu Test A. Abbildung 7.15 visualisiert Detailaufnahmen des akustischen Drucksensorsignals und der bandpassgefilterten Signale um die Frequenzen der 1L- sowie 1T-Mode während einer Druckspitze und der Transition zu anhaltenden Instabilitäten. Hieraus wird deutlich, dass es sich bei diesen Druckspitzen um kurzlebige Instabilitäten handelt, die schlussendlich in einen Grenzzyklus übergehen. Die Charakteristika dieser Instabilitäten in BKD weisen somit eine frappierende Ähnlichkeit mit den beobachteten Instabilitäten in BKN auf.

Analog zu den kurzlebigen Instabilitäten in BKN lässt sich auch in Abbildung 7.16b für BKD keine Änderung der Dämpfung im Laufe des Versuchs feststellen, obwohl mit der Anhebung des ROFs von 1,7 auf 1,9 das Impulsflussverhältnis von 40 auf 20 abgesenkt wurde. Die Analyse der Instabilitäten aus BKN erwies, dass die Dämpfung longitudinaler Instabilitäten maßgeblich von der Brennkammerlänge abhängt und diese innerhalb eines Versuchslaufs unausweichlich konstant bleibt. Anhand Abbildung 7.16a kann aber ebenso ein Ansteigen der Wachstumsrate vermutet werden. Bei einem ausreichend

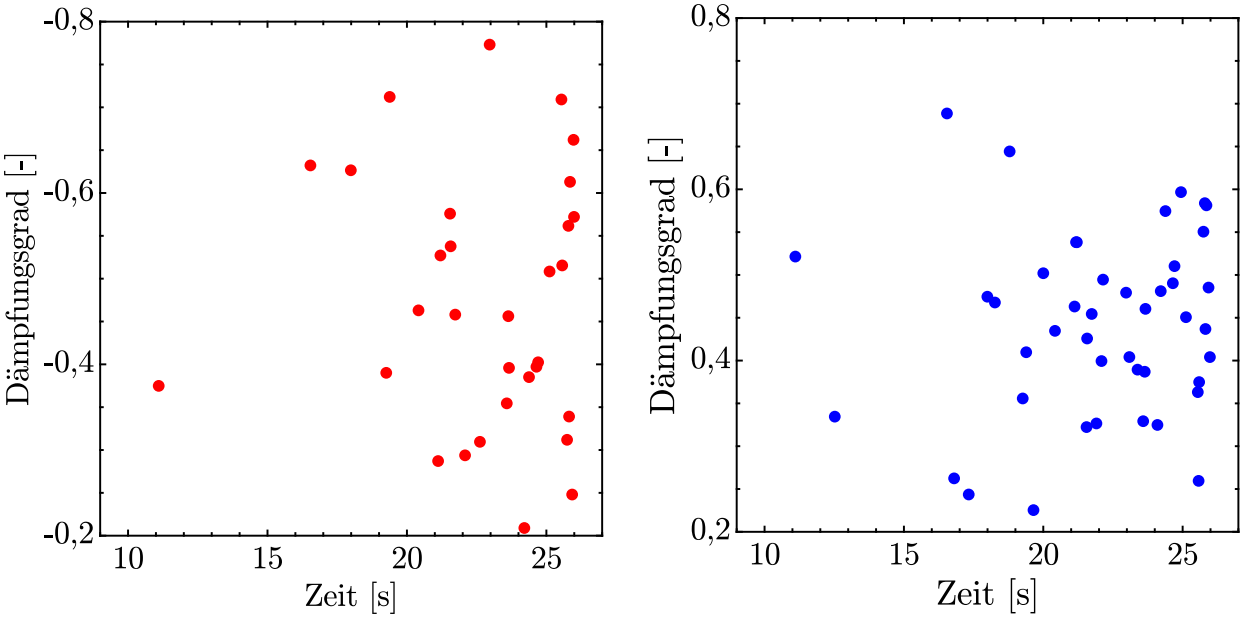


(a) Kurzlebige Instabilität (b) Transition zu anhaltenden Instabilitäten

Abbildung 7.15: Detaildarstellung der spektralen Amplitudenverteilung zwischen 1L- ($p'_{cc,1,BP,1L}$) und 1T-Mode ($p'_{cc,1,BP,1T}$) des akustischen Drucksensorsignals $p'_{cc,1}$ in BKD Test C.

hohen Wert, wie beispielsweise in Test C ab 25,9 s, kann ein Übergang von intermittierenden zu anhaltenden Instabilitäten ausgelöst werden. In BKD ist dieser Zusammenhang aufgrund der spärlicheren Datenlage allerdings nicht unmittelbar nachzuweisen. Das Test-Sequenz-Spektrogramm in Abbildung 7.2 zeigt außerdem eine Zunahme der Wiederholungsrate bezüglich des Auftretens der kurzzeitigen Instabilitäten, in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen aus BKN. Niedrigere J-Zahlen reduzieren die Eindämmung potentieller hydrodynamischer Effekte, die durch lokale Störungen der Verbrennung eine zusätzliche Quelle für die Anregung von thermoakustischen Instabilitäten liefern können.

Wie bereits festgestellt, liegt für Test C vor Initiierung der anhaltenden thermoakustischen Instabilitäten mit hohen Amplituden eine abgehobene Flamme vor, die mit Beginn der oszillierenden Verbrennung wiederum an der LOX-Post-Lippe ankert. Letztere weist eine nachhaltige Erhöhung der Heißgastemperaturen am Messring und der Resonanzfrequenzen in der Brennkammer auf. Während in BKN die kurzlebigen Instabilitäten hauptsächlich durch eine starke Verkürzung der Flamme charakterisiert waren, scheint dem in BKD eine Verschiebung der Flammenwurzel stromauf vorauszugehen. Abbildung 7.17 überlagert die Temperaturmessung im Messring nahe der Einspritzebene mit einem zeitlich gleitenden RMS-Wert von $p'_{cc,1}$. Im RMS sind intermittierende Instabilitäten durch einen erhöhten Wert ersichtlich. Die Herstellerangaben der Temperatursensoren sowie Erfahrungswerte schätzen einen Zeitverzug von



(a) Dämpfungsgrad für steigende Amplituden

(b) Dämpfungsgrad für fallende Amplituden

Abbildung 7.16: Zeitliche Entwicklung des Dämpfungsgrads in der Brennkammer während steigender und fallender Amplitude der kurzlebigen Instabilitäten in BKD Test C.

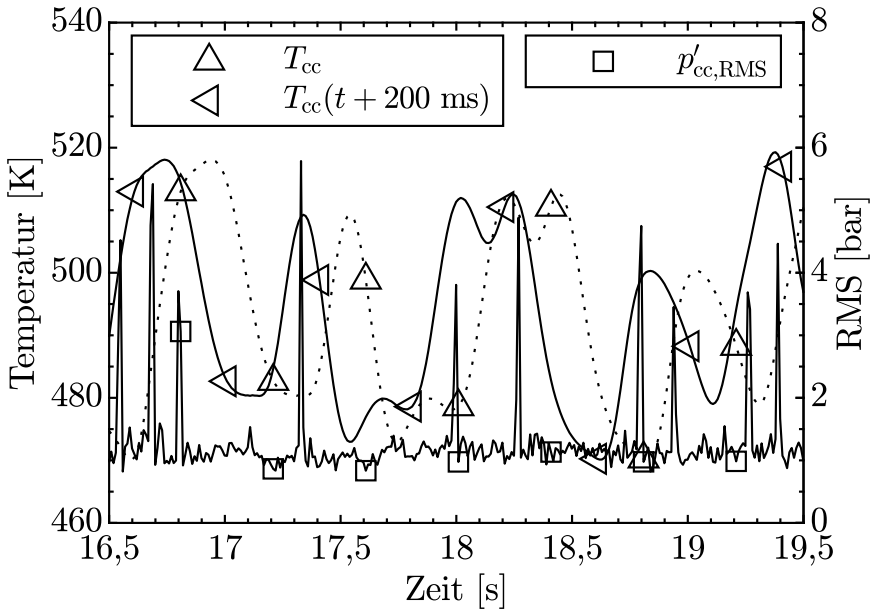


Abbildung 7.17: Heißgastemperatur in Abhängigkeit zum RMS des akustischen Drucks in BKD Test C.

etwa 200 ms zwischen Erreichen des entsprechenden Werts und dessen Messung ab. Unter Berücksichtigung dieser zeitlichen Verzögerung kann jedem

Auftreten einer kurzlebigen Instabilität ein Temperaturanstieg am Messring zugeordnet werden. Demnach scheint auch diese Ausprägung von Instabilitäten in BKD durch eine schlagartige, translatorische Bewegung der Verbrennungszone stromauf geprägt zu sein. Analog zu BKN verhindert der Überdruck an der Einspritzebene dann ein nominales Einströmen der Treibstoffe. In BKD wird so eine stabile Flammenankerung an der Injektorlippe verhindert.

7.2.3 Konsolidierung der Ergebnisse aus BKN und BKD

Im Zusammenhang mit der Einströmgeschwindigkeit des Brennstoffs und folglich des Impulsflussverhältnisses wurden bei experimentellen Untersuchungen mit BKN vor allem zwei Dynamiken festgestellt.

Auf der einen Seite führte eine zu geringe J-Zahl zu einer stärkeren Ausprägung der LOX-Dynamiken. Dies wiederum ermöglichte durch eine wechselseitige Interaktion mit den Verbrennungsprozessen das Entstehen von thermoakustischen Instabilitäten. Eine ähnlich gelagerte Situation ist ebenso bei den Untersuchungen mit BKD vorzufinden. Eine instabile Verbrennung in BKD trat dabei nur für niedrige Impulsflussverhältnisse auf. Zusätzlich zu den in BKN gefundenen Kopplungsmechanismen konnte ebenfalls der bei früheren Untersuchungen mit BKD und der Treibstoffkombination LOX/H_2 identifizierte Injektor-Kopplungsmechanismus in Verbindung mit dem Blendenpfeifen bestätigt werden.

Auf der anderen Seite entwickelten sich durch hohe Einströmgeschwindigkeiten des Brennstoffs und dementsprechend hohe J-Zahlen in BKN partielle und kurzzeitige Unterbrechungen der Flamme. Zu vermuten sind hohe Scherraten aufgrund der hohen Einspritzgeschwindigkeit sowie Verbrennung im *recess*. Hier scheinen die Resultate aus den Tests mit BKD, die eine abgehobene Flamme bei zu niedrigen Impulsflussverhältnissen zeigten, zunächst widersprüchlich. Bei genauerer Betrachtung lässt sich der Widerspruch jedoch aufklären. Während in BKN die Flamme zwar an der LOX-Post-Lippe ankerte, weiter stromab der Einspritzebene aber unterbrochen wurde, legen die Analysen bezüglich BKD ein Abheben der kompletten Flamme direkt von der LOX-Post-Lippe nahe. Ein entscheidender Unterschied zwischen den Scher-Koaxial-Injektoren beider Experimente ist die reduzierte Breite der LOX-Post-Lippe in BKD. Eine dünnere Lippe resultiert in schwächeren Rezirkulationsgebieten und somit einer suboptimalen Durchmischung. Eine Verbesserung der Durchmischung kann wiederum durch hohe Impulsflussverhältnisse, wie in Abschnitt 3.2.2 besprochen, erreicht werden. Zusammenfassend liegen in BKN und BKD verschiedene Flammendynamiken vor. Während in BKN eine zu hohe Einströmgeschwindigkeit des Brennstoffs die Flamme partiell stromab der Einspritzebene abscheren lässt, folgt in BKD aus einer schlechten Durch-

mischung der Treibstoffe das Abheben der Flamme von der LOX-Post-Lippe. Schlussendlich üben bei der Treibstoffkombination LOX/LNG sowohl zu niedrige als auch zu hohe J-Zahlen einen negativen Einfluss auf die Verbrennung aus.

Abschließend erweitern die Ergebnisse aus BKD jene aus BKN um die Erkenntnis des verstärkenden Einflusses des *recess* auf die LOX-Dynamiken.

8 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Promotion wurde die Forschungsbrennkammer BKN gänzlich neu entwickelt. BKN zeichnet sich durch einen großen optischen Zugang sowie eine hohe Sensordichte im optischen Segment aus. Die Treibstoffe in BKN wurden durch einen Scher-Koaxial-Injektor in die Brennkammer geleitet, der in Größe und Massenstrom repräsentativ für ein Hauptstufen-Element ist. Nach derzeitigem Kenntnisstand handelt es sich bei den durchgeführten Experimenten mit BKN um die ersten Visualisierungen des Großteils beziehungsweise der Gänze der Flamme eines Hauptstufen-Elements bei unter- und überkritischen Drücken. Beim Betrieb von BKN mit der Treibstoffkombination LOX/LNG traten für spezifische Betriebsmodi thermoakustische Instabilitäten auf. Eine Analyse der Daten aus den Versuchen zeigte kurzzeitige Anregungen der ersten longitudinalen Resonanzmode in der Brennkammer. Je nach Konfiguration und Betriebsbedingungen unterschieden sich diese in der Intensität. Bei zwei Konfigurationen erfolgte auch eine Transition in anhaltende Verbrennungsinstabilitäten. Dementsprechend eignete sich dieser Datensatz hervorragend für die folgenden, eingangs definierten Forschungsschwerpunkte:

- Prüfung der Möglichkeit zur qualitativen Verwendung von Indikatoren der Wärmefreisetzungsrate oberhalb der validierten Druck- und Temperaturbereiche
- Evaluierung der Option zur Extraktion von flammenbeschreibenden Größen im Kontext der Instabilitätsmodellierung
- Analyse der Flammen-Akustik-Interaktion im stabilen / bistabilen / instabilen Bereich
- Untersuchung dynamischer Verbrennungsprozesse bei repräsentativen Injektorbedingungen für unter- und überkritische Druckniveaus

Anhand von Daten unterschiedlicher Betriebspunkte mit thermoakustisch stabiler, bistabiler sowie instabiler Verbrennung wurde die Möglichkeit einer qualitativen Verwendung von Indikatoren der Wärmefreisetzungsrate oberhalb der validierten Druck- und Temperaturbereiche ausgewertet. Dazu wurden aus dem rekonstruierten Druckfeld und den optischen Daten zweidimensionale Rayleigh-Indizes berechnet. Ihr Abgleich mit den gemessenen thermoakustischen Amplituden in der Brennkammer offenbarte, sowohl im Vorzeichen als auch im relativen quantitativen Wert, eine konsistente Repräs-

sentation des thermoakustischen Zustands in der Brennkammer. Im stabilen Betrieb rangierten die integralen Rayleigh-Indizes nahe Null, im bistabilen Bereich waren sie leicht erhöht. Bei anhaltenden Verbrennungsinstabilitäten im Grenzzyklus waren die Werte um drei Größenordnungen höher. Im quantitativen Vergleich zwischen Rayleigh-Indizes auf Basis von OH*- sowie CH*-Strahlung lagen die Werte des integralen Rayleigh-Index für die ultraviolette unterhalb derjenigen für die blaue Strahlung. Dies befindet sich im Einklang mit dem aktuellen Forschungsstand, welcher der OH*-Strahlung eine hohe Selbstabsorption bescheinigt. Nur Strahlungsemissionen von der Oberfläche der Flamme können folglich überhaupt beobachtet werden. Im Gegensatz dazu werden der CH*-Strahlung mehr Tiefeninformationen zugesprochen.

Zusätzlich lieferten Rayleigh-Index-Spektren aus den 2D-Rayleigh-Indizes für sämtliche Frequenzen eine zuverlässige Übereinstimmung mit den jeweiligen thermoakustischen Charakteristiken der Verbrennung. Eine Kombination aus akustischen und optischen Daten barg ebenfalls großes Potential zur Extraktion von flammenbeschreibenden Größen im Kontext der Instabilitätsmodellierung. Die berechneten Flammentransferfunktionen beschrieben annähernd eine ähnliche Flammenantwort auf akustische Oszillationen wie die Rayleigh-Index-Spektren und spiegelten folglich ebenso den thermoakustischen Zustand des Systems wider. Bei fehlender Anregung der Brennkammermoden stellten unzureichende kohärente Signalanteile jedoch eine entscheidende Limitierung dar. Daher ist in solchen Fällen lediglich eine sehr reduzierte Beschreibung der Flamme mittels dieser Methodik realisierbar.

Eine statistische Auswertung der kurzzeitigen Instabilitäten im Zusammenhang verschiedener Parameter bot erste Einblicke in die Flammen-Akustik-Interaktion. Eines der daraus resultierenden, besonders relevanten Ergebnisse ist die festgestellte Abhängigkeit zwischen der Höhe der thermoakustischen Amplitude beziehungsweise Druckerhöhung und dem Impulsflussverhältnis. Während sich für die Wachstumsrate der thermoakustischen Amplitude die gleiche Abhängigkeit herauskristallisierte, war die Dämpfungsrate maßgeblich durch die Konfiguration der Brennkammer(-länge) festgelegt. Bei ausreichend großer Wachstumsrate in Relation zu einer moderaten Dämpfungsrate war so ein Übergang von den kurzlebigen in selbsterhaltende Instabilitäten im Grenzzyklus möglich. Die Flamme erfuhr zudem eine drastische Verkürzung durch die starken akustischen Geschwindigkeiten bei instabiler Verbrennung. Eine Korrelation mit den optischen Daten ergab eine Abhängigkeit der Flammenverkürzung von der thermoakustischen Amplitude. Sowohl ein höherer Impuls des einströmenden Flüssigsauerstoffs als auch ein niedrigeres Impulsflussverhältnis führten zu einer längeren Flamme und resultierten in BKN zu einem erhöhten Niveau des Verbrennungsrauschens. Die Rezidivrate kurzlebiger Instabilitäten nahm mit stärkerem Verbrennungsrauschen ebenfalls zu.

Ein detaillierte Analyse der optischen Daten unmittelbar vor der Initiierung

derartiger Instabilitäten zeigte eine verstärkte Ausprägung von hydrodynamischen Effekten. Bei niedrigen Impulsflussverhältnissen und infolgedessen reduzierter Eindämmung der Verwirbelungen in der Flüssigsauerstoffströmung traten die hydrodynamischen Phänomene noch intensiver hervor. Als plausibelste Erklärung für die Entstehung der Instabilitäten präsentierte sich eine durch Verbrennungsrauschen induzierte Anregung hydrodynamischer Phänomene der Sauerstoffströmung. Eine Synchronisierung mit den thermoakustischen Prozessen in der Brennkammer führte letztendlich zur Etablierung der oszillatorischen beziehungsweise instabilen Verbrennung.

Ein weiterer Fokuspunkt der vorliegenden Arbeit richtete sich auf die Schubkammer BKD. Im Rahmen einer weiteren Dissertation am Institut für Raumfahrtantriebe des DLR mit dem Ziel der Ermittlung von Wärmeübergangsdaten bei der Verbrennung von LOX/LNG waren im Betrieb von BKD ebenfalls Verbrennungsinstabilitäten aufgetreten. Eine vorläufige Sichtung der Daten eröffnete zwei unterschiedliche Arten von Instabilitäten. Während die Instabilitäten der longitudinalen Mode Ähnlichkeiten mit jenen in BKN aufwiesen, bestanden bei den 1T-Instabilitäten Gemeinsamkeiten zur LOX-Post-Kopplung nach Gröning und Armbruster. Die gesetzten Forschungsziele in Bezug auf BKD lauteten wie folgt:

- Evaluierung der Repräsentativität der gewonnenen Erkenntnisse aus dem optischen Experiment im Vergleich zu einer Schubkammer
- Prüfung einer Existenz des Mechanismus zur Injektorkopplung beim Betrieb mit LOX/CH_4

Der Anfangsverdacht der Analogie zwischen den 1L-Instabilitäten in BKD und selbigen in BKN konnte durch eine Analyse der experimentellen Daten erhärtet werden. Allerdings offenbarte sich in den longitudinalen Instabilitäten beim Betrieb von BKD eine weitere Dimension. Zuvor abgehobene Flammen erfuhren eine Wiederankerung am Injektor. Gleichzeitig unterstreichen jedoch die Gemeinsamkeiten der Instabilitätscharakteristika die hohe Repräsentativität der Erkenntnisse und folglich der Verbrennungsdynamiken aus der optischen Brennkammer BKN.

Ebenfalls bestätigte sich der anfängliche Verdacht der LOX-Post-Kopplung als ursächlich für die Anregung der ersten tangentialen Mode in BKD. Die Überlappung der akustischen 1L-LOX-Post- und 1T-Brennkammer-Mode als notwendige Bedingung für die LOX-Post-Kopplung konnte auch für die Treibstoffkombination LOX/CH_4 nachgewiesen werden. Außerdem rangierte im Betriebspunkt der angeregten 1T-Mode auch die Strouhal-Zahl an der Drosselblende im passenden Bereich, um ein Blendenpfeifen hoher Intensität zu begünstigen. Dieser Zusammenhang liefert die hinreichende Bedingung für injektorgekoppelte Instabilitäten. Eine Übertragbarkeit des bei einem Betrieb mit

LOX/H_2 beobachteten Kopplungsmechanismus auf LOX/LNG beziehungsweise LOX/CH_4 liegt dementsprechend vor.

8.1 Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden zahlreiche Fragestellungen umfänglich diskutiert sowie sämtliche gesteckte Forschungsziele erfolgreich umgesetzt. Dennoch eröffnen sich durch die herausgearbeiteten Zusammenhänge weitere vielversprechende Forschungsperspektiven.

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit ausreichender Bildaufnahmerate und zeitlicher Fokussierung auf die Transition von stabiler Verbrennung zu thermoakustischen Instabilitäten standen leider nur in sehr begrenzter Anzahl zur Verfügung. Weitere gezielte Untersuchungen dieser kurzlebigen Instabilitäten anhand hoher Bildaufnahmeraten könnten bei der Verifizierung des vorgeschlagenen Mechanismus zur Anregung der 1L-Instabilitäten unterstützen. Zur Bestärkung der Hypothese des negativen Einflusses eines *recess*, insbesondere bei der Verbrennung von LOX/CH_4, könnten Tests mit BKN und Injektor ohne *recess* für einen Erkenntnisgewinn sorgen. Zusätzlich würden Tests der Schubkammer BKD konfiguriert mit einem optischen Messring ebenso diesbezüglich Aufschluss liefern. Außerdem könnten tiefergehende Informationen zu den Flammenankerungsmechanismen gewonnen werden.

Generell wiesen die Scher-Koaxial-Injektoren in Verbindung mit der Treibstoffkombination LOX/CH_4 eine starke Neigung zu Instabilitäten auf. Als dazu beitragende Faktoren wurden die hohen Scherraten von Scher-Koaxial-Injektoren bei gleichzeitig langsamerer Reaktionskinetik identifiziert. Dies resultiert in einem Betrieb der Injektoren, zumindest lokal, nahe an der Flammenverlöschungsgrenze. Injektortechnologien mit verbesserter Treibstoffaufbereitung, wie Drall-Koaxial-Injektoren, könnten sich hier als gewinnbringend erweisen.

Die angewandten Methodiken wie DMD basieren auf einer Linearisierung des zugrunde liegenden Datensatzes. Gewisse thermoakustische sowie strömungsmechanische Effekte werden durch nichtlineare Prozesse charakterisiert. Eine aussichtsreiche Möglichkeit ergibt sich hier aus dem Forschungsbereich neuronaler Netze kombiniert mit der Koopman-Theorie. Bei akademischen Betrachtungen sowie thermoakustischen Experimenten geringer Komplexität wurden *variational autoencoder* eingesetzt, um sowohl eine Transformation als auch den entsprechenden Koopman-Operator zu trainieren, der im transformierten System nichtlineare Prozesse linear abbilden kann. Analog zur DMD gestatten die so gewonnenen Moden eine Analyse von nichtlinearen Dynamiken bei bestimmten Frequenzen. Die vorliegende Dissertation bildet somit das Fundament für eine Vielzahl weiterer bedeutsamer Forschungsfragen.

Abbildungsverzeichnis

2.1 CAD-Modell des PROMETHEUS-Triebwerks am Prüfstand P5 des DLR Standorts Lampoldshausen. Nachdruck von Patureau de Mirand [172] mit Genehmigung von Elsevier . . 5
2.2 I_{sp} verschiedener Treibstoffkombinationen 6
2.3 Beispielhafter Koaxial-Injektor. Nachdruck von Hulka und Hutt [92] mit Genehmigung von AIAA 7
2.4 Allgemeines Phasendiagramm. Nachdruck von Banuti et al. [12] mit Genehmigung des Autors 8
2.5 LN_2/He-Einspritzung bei unter- und überkritischem Druck. Nachdruck von Mayer und Smith [145] mit Genehmigung von AIAA 10
2.6 Geometrie und Prozesse einer Raketenbrennkammer 12
2.7 Injektorplatte vor und nach einem Versuch mit hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten 16
2.8 Reine longitudinale, tangentiale und radiale Fundamentalmode eines geschlossenen Zylinders 20
2.9 Schallgeschwindigkeitsprofil einer LOX/CH_4-Brennkammer . . 23

3.1 Transitionsdiagramm von Verbrennungsrauschen zu -instabilitäten 29
3.2 Schematische Darstellung des Flammenankerungsmechanismus. Nachdruck von Zong und Yang [251] mit Genehmigung von Elsevier 31
3.3 Hewitt-Kriterium. Nachdruck von Anderson [7] mit Genehmigung des Autors 33
3.4 Hydrodynamische Prozesse bei Scher-Koaxial-Injektoren. Nachdruck von Tsohas und Heister [225] mit Genehmigung von AIAA 34
3.5 Potentieller Anregungsmechanismus von injektorgetriebenen Instabilitäten 36
3.6 Optisches Spektrum der LOX/NG-Verbrennung 38
3.7 Vergleich internationaler LOX/H_2-Stabilitätsexperimente mit europäischen, industriellen Triebwerken 41

4.1 CAD-Modell von BKN 44
4.2 REST-Injektorelement in BKN 45
4.3 BKN-Messtechnik-Konfiguration 47

4.4 BKN-Fenster-Konfiguration 48
4.5 Optische Verzerrung in BKN 49
4.6 Korrektur der optischen Verzerrung in BKN 50
4.7 Durchlässigkeit des Fensters in BKN 51
4.8 Aufbau der optischen Diagnostik 52
4.9 Ultraviolette und blaue Filterkennlinien 53
4.10 CAD-Modell von BKD 55
4.11 L42-Injektorelement in BKD 56
4.12 BKD-Messtechnik-Konfiguration 57
4.13 BKD-Messring nach Haemisch 58

5.1 Exponentielles Amplitudenwachstum mit Übergang in einen Grenzzyklus 64
5.2 Druckverteilung der 1L-Mode 67
5.3 Darstellung der MDMD-Methode 70

6.1 Test-Sequenz-Spektrogramme dreier exemplarischer Tests mit BKN 74
6.2 Momentaufnahmen der Flammenstrahlung in BKN 77
6.3 Momentaufnahmen der Flammenstrahlung innerhalb eines Zyklus thermoakustischer Instabilitäten in BKN 78
6.4 Drei Momentaufnahmen der Flamme im injektornahen Bereich von BKN während gleicher Betriebsbedingungen 79
6.5 Hewitt-Kriterium für BKN Tests 1 bis 3. 80
6.6 Beziehung zwischen der Amplitude der Druckoszillation und der Intensität der CH*-Strahlung im injektornahen Bereich in BKN Test 2 80
6.7 Gemittelte Aufnahmen der Flamme in BKN 81
6.8 Abel-Inversion der gemittelten Flammenstrahlung in BKN . . . 82
6.9 Axiale Druckprofile verschiedener Lastpunkte in BKN 83
6.10 Axiale Temperaturprofile verschiedener Lastpunkte in BKN . . 83
6.11 2D-Rayleigh-Indizes der 1L-Mode für verschiedene Lastpunkte in BKN 86
6.12 Korrelation der integralen Rayleigh-Indizes mit den akustischen Amplituden in BKN 87
6.13 Integrale Rayleigh-Index-Spektren für verschiedene Lastpunkte in BKN 89
6.14 ROIs der Flamme in BKN für FTF-Berechnung 90
6.15 FTFs für verschiedene Lastpunkte in BKN 91
6.16 Beispiel einer kurzlebigen Instabilität in BKN 93
6.17 Druckerhöhungen in BKN durch kurzlebige Instabilitäten in Abhängigkeit zur Injektionstemperatur 94

6.18 Druckerhöhungen in BKN durch kurzlebige Instabilitäten in Abhängigkeit zum Impulsflussverhältnis 95
6.19 Gemittelte Bilder der CH*-Flammenstrahlung während einer kurzlebigen Instabilität in BKN 96
6.20 Minimale Flammenlängen und maximale Druckerhöhungen in BKN durch kurzlebige Instabilitäten in Abhängigkeit der thermoakustischen Amplituden 97
6.21 Beispiel einer kurzlebigen Instabilität in BKN mit Amplitudenwachstum 98
6.22 Kreuz-Wavelet-Transformation des akustischen Drucksensorsignals und CH*-Intensität in BKN 99
6.23 Zeitliche Entwicklung des thermalen Schwerpunkts und des Verbrennungsrauschniveaus in BKN 100
6.24 Test-Sequenz-Spektrogramme der akustischen und optischen Daten aus BKN Test 12 102
6.25 PSDs der optischen Daten verschiedener Impulsflussverhältnisse vor kurzlebigen Instabilitäten aus BKN Test 12 103
6.26 Rekonstruierte Sequenz der LOX-Post-Tip-Wirbel-Instabilität in BKN Test 12 105
6.27 Rekonstruierte Sequenz der LOX-Strahl-Instabilität in BKN Test 12 106
6.28 Akustisches Drucksensorsignal mit verschiedenen Stabilitätsverhalten in BKN Test 9 107
6.29 Multifraktale Spektren im BKN Test 9 108
6.30 Momentane Amplitude und (multi-)fraktale Parameter in BKN Test 9 109
6.31 Dämpfungsgrad von BKN während kurzlebiger Instabilitäten in Abhängigkeit zum Impulsflussverhältnis 110

7.1 Test-Sequenz-Spektrogramme zweier exemplarischer Tests in BKD 112
7.2 Test-Sequenz-Spektrogramme zweier weiterer exemplarischer Tests in BKD 113
7.3 Spektrale Verteilung der Amplituden in BKD Tests A und C . 114
7.4 Heißgastemperatur und Impulsflussverhältnis in BKD Tests A bis D 116
7.5 Schallgeschwindigkeitsprofil einer LOX/CH_4-Brennkammer mit abgehobener Flamme 116
7.6 Dreistufiges Verfahren zur Detektion abgehobener Flammen in BKD 118
7.7 Druckverlust über die Injektoren in BKD Tests A-D 119
7.8 Druckverlust über die Injektoren in BKD Tests E-H 119

7.9 Impulsflussverhältnisse und Brennkammerdrücke in BKD Tests E-H . . . 120
7.10 Impulsflussverhältnisse und thermoakustische Amplituden in BKD Tests E-H . . . 120
7.11 Impulsflussverhältnisse und Brennkammerdrücke in BKD Tests A-D . . . 121
7.12 Impulsflussverhältnisse und thermoakustische Amplituden in BKD Tests A-D . . . 121
7.13 Spektrogramme mit Eigenmoden der Brennkammer und der LOX-Injektoren von BKD Tests A und C . . . 123
7.14 Brennkammerdruck und Strouhal-Zahl für das Blendenpfeifen in BKD Tests A-D . . . 124
7.15 Spektrale Verteilung der Amplituden im akustischen Drucksensorsignal für zwei kurzlebige Instabilitäten in BKD Test C . . . 125
7.16 Zeitliche Entwicklung des Dämpfungsgrads bei kurzlebigen Instabilitäten in BKD Test C . . . 126
7.17 Heißgastemperatur in Abhängigkeit zum RMS des akustischen Drucks in BKD Test C . . . 126

Ich danke allen Inhaber*innen von Abbildungsnutzungsrechten für die Genehmigung der Veröffentlichung. Sollten trotz sorgfältiger Recherche Rechteinhaber*innen nicht berücksichtigt worden sein, wird um Nachricht gebeten.

Tabellenverzeichnis

2.1 Kritische Punkte von Sauerstoff und Methan 9
2.2 Werte für m-te mit π multiplizierte Nullstelle einer Besselfunktion erster Gattung von n-ter Ordnung 21

4.1 Geometrische Abmessungen des Injektionssystems in BKN. . . 46
4.2 Betriebsbedingungen in BKN 54
4.3 Betriebsbedingungen in BKD 59

6.1 Stationäre Betriebs- und Einspritzbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in den BKN Tests. 75
6.2 Akustische Randbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in BKN. 76
6.3 Integrale Rayleigh-Index-Werte für sechs Auswertungsintervalle innerhalb der fünf verschiedenen Lastpunkte in BKN. 87
6.4 Frequenzabschätzung für hydrodynamische Phänomene bei der LOX-Einspritzung in BKN. 104
6.5 Frequenzabschätzung für hydrodynamische Phänomene bei der NG-Einspritzung in BKN. 104

7.1 Stationäre Betriebs- und Einspritzbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in BKD Tests. 115
7.2 Akustische Randbedingungen für fünf verschiedene Lastpunkte in BKD. 115

Literaturverzeichnis

[1] S. Aithal, Z. Liu, R. Jensen, T. Henerman et al. Nonlinear Injection Transfer Function Simulations for Liquid Propellants. In: *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA 2008-4742, Hartford, CT, 2008.

[2] E. Alenius. *Flow Duct Acoustics - An LES Approach*. Dissertation, Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, 2012.

[3] E. Alenius, M. Åbom und L. Fuchs. Large Eddy Simulations of Acoustic-Flow Interaction at an Orifice Plate. *Journal of Sound and Vibration*, 345, S. 162–177, 2015. doi: 10.1016/j.jsv.2015.02.012.

[4] R. Amirante, E. Distaso, P. Tamburrano und R. D. Reitz. Laminar flame speed correlations for methane, ethane, propane and their mixtures, and natural gas and gasoline for spark-ignition engine simulations. *International Journal of Engine Research*, 18(9), S. 951–970, 2017. doi: 10.1177/1468087417720018.

[5] A. Anderson. Vortex-Ring Structure-Transition in a Jet Emitting Discrete Acoustic Frequencies. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28(5), S. 914–921, 1956.

[6] W. Anderson, H. Ryan und R. Santoro. Combustion Instability Phenomena of Importance to Liquid Bi-Propellant Rocket Engines. In: *28th JANNAF Combustion Meeting, San Antonio, TX*. 1991.

[7] W. Anderson, H. Ryan, R. Santoro und R. Hewitt. Combustion instability mechanisms in liquid rocket engines using impinging jet injectors. In: *31st Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 1995. doi: 10.2514/6.1995-2357.

[8] W. Armbruster. *Untersuchung injektorgekoppelter Verbrennungsinstabilitäten in einer kryogenen Raketenbrennkammer*. Dissertation, 2022. doi: 10.57676/4DTH-BN38.

[9] W. Armbruster, J. Hardi und M. Oschwald. Impact of shear-coaxial injector hydrodynamics on high-frequency combustion instabilities in a representative cryogenic rocket engine. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 14(1-2), S. 118–130, 2022. doi: 10.1177/17568277221093848.

[10] J. Bae, S. Jeong und Y. Yoon. Effect of delay time on the combustion instability in a single-element combustor. *Acta Astronautica*, 178, S. 783–792, 2021. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.10.004.

[11] A. Banerjee, I. Pavithran und R. I. Sujith. Early warnings of tipping in a non-autonomous turbulent reactive flow system: Efficacy, reliability, and warning times. *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 34(1), 2024. issn: 1089-7682. doi: 10.1063/5.0160918.

[12] D. Banuti, M. Raju und M. Ihme. „On the characterization of transcritical fluid states“. In: *Annual Research Briefs*. Center for Turbulence Research, Stanford University, 2017, S. 165–178.

[13] D. Banuti, M. Raju und M. Ihme. Between supercritical liquids and gases – Reconciling dynamic and thermodynamic state transitions. *The Journal of Supercritical Fluids*, 165, S. 104895, 2020. issn: 0896-8446. doi: 10.1016/j.supflu.2020.104895.

[14] D. Banuti, M. Raju, P. C. Ma, M. Ihme et al. Seven Questions about Supercritical Fluids – Towards a new Fluid State Diagram. In: *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. AIAA 2017-1106, Grapevine, TX, 2017. doi: 10.2514/6.2017-1106.

[15] A. Bee, M. Börner, W. Armbruster, B. Knapp et al. Experimental Study and Visualization of the Combustion Dynamics and Behavior of a Single Swirl Coaxial Injector Element in a High Pressure LOX/CH4 Rocket Combustor. In: *AIAA SCITECH 2024 Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2024. doi: 10.2514/6.2024-2224.

[16] S. Beinke, D. Banuti, J. Hardi, M. Oschwald et al. Modeling of a Coaxial Liquid Oxygen/Gaseous Hydrogen Injection Element under High-Frequency Acoustic Disturbances. *Progress in Propulsion Physics*, 11, S. 225–246, 2019. doi: 10.1051/eucass/201911225.

[17] S. Beinke, F. Tonti, S. Karl, J. Hardi et al. Modelling Flame Response of a Co-axial LOx/GH2 Injection Element to High Frequency Acoustic Forcing. In: *7th European Conference for Aeronautics and Aerospace Sciences (EUCASS)*. Mailand, 2017. doi: 10.13009/EUCASS2017-172.

[18] S. K. Beinke. *Anaylses of Flame Response to Acoustic Forcing in a Rocket Combustor*. Dissertation, The University of Adelaide, 2017. doi: 10.25909/5b875ef6c13fb.

[19] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin und V. Lemort. Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 53(6), S. 2498–2508, 2014. doi: 10.1021/ie4033999.

[20] W. A. Bell und B. Zinn. *The Prediction of Three-Dimensional Liquid-Propellant Rocket Nozzle Admittances*. Georgia Institute of Technology, 1973.

[21] J. S. Bendat und A. G. Piersol. *Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis*. 2. Aufl. John Wiley & Sons, New York, 1993.

[22] H. Bergh und H. Tijdeman. *Theoretical and Experimental Results for the Dynamic Response of Pressure Measuring Systems*. Techn. Ber. Nationaal Lucht- en Ruimtevaartlaboratorium, 1965. doi: 10.13140/2.1.4790.1123.

[23] P. N. Blanco. *Parametric System Identification of Rocket Combustion Instability Using the Fokker-Planck Equation*. Masterarbeit, The University of Adelaide, 2018.

[24] G. Bonciolini, E. Boujo und N. Noiray. Effects of Turbulence-Induced Colored Noise on Thermoacoustic Instabilities in Combustion Chambers. In: *Thermoacoustic Instabilities in Gas turbines and Rocket Engnines: Industry meets Academia 2016*. München, 2016.

[25] S. Boulal, N. Fdida, L. Matuszewski, L. Vingert et al. Flame dynamics of a subscale rocket combustor operating with gaseous methane and gaseous, subcritical or transcritical oxygen. *Combustion and Flame*, 242, S. 112179, 2022. doi: 10.1016/j.combustflame.2022.112179.

[26] BryceTech. *Bryce Briefing*. Hrsg. von BryceTech. 9. März 2023. url: https://brycetech.com/briefing.

[27] S. Candel, M. Juniper, P. Scouflaire, C. Rolon et al. Investigations of Subcritical and Transcritical Cryogenic Combustion using Imaging and Laser Techniques. *Tiré à part- Office national d'études et de recherches aerospatiales*, 2004.

[28] S. Candel, M. Juniper, G. Singla, P. Scouflaire et al. Structure and Dynamics of Cryogenic Flames at Supercritical Pressure. *Combustion Science and Technology*, 178(1-3), S. 161–192, 2006. doi: 10.1080/00102200500292530.

[29] H. Carlsson, C. Carlsson, L. Fuchs und X.-S. Bai. Large Eddy Simulation and Extended Dynamic Mode Decomposition of Flow-Flame Interaction in a Lean Premixed Low Swirl Stabilized Flame. *Flow, Turbulence and Combustion*, 93(3), S. 505–519, 2014. doi: 10.1007/s10494-014-9560-6.

[30] A. Chemnitz, N. Kings, M. Schulze und T. Sattelmayer. Numerical Investigation of Eigenmode Damping Rates in a Single Element Rocket Combustion Chamber. In: *31st. International Symposium on Space Technology and Science (ISTS)*. Matsuyama, 2017.

[31] A. Chemnitz, T. Sattelmayer, C. Roth, O. Haidn et al. Numerical Investigation of Reacting Flow in a Methane Rocket Combustor: Turbulence Modeling. *Journal of Propulsion and Power*, 34(4), S. 864–877, 2018. doi: 10.2514/1.b36565.

[32] N. Chigier und Z. Faragó. Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream. *Atomization and Sprays*, 2(2), S. 137–153, 1992. doi: 10.1615/AtomizSpr.v2.i2.50.

[33] L. P. Combs, C. L. Oberg, T. A. Coultas, W. J. Evers et al. *Liquid Rocket Engine Combustion Stabilization Devices*. Techn. Ber. NACA SP-8113. National Aeronautics und Space Administraion, Lewis Research Center, Cleveland OH, 1974.

[34] E. Conrad, H. E. Bloomer, J. P. Wanhainen und D. W. Vincent. *Interim Summary of Liquid Rocket Acoustic-Mode-Instability Studies at a Nominal Thrust of 20000 Pounds*. Techn. Ber. NASA TN D-4968. National Aeronautics und Space Administration, Lewis Research Center, Cleveland, OH, 1968.

[35] L. Crocco. Aspects of Combustion Stability in Liquid Propellant Rocket Motors part II: Low frequency Instability with Bipropellants. High Frequency Instability. *Journal of the American Rocket Society*, 22(1), S. 7–16, 1952.

[36] L. Crocco. Aspects of Combustion Stability in Liquid Propellant Rocket Motors part I: Fundamentals. Low Frequency Instability with Monopropellants. *Journal of the American Rocket Society*, 21(6), S. 163–178, 1951.

[37] L. Crocco und S.-I. Cheng. High-Frequency Combustion Instability in Rocket Motor with Concentrated Combustion. *Journal of the American Rocket Society*, 23(5), S. 301–313, 1953.

[38] F. E. C. Culick. *Combustion Instabilities in Liquid-Fuelled Propulsion Systems*. Caltech Library, 1988.

[39] F. E. C. Culick. Some Recent Results for Nonlinear Acoustics in Combustion Chambers. *AIAA Journal*, 32(1), S. 146–169, 1994.

[40] F. E. C. Culick. *Unsteady Motions in Combustion Chambers for Propulsion Systems*. NATO Research und Technology Organization, Neuilly-Sur-Seine, 2006.

[41] F. Cuoco, B. Yang, C. Bruno, O. J. Haidn et al. Experimental Investigation on LOx/CH4 Ignition. In: *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juni 2004. doi: 10.2514/6.2004-4005.

[42] M. De Benedictis und G. Ordonneau. High Frequency Injection Coupled Combustion Instabilities-Study of Combustion Chamber/Feed System Coupling. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2006-4721, Sacramento, CA, 2006.

[43] M. Deleo, A. Saveliev, L. Kennedy und S. Zelepouga. OH and CH luminescence in opposed flow methane oxy-flames. *Combustion and Flame*, 149(4), S. 435–447, 2007. doi: 10.1016/j.combustflame.2007.01.008.

[44] M. L. Dranovsky. *Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines: Testing and Development Practices in Russia*. Hrsg. von M. L. Dranovsky. Progress in Astronautics und Aeronautics, Jan. 2007. isbn: 978-1563479212. doi: 10.2514/4.866906.

[45] D. Durox, T. Schuller, N. Noiray und S. Candel. Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1), S. 1391–1398, 2009. doi: 10.1016/j.proci.2008.06.204.

[46] K. Ehrenfried. *Strömungsakustik I*. Skript zur Vorlesung, Technische Universität Berlin, 2003.

[47] K. Ehrenfried. *Strömungsakustik II*. Skript zur Vorlesung, Technische Universität Berlin, 2003.

[48] D. Eiringhaus, H. Riedmann und O. Knab. *Demonstratorbeschreibung TCD1 - v1.0*. Techn. Ber. DFG SFB-TRR40 TCD1 - v1.0. ArianeGroup, Ottobrunn, 2017.

[49] D. Eiringhaus, H. Riedmann und O. Knab. *Demonstratorbeschreibung TCD2 - v1.0*. Techn. Ber. DFG SFB-TRR40 TCD2 - v1.0. ArianeGroup, Ottobrunn, 2017.

[50] D. Eiringhaus, H. Riedmann und O. Knab. *Demonstratorbeschreibung TCD3 - v1.0*. Techn. Ber. DFG SFB-TRR40 TCD3 - v1.0. ArianeGroup, Ottobrunn, 2017.

[51] N. Fdida, L. Vingert, G. Ordonneau, A. Ristori et al. Characterization of a Double Swirl Injector in a LOX/LCH4 Fueled Combustor on Mascotte Test Bench. In: *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*. 2013.

[52] C. E. Feiler und M. F. Heidmann. *Dynamic Response of Gaseous Hydrogen Injector Flow System, and Application to High Frequency Combustion Instability*. Techn. Ber. NASA TN-D-4040. NASA Glenn Research Center, 1967.

[53] M. Feldman. *Hilbert Transform Applications in Mechanical Vibration*. John Wiley & Sons, März 2011. isbn: 978-1119991656. doi: 10.1002/9781119991656.

[54] T. Fiala. *Radiation from High Pressure Hydrogen-Oxygen Flames and its Use in Assessing Rocket Combustion Instability*. Dissertation, Technische Universität München (TUM), München, 2015.

[55] T. Fiala und T. Sattelmayer. Heat Release and UV-VIS Radiation in Non-Premixed Hydrogen-Oxygen Flames. *Experiments in Fluids*, 56, 2015. doi: 10.1007/s00348-015-2013-8.

[56] T. Fiala, T. Sattelmayer, S. Gröning, J. Hardi et al. Comparison Between Excited Hydroxyl Radical and Blue Radiation from Hydrogen Rocket Combustion. *Journal of Propulsion and Power*, 33(2), S. 490–500, 2017. doi: 10.2514/1.B36280.

[57] E. F. Fiock. „Measurement of Burning Velocity“. In: *High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, Vol.9: Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion*. High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion Bd. 9. Princeton University Press, 1954.

[58] G. A. Flandro, J. Majdalani und J. D. Sims. On Nonlinear Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors. In: *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. AIAA 2004-3516, Fort Lauderdale, FL, 2004. doi: 10.2514/6.2004-3516.

[59] T. L. Fuller. *Dynamic Coupling in a Model Rocket Combustor*. Dissertation, Purdue University, 2019.

[60] A. G. Gaydon. Hydrogen Flames. In: *The Spectroscopy of Flames*, S. 99–126. Springer Netherlands, 1974. doi: 10.1007/978-94-009-5720-6_5.

[61] A. Ghani, T. Poinsot, L. Gicquel und G. Staffelbach. LES of Longitudinal and Transverse Self-Excited Combustion Instabilities in a Bluff-Body Stabilized Turbulent Premixed Flame. *Combustion and Flame*, 162(11), S. 4075–4083, 2015. doi: 10.1016/j.combustflame.2015.08.024.

[62] G. S. Gill und W. H. Nurick. *Liquid Rocket Engine Injectors*. Techn. Ber. NASA SP-8089. Cleveland, OH: National Aeronautics und Space Administration, Lewis Research Center, Cleveland, OH, 1976.

[63] S. Gordon und B. J. McBride, Hrsg. *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications. Part 1: Analysis*. NASA Glenn Research Center, Cleveland, OH, 1994.

[64] A. Graps. An introduction to wavelets. *IEEE computational science and engineering*, 2(2), S. 50–61, 1995.

[65] A. Grinsted, J. C. Moore und S. Jevrejeva. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 11(5/6), S. 561–566, 2004. issn: 1607-7946. doi: 10.5194/npg-11-561-2004.

[66] S. Gröning. *Untersuchung selbsterregter Verbrennungsinstabilitäten in einer Raketenbrennkammer*. Dissertation, RWTH Aachen, 2017.

[67] S. Gröning, J. S. Hardi, D. Suslov und M. Oschwald. Injector-driven Combustion Instabilities in a Hydrogen/Oxygen Rocket Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 32(3), S. 560–573, 2016. doi: 10.2514/1.B35768.

[68] S. Gröning, D. Suslov, M. Oschwald und T. Sattelmayer. Stability Behaviour of a Cylindrical Rocket Engine Combustion Chamber Operated With Liquid Hydrogen and Liquid Oxygen. In: *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. München, 2013.

[69] Y. Guan, V. Gupta und L. K. B. Li. Intermittency route to self-excited chaotic thermoacoustic oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 894, 2020. issn: 1469-7645. doi: 10.1017/jfm.2020.297.

[70] A. Haberzettl, D. Suslov, G. Brümmer, A. Frank et al. European Technology Test Facility for High Pressure Combustion P8. 20 Years Reserach and Technology Development. In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress (DLRK) 2016*. Braunschweig, 2016.

[71] J. Haemisch, D. Suslov und M. Oschwald. Experimental Study of Methane Heat Transfer Deterioration in a Subscale Combustion Chamber. *Journal of Propulsion and Power*, 35(4), S. 819–826, 2019.

[72] J. Haemisch. *Heat Transfer Processes for Hydrogen and Methane in Cooling Channels of Regeneratively Cooled Thrust Chambers of Cryogenic Rocket Engines*. Dissertation, RWTH Aachen University, Jan. 2020. url: https://elib.dlr.de/137918/.

[73] D. Haeseler, C. Mäding, A. Götz, V. Roubinski et al. Recent developments for future launch vehicle LOX/HC rocket engines. In: *6th International Symposium on Propulsion for Space Transportation of the 21st Century*. 2002.

[74] O. Haidn, C. Maria Palma, M. Luo, C. Roth et al. On Methane/ Oxygen Combustion for Rocket Applications. In: *International Symposium on Innovation and Prospects of Liquid Propulsion Technology*. Sep. 2016.

[75] L. Hakim, A. Ruiz, T. Schmitt, M. Boileau et al. Large Eddy Simulations of Multiple Transcritical Coaxial Flames Submitted to a High-Frequency Transverse Acoustic Modulation. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(2), S. 1461–1468, 2015. doi: 10.1016/j.proci.2014.05.142.

[76] L. Hakim, T. Schmitt, S. Ducruix, B. Cuenot et al. Dynamics of a Transcritical Coaxial Flame under a High-Frequency Transverse Acoustic Forcing: Influence of the Modulation Frequency on the Flame Response. *Combustion and Flame*, 162(10), S. 3482–3502, 2015. doi: 10.1016/j.combustflame.2015.05.022.

[77] E. Hansen. Fast Hankel transform algorithm. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, 33(3), S. 666–671, 1985. issn: 0096-3518. doi: 10.1109/tassp.1985.1164579.

[78] E. W. Hansen und P.-L. Law. Recursive methods for computing the Abel transform and its inverse. *Journal of the Optical Society of America A*, 2(4), S. 510, 1985. issn: 1520-8532. doi: 10.1364/josaa.2.000510.

[79] J. Hardi, J. C. Deeken, W. Armbruster, Y. Miene et al. LUMEN Thrust Chamber-Injector Design and Stability Analysis. In: *32nd International Symposium on Space Technology and Science (ISTS)*. Fukui, 2019.

[80] J. Hardi, J. Martin, M. Son, W. Armbruster et al. Combustion Stability Characteristics of a Sub-Scale LOX/LNG Rocket Thrust Chamber. In: *Aerospace Europe Conference (AEC) 2020*. 3AF, Bordeaux, 2020.

[81] J. S. Hardi. *Experimental Investigation of High Frequency Combustion Instability in Cryogenic Oxygen-Hydrogen Rocket Engines*. Dissertation, The University of Adelaide, 2012.

[82] J. S. Hardi, S. K. Beinke, M. Oschwald und B. B. Dally. Coupling of Cryogenic Oxygen-Hydrogen Flames to Longitudinal and Transverse Acoustic Instabilities. *Journal of Propulsion and Power*, 30(4), S. 991–1004, 2014. doi: 10.2514/1.B35003.

[83] J. S. Hardi, W. Z. Hallum, C. Huang und W. E. Anderson. Approaches for Comparing Numerical Simulation of Combustion Instability and Flame Imaging. *Journal of Propulsion and Power*, 32(2), S. 279–294, 2016. doi: 10.2514/1.B35780.

[84] J. S. Hardi, R. Kaess, F. Tonti, P. N. Blanco et al. Study of the Influence of Operating Conditions on LOx/H2 Thrust Chamber Acoustic Eigenmodes. In: *Space Propulsion Conference*. Sevilla, 2018.

[85] J. S. Hardi, M. Oschwald, S. L. Webster, S. Gröning et al. High Frequency Combustion Instabilities in Liquid Propellant Rocket Engines: Research Programme at DLR Lampoldshausen. In: *Thermoacoustic Instabilities in Gas turbines and Rocket Engnines: Industry meets Academia 2016*. München, 2016.

[86] D. Harrje und F. Reardon, Hrsg. *Liquid Propellant Rocket Combustion Instability*. NASA SP-194. 1972.

[87] M. F. Heidmann. *Oxygen-Jet Behavior during Combustion Instability in a Two-Dimensional Combustor*. Techn. Ber. NASA TN-D-2725. NASA Lewis Research Center, 1965.

[88] E. Hu, Z. Huang, J. He und H. Miao. Experimental and numerical study on laminar burning velocities and flame instabilities of hydrogen–air mixtures at elevated pressures and temperatures. *International Journal of Hydrogen Energy*, 34(20), S. 8741–8755, 2009. doi: 10.1016/j.ijhydene.2009.08.044.

[89] E. Hu, X. Li, X. Meng, Y. Chen et al. Laminar flame speeds and ignition delay times of methane–air mixtures at elevated temperatures and pressures. *Fuel*, 158, S. 1–10, 2015. doi: 10.1016/j.fuel.2015.05.010.

[90] C. Huang, W. E. Anderson, M. E. Harvazinski und V. Sankaran. Analysis of Self-Excited Combustion Instabilities Using Decomposition Techniques. *AIAA Journal*, 54, S. 2791–2807, 2016. doi: 10.2514/1.J054557.

[91] W. Huber. *Impact of Fuel Supply Impedance on Combustion Stability of Gas Turbines*. Dissertation, Technische Universität München, 2009.

[92] J. Hulka und J. J. Hutt. Instability Phenomena in Liquid Oxygen/ Hydrogen Propellant Rocket Engines. In: *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. Hrsg. von V. Yang und W. E. Anderson. Kap. 2, S. 39–71. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Washington, D.C., 1995.

[93] J. Hulka und G. Jones. Performance and Stability Analyses of Rocket Combustion Devices Using Liquid Oxygen/Liquid Methane Propellants. In: *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2010-6799, Nashville, TN, 2010.

[94] H. Huo und V. Yang. Supercritical LOX/Methane Combustion of a Shear Coaxial Injector. In: *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2011. doi: 10.2514/6.2011-326.

[95] J. J. Hutt und M. Rocker. High-Frequency Injection-Coupled Combustion Instability. In: *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. Hrsg. von V. Yang und W. E. Anderson. Kap. 12, S. 345–356. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Washington, D.C., 1995.

[96] D. K. Huzel und D. H. Huang. *Modern Engineering for Design of Liquid-Propellant Rocket Engines (Revised and enlarged edition)*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 1992.

[97] A. Ianetti, N. Girard, D. Tchou-kien, C. Bonhomme et al. Prometheus, a LOX/LCH4 reusable rocket engine. 2017. doi: 10.13009/EUCASS2017-537.

[98] E. A. F. Ihlen. Introduction to Multifractal Detrended Fluctuation Analysis in Matlab. *Frontiers in Physiology*, 3, 2012. doi: 10.3389/fphys.2012.00141.

[99] M. Ihme und H. Pitsch. On the Generation of Direct Combustion Noise in Turbulent Non-Premixed Flames. *International Journal of Aeroacoustics*, 11, S. 25–78, 2012.

[100] B. Ivancic und W. Mayer. Time-and Length Scales of Combustion in Liquid Rocket Thrust Chambers. *Journal of Propulsion and Power*, 18(2), S. 247–253, 2002. doi: 10.2514/2.5963.

[101] V. Jegadeesan und R. Sujith. Experimental investigation of noise induced triggering in thermoacoustic systems. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2), S. 3175–3183, 2013. issn: 1540-7489. doi: 10.1016/j.proci.2012.05.003.

[102] R. J. Jensen, H. C. Dodson und S. E. Claflin. *LOX/Hydrocarbon Combustion Intability Investigation*. Techn. Ber. NASA CR 182249. NASA Lewis Research Center, Cleveland OH, 1989.

[103] G. Jourdain, L.-E. Eriksson, S. H. Kim und C. H. Sohn. Application of Dynamic Mode Decomposition to Acoustic-Modes Identification and Damping in a 3-Dimensional Chamber with Baffled Injectors. *Journal of Sound and Vibration*, 332(18), S. 4308–4323, 2013. doi: 10.1016/j.jsv.2013.02.041.

[104] M. Juniper, A. Tripathi, P. Scouflaire, J.-C. Rolon et al. Structure of Cryogenic Flames at Elevated Pressures. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(1), S. 1103–1109, 2000.

[105] M. P. Juniper und S. M. Candel. The stability of ducted compound flows and consequences for the geometry of coaxial injectors. *Journal of Fluid Mechanics*, 482, S. 257–269, 2003. doi: 10.1017/s0022112003004075.

[106] L. Kabiraj, R. Steinert, A. Saurabh und C. O. Paschereit. Coherence resonance in a thermoacoustic system. *Physical Review E*, 92(4), S. 042909, 2015. issn: 1550-2376. doi: 10.1103/physreve.92.042909.

[107] R. Kaess, S. Koeglmeier, R. Behr, B. Kniesner et al. Impact of Axial Gradients on Combustion Chamber Acoustics. In: *5th European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS)*. München, 2013.

[108] R. Kaess, S. Koeglmeier, R. Behr, O. Knab et al. REST HF-10 test case: Synthesis of the Contributions for the Simulation of Excited Methane Flames under Real Gas Conditions. In: Proceedings of the 9th European Conference for Aerospace Sciences. Lille, France, 27 June - 1 July, 2022, 2022. doi: 10.13009/EUCASS2022-4433.

[109] R. Kaess, S. Koeglmeier, R. Behr, J.-P. Rocchi et al. Liquid Propellant Rocket Combustion Stability Evaluation using Single Flame Calculations for Combustion Dynamics. In: *Thermoacoustic Instabilities in Gas turbines and Rocket Engnines: Industry meets Academia 2016*. München, 2016.

[110] R. Kaess, S. Koeglmeier, T. Sattelmayer, M. Schulze et al. HF Combustion Stability - Research Activities in Germany. In: *Space Propulsion 2016*. Rom, 2016.

[111] R. Kathan. *Verlustmechanismen in Raketenbrennkammern*. Dissertation, Technische Universität München, 2013.

[112] T. Kathrotia, M. Fikri, M. Bozkurt, M. Hartmann et al. Study of the H+O+M reaction forming OH*: Kinetics of OH* chemiluminescence in hydrogen combustion systems. *Combustion and Flame*, 157(7), S. 1261–1273, 2010. doi: 10.1016/j.combustflame.2010.04.003.

[113] H. Kawashima, K. Kobayashi und T. Tomita. A Combustion Instability Phenomenon on a LOX/Methane Subscale Combustor. In: *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2010-7082, Nashville, Tennessee, 2010. DOI: 10.2514/6.2010-7082.

[114] D. Kendrick, G. Herding, P. Scouflaire, C. Rolon et al. Effects of a Recess on Cryogenic Flame Stabilization. *Combustion and Flame*, 118, S. 327–339, 1999.

[115] A. Kierkegaard, S. Allam, G. Efraimsson und M. Åbom. Simulations of Whistling and the Whistling Potentiality of an in-duct Orifice with Linear Aeroacoustics. *Journal of Sound and Vibration*, 331(5), S. 1084–1096, 2012. DOI: 10.1016/j.jsv.2011.10.028.

[116] J. S. Kim und F. A. Williams. Acoustic-instability boundaries in liquid-propellant rockets - Theoretical explanation of empirical correlation. *Journal of Propulsion and Power*, 12(3), S. 621–624, 1996. DOI: 10.2514/3.24081.

[117] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens und J. V. Sanders. *Fundamentals of Acoustics*. Hrsg. von L. E. Kinsler. 4th ed. Includes bibliographical references and index. - Print version record: John Wiley & Sons, New York, 2000. 1548 S. ISBN: 978-0471847892.

[118] S. Klein, M. Börner, J. S. Hardi, D. Suslov et al. Injector-Coupled Thermoacoustic Instabilities in an Experimental LOX-Methane Rocket Combustor During Start-Up. *CEAS Space Journal*, S. 1–13, 2020. DOI: 10.1007/s12567-019-00294-4.

[119] M. D. Klem. LOX/Methane In-Space Propulsion Systems Technology Status and Gaps. In: *Southwest Emerging Technology Symposium (SETS) 2017*. GRC-E-DAA-TN40702. 2017.

[120] M. D. Klem und R. S. Fry. *Guidelines for Combustion Stability Specifications and Verification Procedures for Liquid Propellant Rocket Engines*. CPIA publication 655: Johns Hopkins University, Chemical Propulsion Information Agency, 1997.

[121] J. Kojima, Y. Ikeda und T. Nakajima. Spatially resolved measurement of OH*, CH*, and C2* chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane/air premixed flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(2), S. 1757–1764, 2000. DOI: 10.1016/s0082-0784(00)80577-9.

[122] R. Lacombe, P. Moussou und Y. Aurégan. Whistling of an Orifice in a Reverberating Duct at low Mach Number. *Journal of the Acoustical Society of America*, 130(5), S. 2662–2672, 2011. doi: 10.1121/1.3641427.

[123] R. Lárusson, N. Andersson und J. Östlund. Dynamic Mode Decomposition of a Separated Nozzle Flow with Transonic Resonance. *AIAA Journal*, 55(4), S. 1295–1306, 2017. doi: 10.2514/1.J054876.

[124] J. C. Lasheras, E. Villermaux und E. J. Hopfinger. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 357, S. 351–379, 1998. issn: 1469-7645. doi: 10.1017/s0022112097008070.

[125] C. Latimier. *Numerical analysis of Raptor engine's combustion chamber*. Techn. Ber. Concordia University ; Polytechnique Montréal, 2024. url: https://hal.science/hal-04536141.

[126] E. Laudien, R. Pongratz, R. Pierro und D. Preclik. Experimental Procedures Aiding the Design of Acoustic Cavities. In: *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. Hrsg. von V. Yang und W. E. Anderson. Kap. 14, S. 377–399. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Washington, D.C., 1995.

[127] C. Laurent, G. Staffelbach, F. Nicoud und T. Poinsot. Heat-release dynamics in a doubly-transcritical LO2/LCH4 cryogenic coaxial jet flame subjected to fuel inflow acoustic modulation. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(4), S. 6375–6383, 2021. doi: 10.1016/j.proci.2020.05.051.

[128] A. Lechtenberg und P. Gerlinger. REST HF-10 test case: Flame response to forced excitation of a methane driven rocket combustion chamber. 2022. doi: 10.13009/EUCASS2022-6075.

[129] A. I. Lemcherfi, R. Gejji, T. L. Fuller, W. E. Anderson et al. Investigation of Combustion Instabilities in a Full Flow Staged Combustion Model Rocket Combustor. In: *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*. AIAA 2019-3948, Indianapolis, IN, 2019. doi: 10.2514/6.2019-3948.

[130] E. W. Lemmon, M. L. Huber und M. O. McLinden. *NIST Standard Database 23. NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties–REFPROP, Version 9.1*. NIST (National Institute of Standards und Technology), Gaithersburg, 2013.

[131] Combustion Instabilities: Basic Concepts. In: *Combustion Instabilities In Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling*. Hrsg. von T. C. Lieuwen und V. Yang. Kap. 1, S. 3–26. American Institute of Aeronautics und Astronautics. doi: 10.2514/5.9781600866807.0003.0026.

[132] J. Locke, S. Pal und R. Woodward. Chamber Wall Heat Flux Measurements for a LOX/CH4 Propellant Uni-Element Rocket. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2007. doi: 10.2514/6.2007-5547.

[133] D. G. Long. *Comments on Hilbert Transform Based Signal Analysis*. Techn. Ber. MERS Technical Report, MERS 04-001. Provo, UT: Brigham Young University, Provo, UT, 2004.

[134] N. P. Longmire, S. Showalter und D. T. Banuti. Thermal gradient stabilized supercritical droplets and bubbles. In: *AIAA SCITECH 2023 Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2023. doi: 10.2514/6.2023-0899.

[135] J. Lux, D. Suslov, M. Bechle, M. Oschwald et al. Investigation of Sub- and Supercritical LOX/Methane Injection Using Optical Diagnostics. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2006. doi: 10.2514/6.2006-5077.

[136] B. Mandelbrot. How Long Is the Coast of Britain? Statistical Self-Similarity and Fractional Dimension. *Science*, 156(3775), S. 636–638, 1967. doi: 10.1126/science.156.3775.636.

[137] B. B. Mandelbrot und B. B. Mandelbrot. *The fractal geometry of nature*. Bd. 1. WH freeman New York, 1982.

[138] J. Martin, W. Armbruster, J. Hardi, D. Suslov et al. Experimental Investigation of Self-Excited Combustion Instabilities in a LOX/LNG Rocket Combustor. In: *AIAA Scitech 2020 Forum*. AIAA 2020-0423, Orlando, Florida, 2020. doi: 10.2514/6.2020-0423.

[139] J. Martin, W. Armbruster, M. Börner, J. Hardi et al. Flame-acoustic interaction in a high-pressure, single-injector, LOX/CNG rocket combustor with optical access. In: *AIAA SCITECH 2023 Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2023. doi: 10.2514/6.2023-1838.

[140] J. Martin, W. Armbruster, R. Stützer, S. General et al. Flame characteristics of a high-pressure LOX/H2 rocket combustor with large optical access. *Case Studies in Thermal Engineering*, 28, S. 101546, 2021. doi: 10.1016/j.csite.2021.101546.

[141] J. Martin, M. Börner, W. Armbruster, J. S. Hardi et al. Early detection of combustion instabilities in liquid rocket engines: Assessment of statistical, recurrence, and fractal analyses for sub- and supercritical pressure conditions. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 16(3), S. 137–152, 2024. issn: 1756-8285. doi: 10.1177/17568277241262976.

[142] D. Martinez-Sanchis, A. Sternin, A. Jocher und O. Haidn. Analysis of turbulent mixing in a methane–oxygen recessed injector for space propulsion. *Physics of Fluids*, 35(7), 2023. doi: 10.1063/5.0160320.

[143] W. Mayer, A. Schik, M. Schaf fler und H. Tamura. Injection and Mixing Processes in High-Pressure Liquid Oxygen/Gaseous Hydrogen Rocket Combustors. *Journal of Propulsion and Power*, 16(5), S. 823–828, 2000. doi: 10.2514/2.5647.

[144] W. Mayer und H. Tamura. Propellant Injection in a Liquid Oxygen/ Gaseous Hydrogen Rocket Engine. *Journal of Propulsion and Power*, 12(6), S. 1137–1148, 1996. doi: 10.2514/3.24154.

[145] W. O. H. Mayer und J. J. Smith. „Fundamentals of Supercritical Mixing and Combustion of Cryogenic Propellants“. In: *Liquid Rocket Thrust Chambers*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2004, S. 339–367. isbn: 978-1600866760. doi: 10.2514/5.9781600866760.0339.0367.

[146] J. C. Melcher und R. L. Morehead. Combustion Stability Characteristics of the Project Morpheus Liquid Oxygen / Liquid Methane Main Engine. In: *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2014-3681, Cleveland, OH, 2014. doi: 10.2514/6.2014-3681.

[147] Y. Mery, S. Ducruix, P. Scouflaire und S. Candel. Injection Coupling with High Amplitude Transverse Modes: Experimentation and Simulation. *Comptes Rendus Mécanique*, 337(6-7), S. 426–437, 2009.

[148] M. M. Micci. *Liquid Motor Combustion Stability Using Coaxial Injectors*. Forschungsber. Pennsylvania State University, Department of Aerospace Engineering, 12. Apr. 1993.

[149] E. Motheau, F. Nicoud und T. Poinsot. Mixed Acoustic–Entropy Combustion Instabilities in Gas Turbines. *Journal of Fluid Mechanics*, 749, S. 542–576, 2014. doi: 10.1017/jfm.2014.245.

[150] P. Moussou, P. Testud, Y. Aurégang und A. Hirschberg. An Acoustic Criterion for the Whistling of Orifices in Pipes. In: *ASME Pressure Vessels and Piping Conference*. San Antonio, TX, 2007.

[151] J. A. Muss. Instability Phenomenology and Case Studies: Instability Phenomena in Liquid Oxygen/Hydrocarbon Rocket Engines. In: *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*, S. 73–88. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 1995. doi: 10.2514/5.9781600866371.0073.0088.

[152] V. Nair und R. I. Sujith. Identifying homoclinic orbits in the dynamics of intermittent signals through recurrence quantification. *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 23(3), S. 033136, 2013. doi: 10.1063/1.4821475.

[153] V. Nair und R. I. Sujith. Multifractality in combustion noise: predicting an impending combustion instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 747, S. 635–655, 2014. doi: 10.1017/jfm.2014.171.

[154] V. Nair, G. Thampi und R. I. Sujith. Intermittency route to thermoacoustic instability in turbulent combustors. *Journal of Fluid Mechanics*, 756, S. 470–487, 2014. doi: 10.1017/jfm.2014.468.

[155] S. Nakaya, K. Sugihara, T. Funahashi, M. Tsue et al. Modal Decomposition of Combustion Dynamics based on Time-resolved CH* Chemiluminescence in an Ethanol/LOx Rocket Engine Model Combustor with a Pintle Injector. In: *Space Propulsion 2018*. Sevilla. 2018.

[156] S. Nakaya, K. Omi, T. Okamoto, Y. Ikeda et al. Instability and mode transition analysis of a hydrogen-rich combustion in a model afterburner. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(4), S. 5933–5942, 2021. issn: 1540-7489. doi: 10.1016/j.proci.2020.05.003.

[157] R. Nez, T. Schmitt, M. Gonzalez-Flesca, S. Candel et al. Response of a Transcritical Coaxial Flame to Fuel Injection Rate Modulations: Analysis and Low-Order Modeling of the Generation of Unsteady Heat Release Rate. In: *7th European Conference for Aeronautics and Aerospace Sciences (EUCASS)*. Mailand, 2017. doi: 10.13009/EUCASS2017-369.

[158] N. Noiray. Linear Growth Rate Estimation From Dynamics and Statistics of Acoustic Signal Envelope in Turbulent Combustors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 139(4), 2016. doi: 10.1115/1.4034601.

[159] N. Noiray und B. Schuermans. Deterministic Quantities Characterizing Noise Driven Hopf Bifurcations in Gas Turbine Combustors. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 50, S. 152–163, 2013. doi: 10.1016/j.ijnonlinmec.2012.11.008.

[160] Y. Nunome, T. Onodera, M. Sasaki, T. Tomita et al. Combustion Instability Phenomena Observed During Cryogenic Hydrogen Injection Temperature Ramping Tests for Single Coaxial Injector Elements. In: *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2011-6027, San Diego, CA, 2011. doi: 10.2514/6.2011-6027.

[161] Y. Nunome, M. Takahashi, A. Kumakawa, K. Miyazaki et al. High-frequency Flame Oscillation Observed at a Coaxial LOX/LH2 Injetor Element. In: *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2008-4848, Hartfort, CT, 2008. doi: 10.2514/6.2008-4848.

[162] Y. Nunome, H. Sakamoto, H. Tamura, A. Kumakawa et al. An Experimental Study of Super-Pulsating Flow on a Shear Coaxial Injector with a Recessed Inner Post. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2007. doi: 10.2514/6.2007-5560.

[163] J. C. Oefelein und V. Yang. Comprehensive Review of Liquid-Propellant Combustion Instabilities in F-1 Engines. *Journal of Propulsion and Power*, 9(5), S. 657–677, 1993. doi: 10.2514/3.23674.

[164] J. C. Oefelein. Mixing and Combustion of Cryogenic Oxygen-Hydrogen Shear-Coaxial Jet Flames at Supercritical Pressure. *Combustion Science and Technology*, 178(1-3), S. 229–252, 2006. doi: 10.1080/00102200500325322.

[165] M. R. Orth, C. Vodney, T. Liu, W. Z. Hallum et al. Measurement of Linear Growth of Self-Excited Instabilities in an Idealized Rocket Combustor. In: *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting*. AIAA 2018-1185, Kissimmee, FL, 2018. doi: 10.2514/6.2018-1185.

[166] M. Oschwald, J. Smith, R. Branam, J. Hussong et al. Injection of Fluids into Supercritical Environments. *Combustion Science and Technology*, 178, S. 49–100, 2006. doi: 10.1080/00102200500292464.

[167] M. Oschwald. *Raumfahrtantriebe I*. Manuskript zur Vorlesung, RWTH Aachen, 2018.

[168] M. Oschwald. *Raumfahrtantriebe II*. Manuskript zur Vorlesung, RWTH Aachen, 2018.

[169] M. Oschwald, Z. Faragó, G. Searby und F. Cheuret. Resonance Frequencies and Damping of a Combustor Acoustically Coupled to an Absorber. *Journal of Propulsion and Power*, 24(3), S. 524–533, 2008. doi: 10.2514/1.32313.

[170] M. Oschwald und B. Knapp. Investigation of Combustion Chamber Acoustics and its Interaction with LOX/H2 Spray Flames. *Progress in Propulsion Physics*, 1, S. 205–224, 2009. doi: 10.1051/eucass/200901205.

[171] P. J. Padley. The origin of the blue continuum in the hydrogen flame. *Transactions of the Faraday Society*, 56, S. 449, 1960. doi: 10.1039/tf9605600449.

[172] A. Patureau de Mirand, J.-M. Bahu und O. Gogdet. Ariane Next, a vision for the next generation of Ariane Launchers. *Acta Astronautica*, 170, S. 735–749, 2020. issn: 0094-5765. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.02.003.

[173] N. Perakis, O. J. Haidn, D. Eiringhaus, D. Rahn et al. Qualitative and Quantitative Comparison of RANS Simulation Results for a 7-Element GOX/GCH4 Rocket Combustor. In: *2018 Joint Propulsion Conference*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2018. doi: 10.2514/6.2018-4556.

[174] A. Petrarolo, M. Kobald, H. K. Ciezki und S. Schlechtriem. Principal and Independent Component Analysis of Hybrid Combustion Flame. *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*, 18(1), 2019.

[175] A. D. Pierce. *Acoustics: An Introduction to its Physical Principles and Applications*. McGraw-Hill, 1981.

[176] V. L. Pisacane. Spacecraft Systems Design and Engineering. In: *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, S. 463–483. Elsevier, 2003. doi: 10.1016/b0-12-227410-5/00888-7.

[177] T. Poinsot. Prediction and Control of Combustion Instabilities in Real Engines. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(1), S. 1–28, 2017. doi: 10.1016/j.proci.2016.05.007.

[178] T. Poinsot und D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. 3. ed. Includes bibliographical references and index: RT Edwards, Inc., Paris, 2011. 588 S. isbn: 978-2746639904.

[179] A. Pons, T. Fuller, S. V. Sardeshmukh und W. E. Anderson. Analysis of the Interactions between Acoustics and Unsteady Heat Release in a Self-Excited Single Element Combustor. In: *2018 Joint Propulsion Conference*. AIAA 2018-4774, Cincinnati, OH, 2018. doi: 10.2514/6.2018-4774.

[180] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C. The art of scientific computing*. Hrsg. von W. H. Press. 2. ed., repr. Bd. Book. William H. Press. This repr. is corrected to software version 2.10: Cambridge University Press, Cambridge, 1992. 994 S. isbn: 978-0521431088.

[181] A. Preuss, D. Preclik, C. Mading, J. Gorgen et al. LOx/Methane Technology Efforts for Future Liquid Rocket Engines. In: *Space Propulsion Conference*. Kreta, 2008.

[182] A. A. Putnam. *Combustion Driven Oscillations in Industry*. Hrsg. von A. A. Putnam. Fuel and energy science series. American Elsevier Publishing Company, New York, 1971. 208 S. isbn: 978-0444001016.

[183] J. M. Quinlan und B. T. Zinn. Development and Dynamical Analysis of Laboratory Facility Exhibiting Full-Scale Combustion Instability Characteristics. *AIAA Journal*, 55(12), S. 4314–4329, 2017. doi: 10.2514/1.J055680.

[184] J. W. S. Rayleigh. The Explanation of Certain Acoustical Phenomena. *Nature*, 18(455), S. 319–321, 1878.

[185] F. Richecoeur, S. Ducruix, P. Scouflaire und S. Candel. Experimental Investigation of High-Frequency Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engine. *Acta Astronautica*, 62(1), S. 18–27, 2008. doi: 10.1016/j.actaastro.2006.12.034.

[186] F. Richecoeur, P. Scouflaire, S. Ducruic und S. Candel. High-Frequency Transverse Acoustic Coupling in a Multiple-Injector Cryogenic Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 22(4), S. 790–799, 2006. doi: 10.2514/1.18539.

[187] M. Roa und D. G. Talley. Wave Dynamic Mechanisms in Coaxial Hydrogen/Liquid-Oxygen Jet Flames. *Journal of Propulsion and Power*, 35(2), S. 369–381, 2019. doi: 10.2514/1.B37079.

[188] F. Rossi, I. Nikolayev O.and Bashliy und R. Marchan. Preliminary study of the high-frequency instability of an aerospike rocket engine. 2022. doi: 10.13009/EUCASS2022-4543.

[189] D. Salgues, A.-G. Mouis, S.-Y. Lee, D. Kalitan et al. Shear and Swirl Coaxial Injector Studies of LOX/GCH4 Rocket Combustion Using Non-Intrusive Laser Diagnostics. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2006. doi: 10.2514/6.2006-757.

[190] S. Sardeshmukh, M. Bedard und W. Anderson. The use of OH* and CH* as heat release markers in combustion dynamics. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 9(4), S. 409–423, 2017. doi: 10.1177/1756827717718483.

[191] M. Schmid und T. Sattelmayer. Interaction of Acoustic Pressure Fluctuations with Supercritical Nitrogen Jets. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2012. doi: 10.2514/6.2012-3858.

[192] P. J. Schmid. Dynamic Mode Decomposition of Numerical and Experimental Data. *Journal of Fluid Mechanics*, 656, S. 5–28, 2010. doi: 10.1017/S0022112010001217.

[193] P. J. Schmid, L. Li, M. P. Juniper und O. Pust. Applications of the Dynamic Mode Decomposition. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 25(1-4), S. 249–259, 2011.

[194] G. Schmidt. *Technik der Flüssigkeits-Raketentriebwerke*. DaimlerChrysler Aerospace, Taufkirchen, 1999.

[195] T. Schmitt. Assessment of Large Eddy Simulation for the prediction of recessed inner tube coaxial flames. *CEAS Space Journal*, 2023. doi: 10.1007/s12567-023-00485-0.

[196] M. Schulze. *Linear Stability Assessment of a Cryogenic Rocket Engines*. Dissertation, Technische Universität München, 2016.

[197] M. Schulze und T. Sattelmayer. Linear Stability Assessment of a Cryogenic Rocket Engine. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 9(4), S. 277–298, 2017.

[198] J. van Schyndel, E. Goos, C. Naumann, J. S. Hardi et al. Effects of Compounds in Liquefied Methane on Rocket Engine Operation. *Aerospace*, 9(11), S. 698, 2022. doi: 10.3390/aerospace9110698.

[199] T. Seitz, A. Lechtenberg, J. Martin, J. S. Hardi et al. IDDES of a LOX/CH4 Model Rocket Combustion Chamber at Real Gas Conditions. *TBD*.

[200] J. Sender, D. I. Suslov, J. Deeken, S. Gröning et al. "L42" Technology Demonstrator: Operational Experience. In: *Space Propulsion*. Rom, 2016.

[201] T. Shimizu, Y. Daimon und H. Kawashima. Numerical Estimation on the Acoustic Damping Characteristics of a Simulated Rocket Chamber. In: *Space Propulsion*. Rom. 2016.

[202] T. Shimizu, S. Tachibana, S. Yoshida, D. Hori et al. Intense Tangential Pressure Oscillations Inside a Cylindrical Chamber. *AIAA Journal*, 49(10), S. 2272–2281, 2011. doi: 10.2514/1.J051047.

[203] W. A. Sirignano, J.-P. Delplanque, C. H. Chiang und R. Bhatia. Liquid-Propellant Droplet Vaporization: A Rate-Controlling Process for Combustion Instability. In: *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. Hrsg. von V. Yang und W. E. Anderson. Kap. 11, S. 307–343. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Washington, D.C., 1995.

[204] J. Sisco, J. Portillo, Y. Yu und W. Anderson. Non-linear Characteristics of Longitudinal Instabilities in a Model Rocket Combustor. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2007-5570, Cincinnati, OH, 2007, S. 5570. doi: 10.2514/6.2007-5570.

[205] M. Sliphorst. *High Frequency Combustion Instabilities of LOx/CH4 Spray Flames in Rocket Engine Combustion Chambers*. Dissertation, Technische Universität Delft, 2011.

[206] M. Sliphorst, S. Gröning und M. Oschwald. Theoretical and Experimental Identification of Acoustic Spinning Mode in a Cylindrical Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 27(1), S. 182–189, 2011. doi: 10.2514/1.49230.

[207] J. J. Smith, G. Schneider, D. Suslov, M. Oschwald et al. Steady-State High Pressure LOx/H2 Rocket Engine Combustion. *Aerospace Science and Technology*, 11, S. 39–47, 2007. doi: 10.1016/j.ast.2006.08.007.

[208] M. Son, W. Armbruster, J. Hardi und M. Oschwald. Characterisation of Acoustically Coupled Flow Field Dynamics from High-Speed Imaging in a High Pressure Rocket Thrust Chamber. In: *Aerospace Europe Conference (AEC) 2020*. Bordeaux, 2020.

[209] M. Son, W. Armbruster, J. Hardi und M. Oschwald. Measuring the Velocity Field of a Shear-Coaxial, Cryogenic Flame in a High-Pressure Rocket Thrust Chamber. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2020. doi: 10.1016/j.proci.2020.07.076.

[210] R. Stark, D. Schneider, J. Martin und S. General. Experimental Study on Jet Acoustics of Subscale Rocket Nozzles with a Different Divergent Contour Design. In: *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. Madrid, 2019. doi: 10.13009/EUCASS2019-514.

[211] S. D. Stearns und D. R. Hush. *Digitale Verarbeitung analoger Signale / Digital Signal Analysis*. R. Oldenbourg Verlag München, Dez. 1999. isbn: 978-3486795448. doi: 10.1515/9783486795448.

[212] W. C. Strahle. Combustion noise. *Progress in Energy and Combustion Science*, 4(3), S. 157–176, 1978. issn: 0360-1285. doi: 10.1016/0360-1285(78)90002-3.

[213] R. I. Sujith, S. A. Pawar, A. Krishnan, P. Kasthuri et al. *Application of Dynamical Systems Theory and Complex Systems Theory to Combustion Instability in Liquid Rocket Engines*. Techn. Ber. Indian Institute of Technology Madras, 5. Juni 2020.

[214] D. Suslov, A. Woschnak, J. Sender, M. Oschwald et al. Test Specimen Design and Measurement Technique for Investigation of Heat Transfer Processes in Cooling Channels of Rocket Engines under Real Thermal Conditions. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2003-4613, Huntsville, AL, 2003.

[215] D. I. Suslov, J. S. Hardi und M. Oschwald. Full-Length Visualisation of Liquid Oxygen Disintegration in a Single Injector Sub-Scale Rocket Combustor. *Aerospace Science and Technology*, 86, S. 444–454, 2019. doi: 10.1016/j.ast.2018.12.027.

[216] G. P. Sutton und O. Biblarz. *Rocket Propulsion Elements*. 8. Aufl. Includes bibliographical references and index. - Description based on print version record: John Wiley & Sons, New York, Hoboken, N.J, 2010. 1768 S. isbn: 978-0470080245.

[217] P. Testud, Y. Auréegan, P. Moussou und A. Hirschberg. The Whistling Potentiality of an Orifice in an Confined Flow Using an Energetic Criterion. *Journal of Sound and Vibration*, 325, S. 769–780, 2009. doi: 10.1016/j.jsv.2009.03.046.

[218] The European Space Agency. *Arianespace Flug 142: Bericht der Untersuchungskommission und Maßnahmenkatalog*. Hrsg. von The European Space Agency. 7. Aug. 2001. url: https://www.esa.int/Space_in_Member_States/Austria/Arianespace_Flug_142_Bericht_der_Untersuchungskommission_und_Massnahmenkatalog.

[219] J. Tihon, V. Pěnkavová und M. Pantzali. The Effect of Inlet Pulsations on the Backward-Facing Step Flow. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 29(3), S. 224–235, 2010. doi: 10.1016/j.euromechflu.2010.02.001.

[220] C. E. Tinney und L. S. Ukeiley. A study of a 3-D Double Backward-Facing Step. *Experiments in fluids*, 47(3), S. 427–438, 2009. doi: 10.1007/s00348-009-0675-9.

[221] S. Tirunagari, V. Vuorinen, O. Kaario und M. Larmi. Analysis of Proper Orthogonal Decomposition and Dynamic Mode Decomposition on LES of Subsonic Jets. *CSI Journal of Computing*, 1(3), S. 20–26, 2012.

[222] M. I. Todorovska. *Estimation of Instantaneous Frequency of Signals using the Continuous Wavelet Transform*. University of Southern California, 2001.

[223] A. Tripathi, M. Juniper, P. Scouflaire, J.-C. Rolon et al. LOx Tube Recess in Cryogenic Flames Investigated using OH and H2O Emission. In: *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*. AIAA 99-2490, Los Angeles, California, 1999.

[224] J. Tsohas und S. Heister. CFD Simulations of Liquid Rocket Coaxial Injector Hydrodynamics. In: *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2009-5387, Denver, CO, 2009.

[225] J. Tsohas und S. D. Heister. Numerical Simulations of Liquid Rocket Coaxial Injector Hydrodynamics. *Journal of Propulsion and Power*, 27(4), S. 793–810, 2011. doi: 10.2514/1.47761.

[226] A. Urbano, L. Selle, G. Staffelbach, B. Cuenot et al. Large Eddy Simulation of a Model Scale Rocket Engine. In: *9th Mediterranean Combustion Symposium*. Rhodos, 2015.

[227] A. Urbano, Q. Douasbin, L. Selle, G. Staffelbach et al. Study of Flame Response to Transverse Acoustic Modes from the LES of a 42-Injector Rocket Engine. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2), S. 2633–2639, 2017. doi: 10.1016/j.proci.2016.06.042.

[228] A. Urbano, L. Selle, G. Staffelbach, B. Cuenot et al. Exploration of Combustion Instability Triggering Using Large Eddy Simulation of a Multiple Injector Liquid Rocket Engine. *Combustion and Flame*, 169, S. 129–140, 2016. doi: 10.1016/j.combustflame.2016.03.020.

[229] H. Vold, J. Crowley und G. T. Rocklin. New ways of estimating frequency response functions. *Sound & Vibration*, 18(11), S. 34–38, 1984.

[230] J. P. Wanhainen und C. J. Morgan. *Effect of Injection Element Radial Distribution and Chamber Geometry on Acoustic-mode Instability in a Hydrogen Oxygen Rocket*. Techn. Ber. NASA TN D-5375. National Aeronautics und Space Administration, Lewis Research Center, Cleveland, OH, 1969.

[231] J. P. Wanhainen, H. C. Parish und E. W. Conrad. *Effect of Propellant Injection Velocity on Screech in 20000-pound Hydrogen-Oxygen Rocket Engine*. Techn. Ber. NASA TN D-3373. National Aeronautics und Space Administration, Lewis Research Center, Cleveland, OH, 1966.

[232] D. Watanabe, H. Manako, T. Onga, T. Tamura et al. Combustion Stability Improvement of LE-9 Engine for Booster Stage of H3 Launch Vehicle. *Mitsubishi Heavy Industries Technical Review*, 53, S. 28–35, 2016.

[233] G. Waxenegger-Wilfing, U. Sengupta, J. Martin, W. Armbruster et al. Early detection of thermoacoustic instabilities in a cryogenic rocket thrust chamber using combustion noise features and machine learning. *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 31(6), 2021. ISSN: 1089-7682. DOI: 10.1063/5.0038817.

[234] S. Webster. *Analysis of Pressure Dynamics, Forced Excitation and Damping in a High Pressure LOX/H2 Combustor*. Dissertation, RWTH Aachen, 2016.

[235] S. Webster, J. Hardi und M. Oschwald. Measurement of Acoustic Dissipation in an Experimental Combustor under Representative Conditions. *Journal of Sound and Vibration*, 390, S. 39–54, 2017. DOI: 10.1016/j.jsv.2016.11.032.

[236] P. D. Welch. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Transaction on Audio and Electroacoustics*, 15(2), S. 70–73, 1967. DOI: 10.1109/TAU.1967.1161901.

[237] M. Wierman, T. Feldman und W. Anderson. Development of Combustion Response Functions in a Subscale High Pressure Longitudinal Combustor. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. AIAA 2013-3778, San Jose, CA, 2013. DOI: 10.2514/6.2013-3778.

[238] M. Wierman, B. Pomeroy und W. Anderson. Development of Combustion Response Functions in a Subscale High Pressure Transverse Combustor. *Progress in Propulsion Physics*, 8, S. 55–74, 2016. DOI: 10.1051/eucass/201608055.

[239] R. Woodward, S. Pal, S. Farhangi und R. Santoro. LOX/GH2 Shear Coaxial Injector Atomization Studies at Large Momentum Flux Ratios. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. AIAA 2006-5203, Sacramento, CA, 2006. doi: 10.2514/6.2006-5203.

[240] A. Woschank. *Untersuchung des Wärmeübergangs in regenerativ gekühlten Schubkammern kryogener Raketentriebwerke*. Dissertation, RWTH Aachen, 2009.

[241] J. Xiong, F. Liu und W. A. Sirignano. Combustion Simulation of 82-Injector Rocket Engine. *AIAA Journal*, 60(8), S. 4601–4613, 2022. doi: 10.2514/1.j061255.

[242] J. Xu, P. Jin, R. Li, J. Wang et al. Effect of coaxial injector parameters on LOX/methane engines: A numerical analysis. *Acta Astronautica*, 171, S. 225–237, 2020. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.02.055.

[243] B. Yang, F. Cuoco und M. Oschwald. Atomization and Flames in LOX/H2- and LOx/CH4- Spray Combustion. *Journal of Propulsion and Power*, 23(4), S. 763–771, 2007. doi: 10.2514/1.26538.

[244] D. Yang und A. S. Morgans. The Acoustics of Short Circular Holes Opening to Confined and Unconfined Spaces. *Journal of Sound and Vibration*, 393, S. 41–61, 2017. doi: 10.1016/j.jsv.2016.12.027.

[245] V. Yang und W. Anderson, Hrsg. *Liquid Rocket Engine Combustion Instability*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Washington, D.C., 1995.

[246] N. Yatsuyanagi. Establishment of Design Method for Liquid Hydrogen Regenerative Cooling Combustor of LOX/Hydrogen Rocket Engine. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, 51(174), S. 259–266, 2009. doi: 10.2322/tjsass.51.259.

[247] S. Yoshioka, S. Obi und S. Masuda. Organized Vortex Motion in Periodically Perturbed Turbulent Separated Flow over a Backward-Facing Step. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22(3), S. 301–307, 2001. doi: 10.1016/S0142-727X(01)00092-3.

[248] Y. C. Yu, J. C. Sisco, S. Rosen, A. Madhav et al. Spontaneous Longitudinal Combustion Instability in a Continuously-Variable Resonance Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 28(5), S. 876–887, 2012. doi: 10.2514/1.B34308.

[249] M. Zhang, W. Thompson, A. Frendi und M. J. Casiano. Acoustic Wave Propagation in a Sensor Port: Experimental Measurements and Analytical Model Predictions. *Applied Acoustics*, 127, S. 1–14, 2017. doi: l0.1016/j.apacoust.2017;05.008.

[250] N. Zong und V. Yang. Numerical Study of High-Pressure Oxygen/ Methane Mixing and Combustion of a Shear Coaxial Injector. In: *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2005. doi: 10.2514/6.2005-152.

[251] N. Zong und V. Yang. Near-field flow and flame dynamics of LOX/ methane shear-coaxial injector under supercritical conditions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(2), S. 2309–2317, 2007. doi: 10.1016/j.proci.2006.08.106.

[252] M. J. Zucrow und J. D. Hoffmann. *Gas Dynamics, vol. I*. Bd. 1. John Wiley & Sons, New York, 1976. isbn: 978-0471984405.

[253] M. J. Zucrow und J. D. Hoffmann. *Gas Dynamics, vol. II*. Bd. 2. Multidimensional flow. John Wiley & Sons, New York, 1977. isbn: 978-0471018063.

[254] S. Zurbach, J.-L. Thomas, M. Sion, T. Kachler et al. Recent Advances on LOX/Methane Combustion for Liquid Rocket Engine Injector. In: *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2002. doi: 10.2514/6.2002-4321.

Verzeichnis der Veröffentlichungen im Zusammenhang mit dieser Dissertation

Zeitschriften-Artikel

[1] J. Martin, W. Armbruster, J. S. Hardi, D. Suslov et al. Experimental Investigation of Self-Excited Combustion Instabilities in a LOX/LNG Rocket Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 37(6), S. 944–951, 2021. ISSN: 1533-3876. DOI: 10.2514/1.b38289.

[2] J. Martin, W. Armbruster, R. Stützer, S. General et al. Flame Characteristics of a High-Pressure LOX/H2 Rocket Combustor with Large Optical Access. *Case Studies in Thermal Engineering*, 28, S. 101546, 2021. DOI: 10.1016/j.csite.2021.101546.

[3] J. Martin, W. Armbruster, R. Stützer, D. Suslov et al. Flame Dynamics of an Injection Element Operated with LOX/H2, LOX/CNG and LOX/LNG in a Sub- and Supercritical Rocket Combustor with Large Optical Access. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 15(3), S. 147–165, 2023. ISSN: 1756-8285. DOI: 10.1177/17568277231172302.

[4] J. Martin, W. Armbruster, D. Suslov, R. Stützer et al. Flame Characteristics and Response of a High-Pressure LOX/CNG Rocket Combustor with Large Optical Access. *Aerospace*, 9(8), S. 410, 2022. ISSN: 2226-4310. DOI: 10.3390/aerospace9080410.

[5] J. Martin, M. Börner, W. Armbruster, J. S. Hardi et al. Early detection of combustion instabilities in liquid rocket engines: Assessment of statistical, recurrence, and fractal analyses for sub- and supercritical pressure conditions. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 16(3), S. 137–152, 2024. ISSN: 1756-8285. DOI: 10.1177/17568277241262976.

[6] J. Martin, M. Börner, J. Hardi, D. Suslov et al. Experimental Investigation of Flame Anchoring Behavior in a LOX/LNG Rocket Combustor. *Aerospace*, 10(6), S. 542, 2023. ISSN: 2226-4310. DOI: 10.3390/aerospace10060542.

Konferenzbeiträge

[7] J. Martin, W. Armbruster, J. Hardi, D. Suslov et al. Experimental Investigation of Self-Excited Combustion Instabilities in a LOX/LNG Rocket Combustor. In: *AIAA Scitech 2020 Forum*. Orlando, Florida, USA, 2020. doi: 10.2514/6.2020-0423.

[8] J. Martin, J. Hardi, D. Suslov, M. Oschwald et al. Flame Dynamics of an Injection Element Operated with LOX/H2 and LOX/CNG in a High-Pressure Rocket Combustor with Large Optical Access. In: *9th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. Lille, France, Juni 2022. doi: 10.13009/EUCASS2022-4688.

[9] J. Martin, W. Armbruster, M. Börner, J. Hardi et al. Flame Response of a Sub- and Supercritical LOX/H2 and LOX/LNG Rocket Combustor with Large Optical Access. In: *34rd International Symposium on Space Technology and Science*. Kurume, Japan, Juni 2023.

[10] J. Martin, W. Armbruster, M. Börner, J. Hardi et al. Flame-Acoustic Interaction in a High-Pressure, Single-Injector, LOX/CNG Rocket Combustor with Optical Access. In: *AIAA SCITECH 2023 Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, National Harbor, Maryland, USA, Jan. 2023. doi: 10.2514/6.2023-1838.

[11] J. Martin, W. Armbruster, D. Suslov, R. Stützer et al. Flame characteristics and Response of a High-Pressure LOX/CNG Rocket Combustor with Large Optical Access. In: *33rd International Symposium on Space Technology and Science*. Oita, Japan, Feb. 2022.

[12] J. Martin, M. Börner, W. Armbruster, J. Hardi et al. Early Detection of Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines: Assessment of Statistical, Recurrence, and Fractal Analyses for Sub- and Supercritical Pressure Conditions. In: *Symposium on Thermoacoustics in Combustion: Industry meets Academia*. Zürich, Schweiz, Sep. 2023.