

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in moderat turbulenten Drallströmungen

Marco Alexander Konle

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

DOKTOR-INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Florian Holzapfel

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer

2. Univ.-Prof. Dr.rer.nat. Michael Pfitzner,

Universität der Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 04.01.2010 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 26.04.2010 angenommen.

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Zeitraum September 2005 bis August 2009. Sie wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft als Teil des Paketantrags „Flammenbeschleunigung in Wirbelrohren durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen“ gefördert.

Mein erster und ganz besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für seine fachliche Betreuung und das in mich gesetzte Vertrauen. Er war stets mit regem Interesse Gesprächspartner und gewährte mir zugleich Freiraum, selbständig und mit eigenen Ideen mein Projekt zu bearbeiten.

Herrn Professor Dr.rer.nat. Michael Pfitzner danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit im gemeinsamen Projekt sowie für die abschließende Übernahme des Koreferats. Herrn Professor Dr.-Ing. Florian Holzapfel danke ich für den Vorsitz bei meiner mündlichen Prüfung.

Im Besonderen geht mein Dank auch an meine Kollegen für die fachliche Unterstützung in den unzähligen, ergiebigen Diskussionen und mehr noch für die freundschaftliche Atmosphäre am Lehrstuhl. Besonders erwähnen möchte ich Thomas Komarek und Martin Lauer, die gemeinsam mit mir in kontroversen Diskussionen die „Freude am Forschen“ lebten.

Neben meinen Kollegen am Institut möchte ich auch meinen Kollegen der verschiedenen Institute, die an dem Projekt zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen mitgewirkt haben, herzlich danken. Die verschiedenen Blickwinkel, die zu regen Diskussionen Anlass gaben, förderten das gemeinsame Verständnis des Phänomens ungemein.

Abschließend danke ich von ganzem Herzen meinen Eltern. Für ihre unermüdliche Unterstützung auf meinem Weg widme ich ihnen diese Arbeit.

München, im Mai 2010

Marco Konle

Kurzfassung

Um Emissionen von Gasturbinen zu senken, ist die magere Vormischverbrennung eine der erfolgversprechendsten Maßnahmen. Jedoch kann in Vormischbrennern, die Drall zur Stabilisierung der Flamme nutzen, das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen zu plötzlichen Flammenrückschlägen führen. Um das Auftreten dieses Phänomens erklären zu können, untersucht die Dissertation die Turbulenz-Chemie-Interaktion im Fall moderat turbulenter Drallströmungen. Durch den Einsatz hochmoderner optischer Messtechniken gemeinsam mit numerischen Simulationen wurden Schlüsselfaktoren identifiziert. Die neuen Erkenntnisse erlaubten die Definition eines Modells zur Vorhersage der Flammenrückschläge, dessen erfolgreiche Validierung an verschiedenen Brennergeometrien erfolgte.

Abstract

Lean premixed combustion is one of the most successful methods for reducing emissions of burner systems. Unfortunately, in premix burners with swirl stabilization, combustion induced vortex breakdown (CIVB) can lead to sudden flame flashback, which represents the most severe system failure due to the risk of overheating upstream positioned burner components. To understand the phenomenon in more detail, the thesis analyzes the interaction of turbulence and chemistry in the case of moderate turbulence. The results of modern optical measurement techniques and numerical simulations were used to define a scaling law for the prediction of the CIVB driven flame flashback. Its validation was successfully accomplished with data of different burner geometries.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund	1
1.2 Berührungspunkte mit aktuellen Forschungsthemen	2
1.3 Rahmen dieser Arbeit	3
2 Grundlagen und Stand des Wissens	5
2.1 Physikalische und Chemische Grundlagen	5
2.1.1 Fluiddynamische Grundlagen	5
2.1.2 Turbulente Größen	7
2.1.3 Vorgemischte Verbrennung	10
2.2 Grundlagen des Wirbelaufplatzens	20
2.2.1 Wirbelaufplatzten	21
2.2.2 Flammenstabilisierung durch Rückströmung	24
2.3 Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzten	27
2.3.1 Flammenrückschläge in vorgemischten Systemen	27
2.3.2 Zeitskalenvergleich	30
2.3.3 Theorie des baroklinen Drehmoments	34
2.3.4 Gegenüberstellung früherer Arbeiten	41
2.4 Ziele dieser Arbeit	42
3 Versuchsanlage und Untersuchungsmethoden	45
3.1 Versuchsanlage	45
3.1.1 Prüfstand	45
3.1.2 Brennergeometrie und Konfigurationen	47
3.2 Optische Messtechniken	48
3.2.1 Chemilumineszenz	49
3.2.2 Particle Imaging Velocimetry	51
3.2.3 Laserinduzierte Fluoreszenz	55
3.2.4 Simultaner Einsatz von PIV und LIF	57
3.3 Numerische Simulation	59
3.3.1 Vernetzung	59

3.3.2	Turbulenzmodellierung	60
3.3.3	Verbrennungsmodellierung	62
4	Experimentelle und Numerische Untersuchungen	67
4.1	Experimentelle Charakterisierung	67
4.1.1	Strömungsfeld	67
4.1.2	Stabilität	70
4.1.3	Chemie-Turbulenz-Interaktion	73
4.1.4	Flammenregime	79
4.2	Berechnung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens	80
4.2.1	Wiedergabe des Phänomens	80
4.2.2	Quantitative Berechnung von Stabilitätskarten	81
4.2.3	Auswertung der azimuthalen Wirbelstärke	83
4.3	Schlussfolgerungen für bestehende Modellvorstellungen	85
5	Vorhersage von CIVB Flammenrückschlägen	89
5.1	Grenzen des Modells für intensive Turbulenz	89
5.2	Modell für mäßige Turbulenz	91
5.2.1	Herleitung	91
5.2.2	Validierung an TD^1 -Daten	93
5.2.3	Validierung an Daten weiterer Brennergeometrien	97
5.3	Grenzen des Modells für mäßige Turbulenz	104
5.4	Kopplung der Modelle	105
6	Zusammenfassung	109
	Literaturverzeichnis	113
	Abbildungsverzeichnis	123
	Tabellenverzeichnis	129
A	Zusätzliche Ergebnisse	131
A.1	Zusätzliche Beobachtungen	131
A.1.1	Reynolds-Ähnlichkeit der Strömung	131
A.1.2	Einfluss der Verbrennung auf die Strömung	132
A.1.3	Instantane Untersuchung im stabilen Betrieb	132
A.2	Weitere Ergebnisse der numerischen Simulationen	133
A.2.1	Validierung der Strömungsprofile	133
A.2.2	Auswertung der azimuthalen Wirbelstärke	134

A.2.3 Präzession des Wirbelkerns	135
--	-----

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a	Wärmeleitfähigkeit [m^2/s]
C_b	Modellkonstante [-]
C_{quench}	Modellkonstante [-]
C_w	brennstoffspezifische Konstante [-]
c	Fortschrittsvariable der Reaktion [-]
D	Brennerdurchmesser [m]
\dot{D}	Drehimpuls [$\text{kg m}^2/\text{s}$]
d	Bohrungsdurchmesser des axialen Einlasses [m]
d_p	Quenchabstand [m]
f	Korrelationskoeffizient [-]
g_c	kritischer Geschwindigkeitsgradient [s^{-1}]
h	Planck'sches Wirkungsquantum [J/kg]
\dot{I}	Axialimpuls [kg m/s]
k	turbulente kinetische Energie [m^2/s^2]
k	Wellenzahl [m^{-1}]
L_t	integrales/turbulentes Längenmaß [m]
L_λ	Taylor-Längenmaß [m]
l_δ	Ausdehnung der Reaktionsschicht [m]
l_s, l_{is}	axiale Ausdehnung der Zone niedriger Damköhlerzahlen für die stabile/instabile Konfiguration [m]
\dot{m}	Massenstrom [kg/s]
P_{th}	thermische Leistung [kW]
p	Druck [N/m^2]
p	zeitlich veränderliches Signal [-]
\dot{Q}'''	volumetrische Wärmefreisetzung [W/m^3]
R	Brennerradius [m]
R	gemischspezifische Gaskonstante [J/(kg K)]
r	radiale Koordinate [m]
r_{vc}	Wirbelkernradius [m]

S_l	laminare Brenngeschwindigkeit [m/s]
S_t	turbulente Brenngeschwindigkeit [m/s]
s	offene Schlitzlänge des Drallerzeugers [m]
T	Temperatur [K]
T_{ad}	adiabate Flammentemperatur [K]
T_b	Temperatur des verbrannten Gemisches [K]
$T_{preheat}$	Vorwärmtemperatur [K]
T_u	Temperatur des unverbrannten Gemisches [K]
T_u	Turbulenzintensität [-]
t	Zeit [s]
U_∞	mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor [m/s]
\bar{u}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
u_{mix}	Strömungsgeschwindigkeit des Gemisches [m/s]
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten [m/s]
V	Volumen [m ³]
v_{flame}	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenspitze [m/s]
X	Stoffmengenanteil [-]
\vec{x}	Ortsvektor [m]
\mathbf{x}	Ortsvektor [m]
x_{bubble}	vorderer Staupunkt der Rückströmblase [m]
x_{flame}	Flammenspitze [m]
x, y, z	Ortskoordinaten [m]
Y	Massenanteil [-]

Griechische Symbole

$\Delta\lambda$	Luftzahländerung [-]
Δt	zeitliche Separation [s]
Δx	örtlicher Versatz [m]
δ_l	laminare Flammendicke [m]
ε	Dissipation turbulenter kinetischer Energie [m ² /s ³]
ε	Porosität [-]
η	azimutale Wirbelstärke [s ⁻¹]
η	Kolomgorov'sches Längenmaß [m]
Γ	Zirkulation [-]
λ	Lichtwellenlänge [m]

λ	Luftzahl [-]
λ_{krit}	kritische Luftzahl [-]
μ	dynamische Viskosität [N/m ² s]
μ_t	turbulente Viskosität [N/m ² s]
ν	Lichtfrequenz [Hz]
ν	kinematische Viskosität [m ² /s]
$\bar{\omega}$	Wirbelstärke [s ⁻¹]
$\bar{\dot{\omega}}$	Reaktionsquellterm [kg/(m ³ s)]
φ	Zylinderkoordinate [rad]
ρ	Dichte [kg/m ³]
τ_b	chemisches Zeitmaß für Ausbrand [s]
τ_c	chemisches Zeitmaß [s]
τ_{chem}	charakteristisches Zeitmaß des chemischen Umsatzes [s]
τ_{diss}	charakteristisches Zeitmaß der Dissipation [s]
τ_q	charakteristisches Zeitmaß der Wärmefreisetzung [s]
τ_t	turbulentes Zeitmaß [s]
τ_u	Strömungszeitmaß [s]
τ_η	Kolmogorov'sches Zeitmaß [s]
ξ	radiale Wirbelstärke [s ⁻¹]
ζ	axiale Wirbelstärke [s ⁻¹]

Hochgestellte Indizes

$()'$	Fluktuation
$()$	Reynolds-gemittelt

Tiefgestellte Indizes

0	Ausgangszustand
<i>ad</i>	adiabat
<i>b</i>	verbrannt
<i>BR</i>	Brennstoff
<i>chem</i>	Chemie
<i>diss</i>	Dissipation
<i>f</i>	Brennstoff
<i>i, j, k</i>	Laufindex
<i>in</i>	Zustand am Einlass
<i>i, r</i>	rotationsfrei / -behaltet

l	laminar
q	Wärmefreisetzung
t	turbulent
u	unverbrannt
vc	Wirbelkern

Dimensionslose Kennzahlen

Da_r	turbulente Damköhler-Zahl
Ka	Karlovitz-Zahl
Le	Lewis-Zahl
Pe	Peclét-Zahl
Pe_b	Peclét-Zahl des Ausbrandzeitmaßes τ_b
Pe_c, Pe_{S_i}	Peclét-Zahl der chemischen Reaktion
Pe_u	Peclét-Zahl der massengemittelten Geschwindigkeit
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Re_t	turbulente Reynolds-Zahl
S	Drallzahl

Akronyme

CIVB	C ombustion I nduced V ortex B reakdown
LIF	L aser-induzierte F luoreszenz
PIV	P article I maging V elocimetry
PSR	P erfectly S tirred R eactor
PVC	P recessing V ortex C ore
rms	root m ean s quare
RANS	R eynolds- a veraged N avier- S tokes

1 Einleitung

Das Bewusstsein der beschränkten Verfügbarkeit von fossilen Energieträgern fordert aufgrund des weltweit steigenden Energiebedarfs eine hoch effiziente Umsetzung von Primärenergie. Durch die ökonomische, besonders aber auch durch die ökologische Situation, in der wir uns heute befinden, muss es das Ziel zukünftiger Technologien der Stromerzeugung sein, bei geringem Schadstoffausstoß den maximal möglichen Wirkungsgrad der Energiewandlung zu erreichen. Ein Ansatz, der zur Verfolgung dieser Vorgaben angewandt wird, ist die magere Vormischverbrennung in Gasturbinen. Durch die Absenkung der Flammentemperatur und die Vermeidung von heißen Zonen durch die Homogenisierung des Brennstoff-Luft-Gemisches werden bei vollständigem Ausbrand die Stickoxidemissionen vor allem aufgrund der Vermeidung von thermischen NO_x reduziert. Gleichzeitig ermöglichen gesenkte Spitzentemperaturen eine leichtere Bauweise, wodurch eine höhere Effizienz und damit eine Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades erreicht wird.

Aus der Mischung von Brennstoff und Verbrennungsluft bereits stromauf der Brennkammer resultiert jedoch die Gefahr, dass durch Störungen die Ausbreitung der Flamme entgegen der Strömungsrichtung erfolgt. Hierdurch ausgelöste Flammenrückschläge können die Bauteilintegrität und damit die Betriebssicherheit einer Gasturbine in hohem Maße gefährden.

1.1 Hintergrund

Im Fall von drallstabilisierten Brennersystemen ist eine Ursache für die plötzliche Flammenpropagation entgegen der Hauptströmungsrichtung das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen. Erstmals von Fritz als eigenständiger Flammenrückschlagsmechanismus aufgeführt und in seinem makroskopischen Verhalten detailliert untersucht [Fri03], ist es unter dem Begriff *Combustion Induced Vortex Breakdown* (CIVB) Gegenstand vieler Untersuchungen. Dieses Phänomen zeichnet sich dadurch aus, dass die Flammenausbreitung auf der Brennerachse entgegen hohen Strömungsgeschwindigkeiten und ohne thermoakustische Rückkopplungsmechanismen erfolgt (Abb. 1.1). Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten sind dabei weit höher als typische turbulente Brenngeschwindigkeiten.

Weitere Pionierarbeit leisteten Kröner und Kiesewetter in ihren grundlegenden Arbeiten. Während Kröner die Korrelation des Auftretens von CIVB-Flammenrückschlägen mittels einfacher Zeitskalenvergleiche definierte [Krö03], deckte Kiesewetter durch die detaillierte Auswertung der Wirbeltransportgleichung die Ursache für das Phänomen auf [Kie05].

Schließlich nutzte Burmberger den Erkenntnisgewinn dieser vorangegangenen Grundlagenforschungen, um Designkriterien für CIVB-resistente Brennergeometrien mit hoher technischer Relevanz abzuleiten. Darüber hinaus konnte er die Eignung des Zeitskalenvergleichs nach Kröner auch für erhöhte Betriebsdrücke zeigen [Bur09].

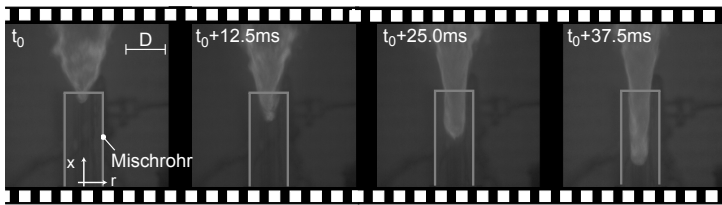


Abbildung 1.1: Chemilumineszenzsequenz eines Flammenrückschlags aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens [KKS08].

1.2 Berührungspunkte mit aktuellen Forschungsthemen

Die plötzliche Flammenausbreitung steht aktuell auch im Fokus weiterer Forschergruppen. Beispielhaft ist die Gruppe um Vince McDonnell zu erwähnen, die sich im Rahmen der Entwicklung von Mikrobrennern, die sich durch niedrige Emissionswerte auszeichnen, mit Flammenrückschlägen beschäftigt. Die aktuelle Veröffentlichung [WMS⁺09] präsentiert dabei die Nutzung des C_{quench} -Modells nach Kröner als ein Werkzeug zur Designbewertung hinsichtlich der Anfälligkeit für CIVB-getriebene Flammenrückschläge: Aufgrund fehlender optischer Zugänglichkeit zur propagierenden Flamme nutzen die Autoren den Zeitskalenvergleich und schließen dadurch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens als Ursache von Flammenrückschlägen aus. Die weitere Analyse, die insbesondere numerische und analytische Methoden nutzt, zeigt schließlich, dass die Ausbreitung der Flamme innerhalb der Wandgrenzschicht erfolgt (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Die Ähnlichkeitsbetrachtung von Zeitskalen, wie sie Kröner für sein C_{quench} -Modell nutzt, ist aktuell auch Gegenstand des Forschungsinteresses von Tim Lieuwen und seinen Mitarbeitern. Im Rahmen der Veröffentlichung [ZSL09] präsentiert diese Gruppe eine detaillierte Analyse von lokalen Löschereignissen und greift dabei auf die Arbeit von Hoffmann [Hof94] zurück, die schon als Grundlage für die Überlegungen von Kröner diente (Abschnitt 2.3.2). Während die Arbeit von Hoffmann jedoch das globale Flammenlöschen und dadurch die magere Verlöschgrenze von Brennern näher untersucht, fokussiert sich diese neue Publikation auf lokal beschränktes Löschen und beschreibt erfolgreich den Zusammenhang zwischen lokalen Randbedingungen und auftretenden Löschereignissen.

Als ein abschließendes Beispiel für die Verflechtung der eigenen Forschungsarbeiten mit weiteren Forschergruppen sei Ephraim Gutmark mit seinen Mitarbeitern erwähnt. Sie analysieren in [URG09] einen drallstabilisierten Brenner auf die Interaktion der Strömung und der Reaktion. Dabei beschreiten sie vergleichbare Wege wie die Arbeit von Kiesewetter und analysieren die Flammenlage in Abhängigkeit der Strömungsführung und den Betriebsrandbedingungen. Auch für eine völlig unterschiedliche Geometrie identifizieren sie die Relativlage von Flammenspitze und Rezirkulationszone als entscheidende Größe, wie es Kiesewetter an dem von ihm untersuchten Brennerdesign beobachtete (vgl. Abschnitt 2.3.3).

1.3 Rahmen dieser Arbeit

Der kurze Abriss über die bisherigen Forschungsinhalte zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen sowie die gemeinsamen Berührungspunkte mit aktuellen Forschergruppen zeigen, welches weite Tätigkeitsfeld die Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens aufgrund seiner Komplexität bietet. Um verschiedene Detailfragen zu klären, wurde daher 2004 ein von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördertes Forschungsprogramm mit einer Laufzeit von vier Jahren gestartet. Darin arbeiteten sieben Institute zusammen an der *Flammenbeschleunigung in Wirbelrohren durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, um durch moderne Laserdiagnostik und neuartige Modellierungsansätze sowohl auf experimenteller Ebene als auch in der numerischen Simulation des CIVB zum Erkenntnisgewinn beizutragen.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Teilprojektes des Lehrstuhls für Thermodynamik und verfolgt zwei Ziele:

- Analyse der Chemie-Turbulenz-Interaktion auf der Momentanebene
Die numerisch von Kiesewetter entwickelte Theorie zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen basiert auf einer turbulenzgemittelten Betrachtung. Um die Gültigkeit dieses Erklärungsansatzes auf der Momentanebene zu prüfen, soll die Interaktion zwischen Chemie und Turbulenz mittels Lasermesstechniken hoher zeitlicher und örtlicher Auflösung untersucht werden.
- Untersuchung der Geometrieunabhängigkeit
Sowohl die aus numerischen Simulationen entwickelte Theorie nach Kiesewetter als auch die erfolgreiche Korrelation der Stabilitätsgrenzen nach Kröner basieren auf einer einzigen Geometrie. Um die Allgemeingültigkeit beider Arbeiten zu prüfen, soll die numerische Berechnung einer neuen Brennergeometrie und die Korrelation der dazugehörigen Rückschlagsgrenzen erfolgen.

Die Arbeit stellt sich entsprechend wie folgt dar: Zunächst erfolgt eine Einleitung in die Theorie des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Kapitel 2 stellt alle zum Verständnis nötigen Grundlagen vor, führt an die bestehenden Theorien heran und schließt mit der Formulierung der Ziele, die in dieser Arbeit verfolgt werden. Anschließend erfolgt die Präsentation der untersuchten Brennergeometrie und ihre Einbettung in den genutzten Prüfstand sowie der messtechnisch und numerisch genutzten Methoden. Darauf folgt die Validierung einzelner Aspekte der früheren Arbeiten. Insbesondere Momentanaufnahmen mit einer hohen Repetitionsrate ermöglichen neue Erkenntnisse zum hoch dynamischen Charakter des stochastischen Phänomens. Ergebnisse der numerischen Simulation des CIVB-getriebenen Flammenrückschlages für eine neue Brennergeometrie belegen die Geometrieunabhängigkeit früherer Beobachtungen von Kiesewetter [Kie05]. Die Kopplung von experimentellen und numerischen Methoden identifiziert das lokale Flammenregime im Bereich der Flammenwurzel als wichtigen Parameter. Schließlich erfolgt die Formulierung eines neuen Korrelationsansatzes, durch welchen die bisherige Korrelation ergänzt wird. Die Verknüpfung der Korrelationen wird auf ihre Gültigkeit getestet und anhand weiterer Brennergeometrien abschließend validiert.

2 Grundlagen und Stand des Wissens

Für das Verständnis von verbrennungsinduziertem Wirbelaufplatzen (*Combustion Induced Vortex Breakdown*, CIVB) sind verschiedene physikalische und chemische Grundlagen nötig. Um dem Leser den Zugang zum Phänomen zu erleichtern, werden diese Grundlagen im Folgenden kurz eingeführt. Darüber hinaus werden die bestehenden Erklärungsansätze zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen, an denen diese Arbeit ansetzt [Krö03; Kie05], skizziert.

2.1 Physikalische und Chemische Grundlagen

2.1.1 Fluiddynamische Grundlagen

Die Beschreibung von Strömungen erfolgt mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen für ein fluides Kontinuum. Mit den Vereinfachungen, dass es sich um eine inkompressible Strömung eines Newtonschen Fluids¹ mit räumlich konstanter Dichte handelt, erhält man folgende differentielle Gleichungen für die Massenerhaltung und die Impulserhaltung [Sch82; Zie91]:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} \quad (2.2)$$

Turbulente Strömungen, deren örtliche Geschwindigkeiten stochastisch und zeitabhängig sind, können mathematisch durch eine statistische Beschreibung wiedergegeben werden. Die Aufspaltung in einen zeitlichen Mittelwert und eine Schwankungsgröße

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \overline{u_i}(\mathbf{x}, t) + u_i'(\mathbf{x}, t) \quad (2.3)$$

¹ Ein newtonsches Fluid ist dadurch charakterisiert, dass auftretende Schubspannungen innerhalb des Fluids proportional zu den auftretenden Schergeschwindigkeiten sind.

bezeichnet man als Reynolds-Mittelung. Das sogenannte Ensemble-Mittel

$$\overline{u_i}(\mathbf{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_i^{(n)}(\mathbf{x}, t) \quad (2.4)$$

zeigt dabei, dass sich die Schwankungsgröße mit $N \rightarrow \infty$ auslöscht. Abbildung 2.1 illustriert beispielhaft ein zeitlich veränderliches Signal p , das durch einen konstanten Mittelwert \bar{p} und die dazugehörige, zeitlich veränderliche Schwankungsgröße p' beschrieben werden kann.

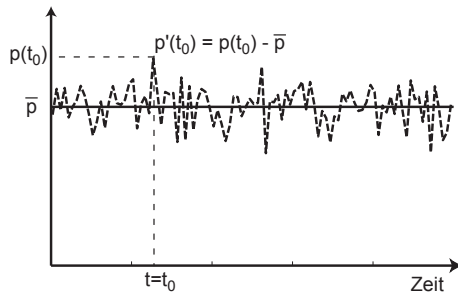


Abbildung 2.1: Statistische Beschreibung eines zeitlich veränderlichen Signals $p(t)$.

Verwendet man diese statistische Beschreibungsmöglichkeit der Turbulenz in den Erhaltungsgleichungen, so erhält man die sogenannten Reynolds-gemittelten Kontinuitäts- und Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (2.6)$$

Die numerische Lösung dieser vereinfachten Gleichungen in sogenannten RANS-Simulationen (Reynolds Averaged Navier-Stokes) ist das gängigste Verfahren zur Strömungssimulation im Ingenieurbereich, da sie gute Ergebnisse bei mäßigen Bedarf an Rechenressourcen erreicht. Der letzte Term der Impulserhaltungsgleichung ist der Reynolds-Spannungstensor, der sich aus der Mittelung ergibt. Die fehlende Auflösung turbulenter Wirbelstrukturen, die eine Folge der Vernachlässigung des

turbulenten Strömungsanteils ist, wird durch Modellierung dieses Tensors kompensiert. Die Lösung dieses sogenannten Schließungsproblems erfolgt durch die Wirbelviskositätshypothese nach Boussinesq: Der Einfluss der turbulenten Strukturen auf das Strömungsfeld wird durch die Addition der turbulenten Wirbelviskosität zur fluideigenen, laminaren Viskosität wiedergegeben. Näheres zur Turbulenzmodellierung wird in Abschnitt 3.3.2 präsentiert.

2.1.2 Turbulente Größen

Turbulente Strömungen werden durch die auftretende Intensität der Schwankung und verschiedene charakteristische Längen- und Zeitmaße charakterisiert [Tur00]. Der sogenannte rms-Wert² p'_{rms} eines beliebig zeitlich veränderlichen Signals p (Abb. 2.1) ist ein Maß für die Turbulenzintensität, die aus der stochastisch auftretenden Verteilung der Schwankungsgröße p' berechnet wird:

$$p'_{rms} \equiv \sqrt{p'^2}. \quad (2.7)$$

Entsprechend lassen sich die Schwankungswerte der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeiten einer turbulenten Strömung durch ihren jeweiligen rms-Wert ausdrücken:

$$u'_{rms} = \sqrt{u'^2}, \quad v'_{rms} = \sqrt{v'^2}, \quad w'_{rms} = \sqrt{w'^2}$$

Die relative Turbulenzintensität T_u wird durch Normierung mit einer charakteristischen Geschwindigkeit, der über den Querschnitt gemittelten Strömungsgeschwindigkeit U_∞ , gebildet:

$$T_u = \frac{1}{U_\infty} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (u'^2_{rms} + v'^2_{rms} + w'^2_{rms})} \quad (2.8)$$

Der Energiegehalt, der in der turbulenten Bewegung einer Strömung enthalten ist, wird als turbulente kinetische Energie bezeichnet. Ihr Wert berechnet sich durch die Summation der Beiträge der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten:

$$k = \frac{1}{2} (u'^2_{rms} + v'^2_{rms} + w'^2_{rms}) \quad (2.9)$$

Unter der Annahme von isotroper Turbulenz kann diese Gleichung weiter vereinfacht werden zu

$$k = \frac{3}{2} u'^2_{rms}.$$

² root mean square

Durch diese Annahme der Isotropie erhalten die Normalspannungen eines betrachteten Rechenvolumens in alle Raumrichtungen gleiche Werte. Vor allem in Gebieten, in denen beispielsweise Rückströmung oder Ablösung auftreten, kann diese Annahme unzulässig sein (Abschnitt 3.3.2).

Die kinetische Energie großer Wirbelstrukturen erfährt einen Transfer zu kleineren Wirbelklassen. Für die kleinsten, in einer Strömung auftretenden Wirbel, den im Folgenden beschriebenen Kolmogorov-Wirbeln, geht diese kinetische Energie schließlich durch die Dissipation ε in innere Energie der Strömung über. In der Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k findet sich auf der rechten Seite der Gleichung daher neben konvektiven und diffusiven Transport die Dissipation ε als negativer Quellterm:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} = -\nabla(u\rho k) + \nabla(\mu\nabla k) - \rho\varepsilon \quad (2.10)$$

Das Spektrum an Wirbelklassen, welche eine turbulente Strömung besitzt, ist begrenzt durch das größte geometrische Längenmaß im Strömungsfeld und das Kolmogorov-Längenmaß der kleinsten auftretenden Wirbel. Aus dieser Begrenzung ergibt sich die Turbulenzkaskade (Abb. 2.2), die die Produktion, den Transfer und schließlich die Dissipation von turbulenter kinetischer Energie über der Wellenzahl darstellt. Neben der größten geometrischen Abmessung, die beispielsweise der Brenneraustrittsdurchmesser ist, sind folgende Längenmaße für eine turbulente Strömung charakteristisch:

- Integrales Längenmaß L_t : Häufig auch als turbulentes Längenmaß bezeichnet, ist L_t definiert als das Integral des normierten Korrelationskoeffizienten f für die Schwankungsgrößen [Pet06]:

$$L_t(t) = \int_0^{\infty} f(r,t) dr \quad (2.11)$$

mit der Definition des Korrelationskoeffizienten

$$f(r,t) = \frac{\overline{u'(0,t)u'(r,t)}}{\overline{u'^2(t)}}. \quad (2.12)$$

Dieses Längenmaß repräsentiert die mittlere Größe der Wirbel, die den höchsten Energiegehalt an turbulenter kinetischer Energie aufweisen. Der Verlauf der Energiekaskade (Abb. 2.2) weist folglich sein Maximum für

die entsprechende Wellenzahl k , dem reziproken Wert des Längenmaßes, auf. In diesem Bereich der großen und Energie tragenden Wirbel erfolgt die Produktion turbulenter kinetischer Energie, die durch Trägheit auf Wirbelklassen kleinerer Wellenzahlen übertragen wird. Das korrespondierende charakteristische Zeitmaß τ_t ist definiert als nötige Zeit für eine Umdrehung eines Wirbels des Durchmessers L_t mit einer Geschwindigkeit u' :

$$\tau_t = \frac{L_t}{u'} \quad (2.13)$$

Mit der Schwankungsgeschwindigkeit u' und dem integralen Längenmaß L_t sowie der Viskosität ν wird die sogenannte turbulente Reynoldszahl Re_t gebildet:

$$Re_t = \frac{u' L_t}{\nu} \quad (2.14)$$

Die Reynoldszahl Re , die das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften darstellt, dient im Allgemeinen zur Charakterisierung von Strömungen. So beschreiben kritische Werte für diese Kennzahl den Übergang von laminaren in turbulente Strömungen, für eine Rohrströmung beispielsweise $Re_{krit} \approx 2300$. Die turbulente Reynoldszahl weist für diesen Übergang den Wert $Re_t \approx 1$ auf. In Abschnitt 2.1.3 wird diese Kennzahl für die Einteilung der turbulenten Verbrennung genutzt.

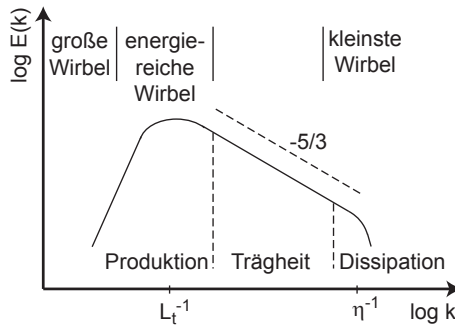


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Spektrums turbulenter kinetischer Energie über die Wellenzahl k [Pet06].

- Kolmogorov'sches Längenmaß η : Das Kolmogorov Längenmaß charakterisiert die kleinsten, in der turbulenten Strömung auftretenden Wirbel. Für die turbulente Bewegung dieser Wirbel sind die viskosen Kräfte ähnlich den Trägheitskräften. Durch Viskositätseffekte tritt daher die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie in die innere Energie des Fluids auf (Abb. 2.2). Eine Dimensionsanalyse nach [Tur00] liefert

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad \tau_\eta = \sqrt{\frac{v}{\varepsilon}} \quad (2.15)$$

zur Abschätzung dieser Wirbelklasse.

- Taylor-Längenmaß L_λ : Das Taylor-Längenmaß ist ein Zwischenmaß zwischen dem integralen und dem Kolmogorov Längenmaß. Es verknüpft die auftretende Turbulenz mit der mittleren Streckungsrate:

$$L_\lambda = \frac{u'_{rms}}{\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

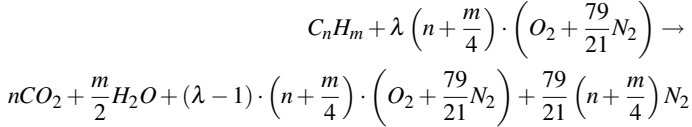
Die Vorstellung des Energieaufbaus in größeren Wirbeln, der anschließende Transfer auf kleinere Wirbel und schließlich die Dissipation durch die kleinsten auftretenden Wirbel in innere Energie ist auch Ausgangspunkt für viele Verbrennungsmodelle, die die Reaktionsrate proportional der turbulenten Dissipation modellieren. Näheres hierzu wird in Abschnitt 3.3.3 diskutiert.

2.1.3 Vorgemischte Verbrennung

In diesem Abschnitt werden die nötigen Grundlagen zur vorgemischten Verbrennung im Allgemeinen und speziell im turbulenten Fall wiedergegeben. Diese werden im Rahmen dieser Arbeit für die Verbrennungsmodellierung (Abschnitt 3.3.3) und die CIVB-Modellentwicklung genutzt.

Grundlagen vorgemischter Verbrennung:

Im Fall von reaktiven Strömungen ist der Bewegung des Fluids eine chemische Reaktion überlagert. Für die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit Luftüberschuss ergibt sich folgende chemische Reaktionsgleichung:



In dieser Reaktionsgleichung bezeichnet die Luftzahl λ das Verhältnis von vorhandener Oxidatormenge zu der Oxidatormenge, die für eine stöchiometrische Verbrennung benötigt wird. Wird die Verbrennung mit Luftzahlen $\lambda > 1.0$ (*magere Verbrennung*) betrieben, so reduziert der zusätzliche Ballast an Luft die erreichbare adiabate Flammentemperatur³. Betriebspunkte *fetter* Luftzahlen, d.h. $\lambda < 1$, weisen eine unvollständige Verbrennung auf, im Abgas liegen Zwischenprodukte der Brennstoffoxidation wie beispielsweise Kohlenmonoxid vor.

Von besonderer Bedeutung für die Charakterisierung eines Brennstoff-Luft-Gemisches ist die laminare Brenngeschwindigkeit S_l . Sie repräsentiert die Geschwindigkeit, mit welcher sich eine Flamme normal zu ihrer Front in Richtung des unverbrannten Gemisches ausbreitet. Betrachtet man die Gemischströmung als eindimensional und unendlich ausgedehnt, so ist die laminare Brenngeschwindigkeit nur noch eine Funktion der physikalischen und chemischen Eigenschaften des Gemisches. Die Analyse der Impuls- und Diffusionsgleichungen für eine solche vereinfachte, reagierende Gemischströmung liefert Approximationsgleichungen für die explizite Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit [Pet94]:

$$S_l = F \cdot Y_{f,u}^m \cdot \exp(-G/T^0) \frac{T_u}{T^0} \left(\frac{T_{ad} - T^0}{T_{ad} - T_u} \right)^n \quad (2.16)$$

mit den Korrelationen für die adiabate Flammentemperatur T_{ad} und die Bezugstemperatur T^0 :

$$T_{ad} = a \cdot T_u + b + c \cdot \lambda^{-1} + d \cdot \lambda^{-2} + e \cdot \lambda^{-3} \quad (2.17)$$

$$T^0 = -E / \ln \left(\frac{P}{B} \right) \quad (2.18)$$

³ Die adiabate Flammentemperatur T_{ad} bezeichnet die maximal mögliche Temperatur der Flamme unter Annahme der Adiabasie, d.h. ohne Berücksichtigung von Wärmeverlusten.

Die nötigen Konstanten für Methan und Wasserstoff sind in Tab.(2.1) aufgelistet. Die Berechnung der adiabaten Flammentemperatur T_{ad} und der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l als Funktionen der Luftzahl λ nach diesen Gleichungen ist beispielhaft für den Brennstoff Methan in Abb. 2.3 dargestellt.

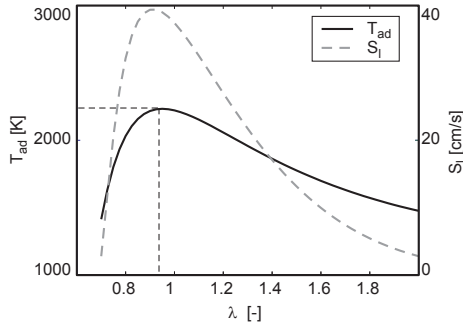


Abbildung 2.3: Verlauf der adiabaten Flammentemperatur und der laminaren Flammgeschwindigkeit von Methan als Funktion der Luftzahl λ [Pet94].

	B [bar]	E [K]	m [-]	F [cm/s]	G [K]	n [-]
CH_4	3.1557×10^8	23873	0.565	22.176	-6444.27	2.516
H_2	30044.1	10200.9	1.08721	1.29288×10^6	2057.56	3.535
	a [-]	b [K]	c [K]	d [K]	e [K]	-
CH_4	0.627	1270.15	-2449	6776	-3556	
H_2	0.522	673.8	807.9	2515.6	-1765.9	

Tabelle 2.1: Brennstoffspezifische Konstanten zur Bestimmung der laminaren Flammgeschwindigkeit nach [Pet94].

Diese Abbildung zeigt, dass die maximale adiabate Flammentemperatur reinen Methans von ca. $2230K$ für eine Luftzahl von $\lambda \approx 0.95$ erreicht wird. Für magere Vormischflammen ($\lambda > 1$) sinkt die maximal auftretende Temperatur. Das Maximum von S_l wird ebenso im leicht fetten Bereich ($\lambda \approx 0.95$) erreicht, der Verlauf von S_l und T_{ad} über der Luftzahl λ ist ähnlich.

Eine Validierung dieser Gleichungen zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l mit experimentellen Daten von Nastoll [Nas89] ist in Abb. 2.4 für Methan-Wasserstoff-Mischungen mit bis zu 60% volumetrischen Anteil H_2 dargestellt. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und berechneten Brenngeschwindigkeiten. Die Berechnung von S_l für Brennstoffgemische aus Methan und Wasserstoff erfolgte dabei nach [LLL91]:

$$S_{l,Gemisch} = \left(\frac{X_{H_2}}{S_{l,H_2}} + \frac{X_{CH_4}}{S_{l,CH_4}} \right)^{-1} \quad (2.19)$$

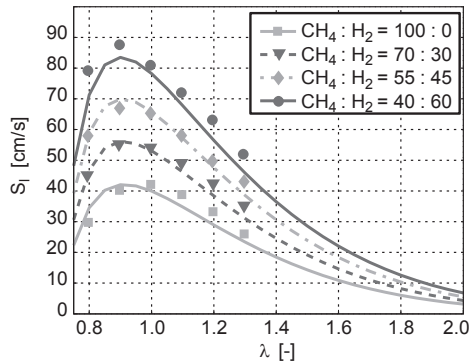


Abbildung 2.4: Verlauf der laminaren Flammgeschwindigkeit für Methan-Wasserstoff-Gemische als Funktion der Luftzahl λ : Vergleich der Korrelationen nach [Pet94] mit experimentellen Daten [Nas89].

Struktur der Flammenfront:

Für die Analyse der Flammenfront ist die theoretische Betrachtung einer eindimensionalen Flamme in einem Gedankenexperiment zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit S_l hilfreich (Abb. 2.5 (links)): In einem mit Gemisch laminar durchströmten Rohr breitet sich eine Flammenfront relativ zur Anströmgeschwindigkeit mit der gemischspezifischen laminaren Brenngeschwindigkeit aus. Ein stationärer Zustand liegt vor, wenn die Strömungsgeschwindigkeit des unverbrannten Gemisches u_{mix} gegengleich der vorliegenden Brenngeschwindigkeit S_l ist. Die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit u_{mix} liefert für diesen Fall die

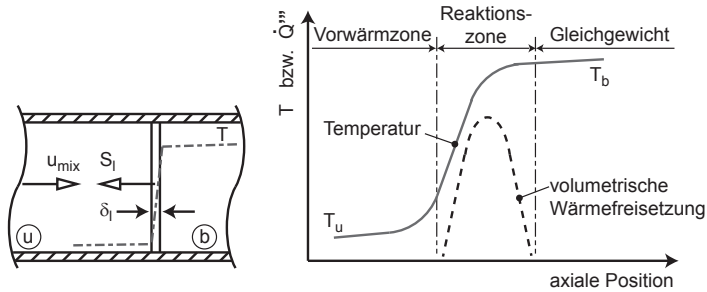


Abbildung 2.5: Flammenstruktur einer laminaren Flamme mit schematischen Verläufen der Temperatur und der volumetrischen Wärmefreisetzung: Die Flammenfront kann in die Vorwärmzone, die Reaktionszone und die Gleichgewichtszone unterteilt werden.

gesuchte Brenngeschwindigkeit. Für den stationären Zustand liegen dabei ortsfeste Profile für die Temperatur und die lokale Wärmefreisetzung vor, wie sie schematisch in Abb. 2.5 (rechts) skizziert sind: Über die Flammenfront steigt die lokale Temperatur von ihrer Ausgangstemperatur des unverbrannten Gemisches T_u bis zur Verbrennungstemperatur T_b , bei Annahme von Adiabasie der adiabaten Flammentemperatur T_{ad} an. Erstmals beschrieb Zeldovich 1938 die Flammenfront durch die Einteilung in drei Zonen: Die Vorwärmzone, in der das unverbrannte Gemisch durch Wärmeleitung vom verbrannten (Index b) zum unverbrannten Gas (Index u) auf Zündtemperatur erwärmt wird; die Reaktionszone, in der der Brennstoffumsatz und ein Großteil der Wärmefreisetzung erfolgt; und die Gleichgewichtszone, in der der Gleichgewichtszustand für das Gemisch vorliegt. Die Flammenfront weist eine Ausdehnung in der Größenordnung von einem Millimeter auf. Eine einfache Abschätzung der laminaren Flammendicke δ_l bei Kenntnis der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit lautet

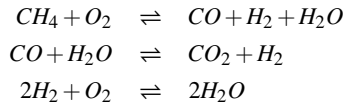
$$\delta_l = \frac{a}{S_l}. \quad (2.20)$$

Diese Gleichung vergleicht die Wärmeleitung von der Flamme an das unverbrannte Brennstoff-Luft-Gemisch mit der Ausbreitung der Reaktionszone und dividiert hierzu die Wärmeleitfähigkeit a mit der laminaren Flammengeschwindigkeit S_l . Mit dieser Gleichung und Gl.(2.16) kann ein erstes, charakteristisches Zeitmaß

zur Beschreibung der Chemie definiert werden, welches die benötigte Zeit für die Ausbreitung einer Flamme um ihre eigene Ausdehnung δ_l darstellt:

$$\tau_c = \frac{\delta_l}{S_l} = \frac{a}{S_l^2} \quad (2.21)$$

Die Betrachtung nach Zeldovich beinhaltet neben einigen weiteren Vereinfachungen die Annahme einer globalen Reaktion hoher Aktivierungsenergie. Für das Verständnis der Chemie-Turbulenz-Interaktion ist dieses Bild der Flammenfront nicht ausreichend. Bereits stark vereinfachte Reaktionsmechanismen wie beispielsweise für Methan



zeigen, dass die Reaktionszone in eine dünne Reaktionsschicht, in der die Startreaktionen stattfinden, und eine Oxidationszone, in der die weiteren Reaktionen bis zum Gleichgewichtszustand ablaufen, aufgeteilt werden muss (Abb. 2.6). Peters zeigt, dass die innere Reaktionszone, als Reaktionsschicht bezeichnet, eine Ausdehnung l_δ besitzt, die eine Größenordnung kleiner als die gesamte Reaktionszone δ_l ist, d.h. $l_\delta = \delta \cdot \delta_l$ mit $\delta = 0, 1$. Aufgrund dieser unterschiedlichen Ausdehnungen interagieren die Reaktionsschicht und die gesamte Reaktionszone mit turbulenten Wirbeln unterschiedlicher Ausmaße, wie es im Folgenden noch erläutert wird.

Turbulente Brenngeschwindigkeit S_t :

Treten in einer reagierenden Strömung turbulente Schwankungen auf, so führt die Interaktion der turbulenten Wirbel mit der Flammenfront zur Vergrößerung der effektiven Flammenoberfläche \bar{A} und damit zur Steigerung der Brenngeschwindigkeit. Dieser Effekt ist in Abb. 2.7 analog der Darstellung der laminaren Brenngeschwindigkeit in Abb. 2.5 für ein mit Gemisch durchströmtes Rohr dargestellt. Für den stationären Zustand ergibt sich der durch das Rohr strömende Massenstrom:

$$\dot{m} = \rho_u \cdot \bar{A} \cdot S_t = \rho_u \cdot A_{flamelet} \cdot S_l \quad (2.22)$$

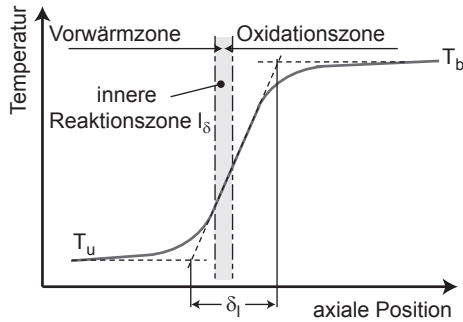


Abbildung 2.6: Unterteilung der Flammenstruktur nach [Pet06]: Die Reaktionszone δ_l einer Flamme muss unterschieden werden in eine Reaktionsschicht I_δ (innere Reaktionszone), in der die entscheidenden Startreaktionen ablaufen, und in eine Oxidationszone, in der weitere Oxidationsreaktionen zum Gleichgewichtszustand führen.

Eine einfache Abschätzung der effektiven Flammenoberfläche $A_{flamelet}$ für den Fall mäßiger Turbulenz publizierte Damköhler 1940. Diese besagt, dass das Verhältnis von durch Turbulenz vergrößerter Oberfläche zur Ausgangsfläche gleich dem Verhältnis der turbulenten Geschwindigkeit zur ungestörten Strömungsgeschwindigkeit ist

$$\frac{A_{flamelet}}{\bar{A}} = \frac{\bar{u} + u'_{rms}}{\bar{u}}$$

Mit dieser Abschätzung für den mäßig turbulenten Fall erhält man durch Gl.(2.22) für die turbulente Brenngeschwindigkeit den einfachen Zusammenhang

$$S_t/S_l = \frac{A_{flamelets}}{\bar{A}} = 1 + u'_{rms}/S_l. \quad (2.23)$$

Ein Überblick zu weiteren Arbeiten zur turbulenten Brenngeschwindigkeit S_t findet sich in [Tur00].

Charakterisierung von turbulenten Vormischflammen:

Um vorgemischte turbulente Flammen zu charakterisieren, nutzt man den Vergleich von Zeit- und Längenmaßen. Erstmals von Borghi [Bor85] vorgeschlagen, wurden in der Vergangenheit von vielen Autoren verschiedene Diagramme zur Einteilung von Verbrennungsvorgängen in Flammenregimes publiziert, z.B.

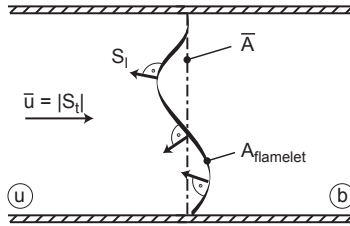


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Einflusses von Turbulenz auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Flammen nach [Tur00].

[Pet86; AGBL89; PVC90; Tur00]. Abbildung 2.8 stellt den Ansatz nach Peters vor, welcher im Folgenden angewendet wird. In diesem Diagramm wird das Verhältnis des charakteristischen Längenmaßes der turbulenten Strömung L_t und der Flamme δ_l auf der Abszissenachse aufgetragen. Das Verhältnis der korrespondierenden Geschwindigkeiten, u' der turbulenten Strömung und S_l der chemischen Reaktion, wird auf der Ordinatenachse dargestellt. Man erhält eine Einteilung der turbulenten Verbrennung in verschiedene Regimes als Funktion dimensionsloser Kennzahlen. Neben der turbulenten Reynoldszahl Re_t (Gl.(2.14)) sind dies die turbulente Damköhler-Zahl Da_t als Verhältnis des turbulenten zum chemischen Zeitmaßes (Gl.(2.13) und Gl.(2.21))

$$Da_t = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{L_t}{u'} \cdot \frac{S_l}{\delta_l} \quad (2.24)$$

und die turbulente Karlovitz-Zahl Ka als Verhältnis des chemischen zum Kolmogorov-Zeitmaß (Gl.(2.15))

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} = \frac{\delta_l^2}{\eta^2}. \quad (2.25)$$

Durch Umformung erhält man die Gleichungen

$$\begin{aligned} \frac{u'}{S_l} &= Re_t \cdot \left(\frac{L_t}{\delta_l}\right)^{-1} \\ \frac{u'}{S_l} &= Da_t^{-1} \cdot \left(\frac{L_t}{\delta_l}\right) \\ \frac{u'}{S_l} &= Ka^{2/3} \cdot \left(\frac{L_t}{\delta_l}\right)^{1/3}, \end{aligned}$$

die den Verlauf konstanter Kennzahlen beschreiben. Die im Folgenden beschriebenen, charakteristischen Werte dieser Kennzahlen liefern die Grenzen der verschiedenen Verbrennungsregimes.

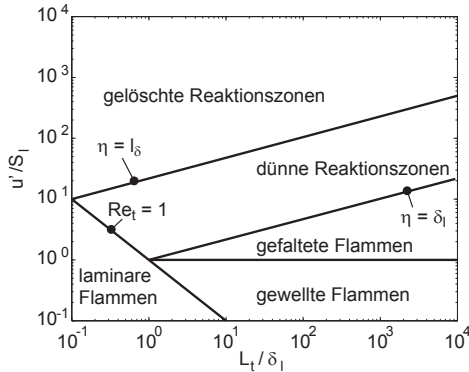


Abbildung 2.8: Diagramm zur Charakterisierung vorgemischter, turbulenter Verbrennung nach Peters [Pet06].

Eine weitgehend ungestörte, laminare Flamme liegt vor, wenn der Betrag der Auslenkung der Flammenfront, abgeschätzt durch

$$\Delta x = \frac{L_t}{S_l} \cdot u', \quad (2.26)$$

kleiner als die laminare Flammenfrontdicke δ_l (Gl.(2.20)) ist [Hof94]. Setzt man diese Auslenkung Δx der laminaren Flammenfrontdicke gleich, so erhält man unter der Annahme einer Prandtl-Zahl⁴ von $Pr = 1$ die Grenze $Re_t = 1$, die den Bereich der laminaren Verbrennung von den turbulenzbeeinflussten Regimen trennt.

Im Regime der gewellten Flammen ist die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit geringer als die laminare Flammengeschwindigkeit, $u' < S_l$, und alle Turbulenzelemente sind größer als die laminare Flammenfrontdicke. Selbst die Geschwindigkeit der größten Wirbel ist zu gering, um die Ausbreitung der Flammenfront mit S_l zu beeinflussen. Die turbulente Strömung beeinflusst die Flamme nur schwach und ruft lediglich eine Wellung der Flammenfront hervor.

4 Die nach Ludwig Prandtl benannte, dimensionslose Kennzahl definiert das Verhältnis zwischen kinetischer Viskosität ν und Wärmeleitfähigkeit a : $Pr = \frac{\nu}{a}$

Das Regime der gefalteten Flammen, welches mit dem Regime der gewellten Flammen das sogenannte *flamelet regime* darstellt, ist charakterisiert durch die Ungleichungen $Re_t > 1$ und $Ka < 1$. In diesem Regime ist daher nach Gl.(2.25) die Flammendicke δ_t kleiner als die kleinsten auftretenden Wirbel des Kolmogorov Längenmaßes η . Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammenstruktur ist gering. Das Konzept der laminaren *flamelets* kann angewendet und die Flamme als quasi-laminar behandelt werden [Pet86]. Dennoch können große Wirbelemente zur Faltung der Flamme führen, da sie Auslenkungen nach Gl.(2.26) $\Delta x > L_t$ hervorrufen können. Dies kann zur Inselbildung von Brennstoff-Luft-Gemisch im Abgas führen. Die Abgrenzung zum Regime der gewellten Flammen erfolgt durch $u' = S_t$.

$Ka = 1$, d.h. $\eta = \delta_t$, trennt den Bereich gefalteter Flammen von dem Regime dünner Reaktionszonen. Dieses Regime ist definiert durch $l_\delta \leq \eta \leq \delta_t$, d.h. die kleinsten Wirbel dringen in die Reaktionszone mit der Dicke δ_t ein, jedoch noch nicht in die Reaktionsschicht der Ausdehnung l_δ (Abb. 2.6). Die effektive Diffusion wird stark erhöht, weshalb die Flammenfront nicht mehr als quasilaminar betrachtet werden kann.

Oberhalb der Grenze $\eta = l_\delta$ liegt das Regime der gelöschten Reaktionszonen. Erreicht die Turbulenz dieses Niveau, so können die kleinsten Wirbel in die Zone der Reaktion eindringen und diese zerreißen. Durch dieses Zerreißen wird der Wärmeverlust der Flamme an das unverbrannte Fluid erhöht. Die chemischen Reaktionen werden unterbunden, Radikale gehen verloren und lokales Flammenlöschen tritt auf, welches schließlich bis zum völligen Erlöschen der Flamme führen kann [Pet06].

Diese Einteilung der vorgemischten turbulenten Verbrennung in verschiedene Flammenregimes nach Peters wird in Kapitel 5 genutzt, um die Gültigkeit von CIVB-Modellen zu bewerten.

2.2 Grundlagen des Wirbelaufplatzens

Das Phänomen des Wirbelaufplatzens⁵ ist seit vielen Jahrzehnten ein intensiv bearbeitetes Forschungsthema. Abbildung 2.9 zeigt beispielhaft ein experimentelles Ergebnis der Untersuchungen von Escudier [Esc86]: Durch Zugabe von Farbstoff wurde die Bildung einer Rückströmzone in einer verdrehten Rohrströmung visualisiert und die Propagation einer geschlossenen Strömungsblase entgegen der Hauptströmungsrichtung beobachtet.

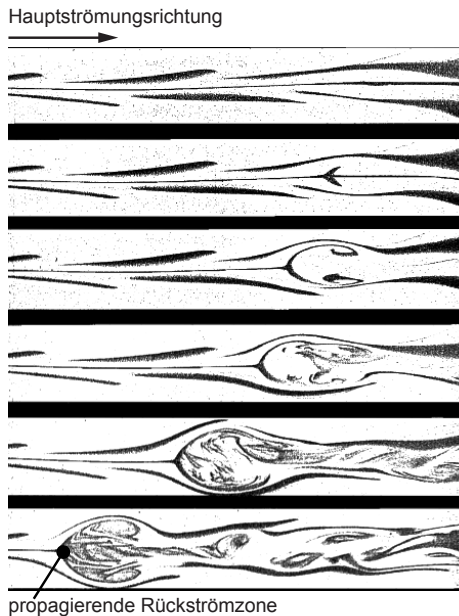


Abbildung 2.9: Beobachtung von Escudier zur Bildung und Propagation eines axialsymmetrischen Wirbelaufplatzens [Esc86].

Übersichtsartikel von Escudier [Esc88] und von Lucca-Negro und O’Doherty [LNO01] bieten einen guten Überblick über die Ergebnisse verschiedener For-

⁵ engl.: *vortex breakdown*

scherguppen. Schon in den 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts haben sich dabei drei unterschiedliche Erklärungsansätze für das Wirbelaufplatzens entwickelt:

- Druckinduzierte innere Strömungsablösung analog zur Grenzschicht-Theorie (z.B. [Hal67; Kra85])
- Hydrodynamische Instabilitäten gegenüber spiralförmigen Störungen (z.B. [Lud62])
- Konzept des Übergangs zweier konjugierter Strömungszustände (z.B. [Ben62; Squ60])

Insbesondere die letztgenannte Theorie des Übergangs von überkritischen zu unterkritischen Zuständen durch Veränderung der Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsverteilung wurde lange Zeit als die wahrscheinlichste Erklärung betrachtet [Hof94]. Jedoch ermöglicht keiner dieser Ansätze eine lückenlose Erklärung des Phänomens.

Schließlich schlugen Brown und Lopez [BL90] einen neuen Erklärungsansatz vor, der die Produktion von negativer azimuthaler Wirbelstärke als Ursache für das Auftreten des Wirbelaufplatzens identifiziert. Dabei entwickelten sie ein Beurteilungskriterium für das Auftreten von Wirbelaufplatzens, welches den Winkel zwischen auftretenden Geschwindigkeitsvektoren und Wirbelstärkenvektoren berücksichtigt. Im Folgenden werden die theoretischen Schlussfolgerungen von Darmofal [Dar93], die auf den Arbeiten von Brown und Lopez basieren, für den Fall divergierender Geometrien präsentiert. Abschließend wird der Nutzen des Phänomens für die Verbrennungstechnik erläutert.

2.2.1 Wirbelaufplatzens

Zur Analyse des Wirbelaufplatzens sind der Geschwindigkeitsvektor \vec{u} und der Wirbelstärkenvektor $\vec{\omega}$

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}, \quad \vec{\omega} = \begin{pmatrix} \zeta \\ \xi \\ \eta \end{pmatrix}$$

im Koordinatensystem x, r und φ (Abb. 2.10) definiert. Brown und Lopez teilen den Geschwindigkeitsvektor auf in den rotationsfreien⁶ und den durch Rotation induzierten Anteil [Dar93]

$$\vec{u}(\vec{x}) = \underbrace{\vec{u}_i(\vec{x})}_{\text{rotationsfrei}} + \underbrace{\vec{u}_r(\vec{x})}_{\text{rotationsbehaftet}},$$

wobei die induzierte Strömung nach Biot-Savart durch

$$\vec{u}_r(\vec{x}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{s} \times \vec{\omega}(\vec{x}')}{s^3} dV \quad (2.27)$$

mit $\vec{s} = \vec{x} - \vec{x}'$ gegeben ist [Pan96]. Für das Auftreten des Wirbelaufplatzens ist Bedingung, dass auf der Rotationsachse eine axiale Rückströmung induziert wird, die zur Ausbildung eines Staupunkts und einer Rückströmblase führt. Wertet man Gl.(2.27) auf der Rotationsachse aus, so erhält man für die durch Rotation induzierte Axialgeschwindigkeit

$$u_r(0, x) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{r'^2 \eta(x', r')}{[r'^2 + (x - x')^2]^{3/2}} dr' dx'. \quad (2.28)$$

Das Vorzeichen dieser Gleichung ist hierin nur durch die azimutale Wirbelstärke bestimmt, alle weiteren Einträge sind quadriert. Um eine Rückströmung auf der Achse ausbilden zu können, muss daher die Strömung eine negative azimutale Wirbelstärke besitzen. Daraus schlussfolgern Brown und Lopez, dass für die Verzögerung und schließlich für das Aufplatzen einer verdrehten Strömung die Produktion negativer Wirbelstärke Voraussetzung ist [BL90].

Aufbauend auf dieser Schlussfolgerung analysiert Darmofal die Wirbeltransportgleichung für eine axialsymmetrische, inkompressible Strömung unter Vernachlässigung von Reibungseffekten

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u} \quad (2.29)$$

hinsichtlich der Produktion azimutaler Wirbelstärke η

$$\frac{D\eta}{Dt} = \xi \frac{\partial w}{\partial r} + \zeta \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{w\xi}{r} + \frac{v\eta}{r}. \quad (2.30)$$

⁶ d.h. $\nabla \times \vec{u}_i = 0$

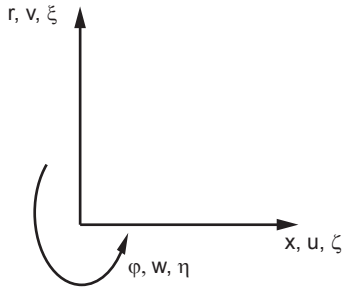


Abbildung 2.10: Koordinatensystem mit Bezeichnung der Geschwindigkeits- und Wirbelstärkenkomponenten.

Er identifiziert die ersten drei Terme der Gl.(2.30) als Beiträge zur Produktion azimuthaler Wirbelstärke aus dem Umorientieren der Rotationsachsen von axialer und radialer Wirbelstärke und der daraus resultierenden Verlagerung in azimuthale Wirbelstärke. Der erste und der dritte Term entsprechen dabei einer Verkippung der radialen Wirbelstärke ξ , der zweite Term einer Verkippung der axialen Wirbelstärke ζ in die azimuthale Achse. Ursache für eine solche Verlagerung von axialer bzw. radialer in azimuthale Wirbelstärke ist eine Divergenz von Stromlinien, was durch eine radiale Geschwindigkeitskomponente ausgelöst wird. Da Zirkulation⁷ eine Erhaltungsgröße ist, löst der radiale Transport von axialer Wirbelstärke eine solche Umorientierung aus. Für divergente Geometrien, im Extremfall ein plötzlicher Querschnittsprung, wird daher aufgrund des Auftretens radialer Bewegung stets negative azimuthale Wirbelstärke gebildet.

Burmberger führt in seiner Analyse der Wirbeltransportgleichung hinsichtlich der Produktion azimuthaler Wirbelstärke η aus, dass für eine axialsymmetrische Strömung der Beitrag der Umorientierung auf zwei Termen beruht [Bur09]:

$$\left. \frac{D\eta}{Dt} \right|_{umor.} = \xi \frac{\partial w}{\partial r} + \zeta \frac{\partial w}{\partial x}$$

Der dritte Term der Gl.(2.30), der nach Darmofal ebenso wie der erste Term aus dem Verkippen der radialen Wirbelstärke resultiert, entfällt nach Burmberger für die Annahme der Axialsymmetrie. Der zusätzliche Term führt letztendlich jedoch

⁷ Zirkulation Γ ist ein Maß für die Rotation einer Strömung. Der Satz von Stokes stellt den Zusammenhang zwischen Zirkulation und Wirbelstärke her: $\Gamma = \int_A \vec{\omega} d\vec{A}$

nur zu einem Faktor 1/2 in der Produktion von η aufgrund der Umorientierung. Dass die Umorientierung bei Stromlinienaufweitung zum Absinken der azimuthalen Wirbelstärke führt, ist daher eine korrekte Schlussfolgerung Darmofals.

Der letzte Term von Gl.(2.30) basiert auf der Streckung von Stromlinien. Für die Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke ist für diesen Effekt Voraussetzung, dass $\eta < 0$ vorliegt. Aus diesem Grund spielt in der Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke die Streckung zunächst eine untergeordnete Rolle. Erreicht jedoch das Umorientieren der axialen und radialen Wirbelstärke ein negatives Niveau der azimuthalen Drehbewegung, so stellt sich ein selbst verstärkender Effekt durch die Streckung der Stromlinien ein.

Neben diesen Schlussfolgerungen stellt Darmofal auch einen Zusammenhang zwischen der Produktion azimuthaler Wirbelstärke aufgrund des Umorientierens der Wirbelachsen ($\left. \frac{D\eta}{Dt} \right|_{umor.}$) und dem für das Wirbelaufplatzen nötigen axialen Druckgradienten $\frac{\partial p}{\partial x}$ her [Dar93]:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp_\infty}{dx} - \rho \int_r^\infty \left. \frac{D\eta}{Dt} \right|_{umor.} dr,$$

wobei p_∞ den im Freifeld vorliegenden Druck bezeichnet und als Randbedingung für die Integration herangezogen wird. Diese Gleichung zeigt, dass durch die Umorientierung von Wirbelstärke und die daraus resultierende Bildung negativer azimuthaler Wirbelstärke sich ein positiver Druckgradient aufbaut, der für die Bildung einer Rückströmung erforderlich ist. Darmofal nutzt für diese theoretische Betrachtung die Arbeit von Hall [Hal72], der mit Betrachtungen von Analogien zwischen dem Wirbelaufplatzen und der Grenzschichttheorie einen Beitrag zum Verständnis des Phänomens geleistet hat. Diese Verknüpfung der neueren Theorie [BL90; Dar93] mit Vorgängerarbeiten wie [Hal67; Hal72] zeigen, wie eng verbunden die verschiedenen Ansätze sind und dass keine als allein gültige bezeichnet werden kann. Über diese Zusammenfassung hinaus findet sich eine detailliertere Ausführung zum Wirbelaufplatzen in [Bur09].

2.2.2 Flammenstabilisierung durch Rückströmung

Technisch genutzt wird das Wirbelaufplatzen für die Flammenstabilisierung durch Ausbildung von Rückströmgebieten, in deren Zonen niedriger Strömungsgeschwindigkeit eine stabile Flammenposition erreicht wird. Die Stabilisierung dient

dabei zur Vermeidung von Flammenrückschlägen (Abschnitt 2.3) oder auch zur Vermeidung der entgegen gesetzten Bewegung, dem Abheben der Flamme und dem Flammenerlöschen⁸. In Verbrennungssystemen wie einem Verbrennungsmotor ist eine Flammenstabilisierung nicht nötig, da die Flamme frei propagieren kann. Für Anwendungen wie Gasturbinen, die ein offenes, durchströmtes System darstellen, muss die Position der Reaktionszone hingegen stabilisiert werden. Das zugrunde liegende Prinzip der Flammenstabilisierung durch Rückströmung ist das Gleichgewicht zwischen lokaler Strömungsgeschwindigkeit und lokaler turbulenter Flammengeschwindigkeit S_T . Mögliche Maßnahmen, um die Flammenstabilisierung durch die Ausbildung einer Rückströmung zu realisieren, sind

- der Einbau von Staukörpern,
- die Verwendung von Querschnittserweiterungen und
- die Aufprägung von Drall.

Abbildung 2.11 zeigt die Verwendung eines Staukörpers als Flammenhalter in einem Nachbrenner [Brä01]. Im Nachlauf des rinnenförmigen Flammhalters bildet sich eine Rückströmung aus, die durch den Transport von heißen Abgasen sowie von Radikalen zum unverbrannten Frischgas die Reaktion stabilisiert. Dieses Prinzip, eine Reaktion durch eine Rezirkulationszone zu stabilisieren, bietet dabei im Fall von nicht vorgemischten Flammen (*Diffusionsflammen*) noch den Vorteil der besseren Vermischung von Brennstoff und Oxidator. Zudem besitzen solche Flammen kompaktere Ausdehnungen als sie ohne Rückströmung erreicht werden können [Tur00].

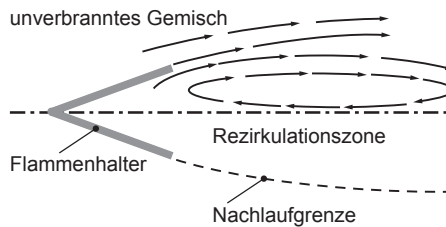


Abbildung 2.11: Prinzip der Verwendung von Staukörpern als Flammenhalter in Nachbrennern [Brä01].

8 engl.: *flame flashback, liftoff* bzw. *blowoff*

Von besonderer technischer Relevanz ist bei der Verwendung von Staukörpern zur Flammenstabilisierung, dass diese aufgrund ihrer hohen thermischen Belastungen und der damit verbundenen, reduzierten Lebensdauer die Länge von Wartungsintervallen stark limitieren. Aus diesem Grund ist ein Ziel in der Entwicklung neuer Brenner, rein aerodynamisch die Ausbildung von Rückströmzonen zu realisieren und den Einsatz von Staukörpern zu vermeiden. Eine mögliche Maßnahme, die Verdrallung der Strömung, basiert dabei auf den in Abschnitt 2.2.1 erklärten Phänomen des Wirbelaufplatzens. Entscheidend für das Auftreten des Phänomens ist dabei das Niveau an Drall, welches der Strömung aufgeprägt ist. Gewöhnlich nutzt man als Maß hierfür die sogenannte Drallzahl S als das Verhältnis von Drehimpuls zu Axialimpuls. Entdimensioniert mit einem charakteristischen Längenmaß, häufig dem Radius der Brenneraustrittsgeometrie, ist sie definiert:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} \cdot R} \quad (2.31)$$

mit den Gleichungen der Impulse:

$$\begin{aligned} \dot{D} &= 2\pi \int_0^{r_{max}} \rho (uw + \overline{u'w'}) r^2 dr \\ \dot{I} &= 2\pi \int_0^{r_{max}} \left(p(r) - p_{ref} + \rho (u^2 + u'^2) \right) r dr \end{aligned}$$

Für die Berechnung des axialen Impulses \dot{I} wird das Druckfeld $p(r) - p_{ref}$ benötigt. Da für eingeschlossene Strömungen dies meist nicht bekannt ist, wird für die Bestimmung der Drallzahl der rein axiale Impulsstrom \dot{I}_x unter Vernachlässigung der Druckdifferenz für die Bestimmung von S nach Gl.(2.31) verwendet [Fri03]. Darüber hinaus erfolgt für die experimentelle Bestimmung der Drallzahl meist auch die Betrachtung der mittleren Strömungsgrößen, sodass sich die Gleichungen weiter vereinfachen. Für das Auftreten des Wirbelaufplatzens werden in der Literatur verschiedene kritische Drallzahlen angegeben, bei deren Überschreitung die Ausbildung einer Rückströmung erfolgen soll. Die dabei zu beobachtende weite Streuung der angegebenen, kritischen Drallzahlen basiert auf deren Abhängigkeit von der Wirbelform der untersuchten Strömung. Die Existenz einer solchen kritischen Drallzahl wurde im Rahmen der Arbeiten von z.B. Squire [Squ60] zum Übergang von überkritischen zu unterkritischen Strömungen durch Auswertung der Rosby-Kennzahl ($\sim 1/S$) nachgewiesen.

2.3 Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen

Dieser Abschnitt behandelt zunächst die Abgrenzung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens von den klassischen Arten von Flammenrückschlägen. Anschließend werden die Erklärungsansätze von Fritz, Kröner und Kiewetter [Fri03; Krö03; Kie05] vorgestellt. Der Vergleich dieser Arbeiten beschließt diesen Überblick zum Phänomen.

2.3.1 Flammenrückschläge in vorgemischten Systemen

Um das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen als Ursache für plötzlich auftretende Flammenpropagation charakterisieren zu können, muss es zunächst von den weiteren Arten von Flammenrückschlägen in vorgemischten Systemen abgegrenzt werden. Diese klassischen Ursachen für Flammenrückschläge sind:

- Turbulentes Rückbrennen:
Die Flamme kann sich in vorgemischten Systemen entgegen der Kernströmung ausbreiten, wenn lokal die Flammengeschwindigkeit⁹ die Strömungsgeschwindigkeit überschreitet, d.h.

$$S_f(x, r, \varphi) \geq u(x, r, \varphi). \quad (2.32)$$

Die Abschätzung nach Damköhler (Gl.(2.23)) bietet einen einfachen Ansatz zur Beurteilung dieses Flammenrückschlagsmechanismus: Mit üblichen Turbulenzgraden in technischen Verbrennungssystemen von $T_u = [10 - 20]\%$ nach Gl.(2.8) gilt, dass

$$S_f \approx S_l + T_u \cdot \bar{u}.$$

Für die technische Verbrennung von Erdgas mit hohem Methangehalt, dessen laminare Flammengeschwindigkeit um mehrere Größenordnungen kleiner als übliche Strömungsgeschwindigkeiten in Brennersystemen ist, ergibt sich $S_f \approx T_u \cdot \bar{u} < \bar{u}$. Das Kriterium für Flammenrückschlag (Gl.(2.32)) wird nicht erfüllt. Die Flammenpropagation aufgrund des turbulenten Rückbrennens spielt daher für die technische Verbrennung von Erdgas eine untergeordnete Rolle. Bei Verwendung von Wasserstoff-haltigen Brennstoffen hingegen muss die erhöhte Reaktivität und höhere Flammengeschwindigkeit von Wasserstoff berücksichtigt werden. Darüber hinaus müssen generell Rückströmgebiete innerhalb der Brennergeometrie, d.h. stromauf des

9 Von technischer Relevanz ist dabei vor allem die turbulente Flammengeschwindigkeit S_f .

Brennkammereintritts, unbedingt vermieden werden, da sie stets zur Erfüllung von Gl.(2.32) führen.

- Rückbrennen in Wandgrenzsichten:

Durch den Geschwindigkeitsgradienten in einer Wandgrenzschicht ist Gl.(2.32) zwangsläufig lokal innerhalb dieser Grenzschicht erfüllt. Der Effekt des Flammenlöschens¹⁰ durch Wärmeverlust an die Wand und Streckung kann dieses Stromaufwandern der Flamme jedoch unterbinden. Dieses Wechselspiel und die Auswirkungen auf die Flammenausbreitung innerhalb der Grenzschicht im laminaren Fall haben Lewis und von Elbe detailliert untersucht [LE87]. Sie definieren einen kritischen Geschwindigkeitsgradienten g_c , für welchen ein Gleichgewicht zwischen Strömungsgeschwindigkeit und laminarer Flammengeschwindigkeit herrscht. Abbildung 2.12 illustriert dies im Abstand d_p zur Wand als gegengleiche Vektoren $u(r_p)$ und $S_l(r_p)$, formal ausgedrückt durch

$$g_c = - \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r_p} = \frac{S_l(r_p)}{d_p}.$$

Unterschreitet ein vorliegendes Strömungsprofil $u(r)$ in der Wandgrenzschicht diesen kritischen Gradienten g_c , so kann die Flamme entgegen der Strömung propagieren.

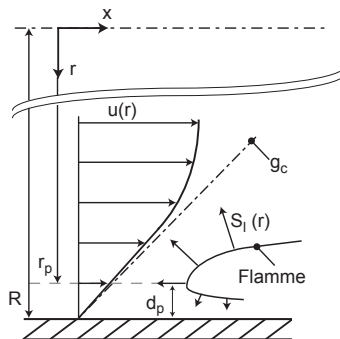


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des kritischen Wandgradienten g_c nach [LE87].

¹⁰ engl.: *quenching*

Wie sich das Phänomen der Flammenausbreitung in turbulenten Wandgrenzschichten darstellt, ist hingegen nur wenig erforscht. Aufgrund seiner technischen Relevanz widmen sich jedoch immer mehr Forschergruppen diesem Thema (z.B. [Gru07]). Die Ergebnisse von Lewis und von Elbe stellen dabei oft einen Ausgangspunkt für diese Arbeiten dar.

- **Flammenrückschläge aufgrund thermoakustischer Instabilitäten:**
Schließlich stellen thermoakustische Instabilitäten eine potentielle Ursache für Flammenrückschläge dar. Solche Störungen beeinflussen durch Druckschwingungen das Strömungsfeld und die Reaktion, wodurch erhöhte Lärm- und Schadstoffemissionen, Instabilität der Flamme bis hin zum Flammenlösen auftreten können. Das Phänomen der Flammenpropagation entgegen der Strömungsrichtung tritt auf, wenn die Strömungsgeschwindigkeit aufgrund hoher Druckamplituden zeitweise lokal so weit abgesenkt wird, dass turbulentes Rückbrennen nach Gl.(2.32) auftreten kann.

Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen (kurz *CIVB*) lässt sich keinem dieser drei Typen von Flammenrückschlägen zuordnen. Abbildung 2.13 zeigt eine Chemilumineszenzsequenz einer aufgrund von *CIVB* propagierenden Methanflamme bei einem Betriebspunkt von $P_{th} = 40kW$ thermischer Leistung und einer Luftzahl $\lambda = 1,6$. Offensichtlich bewegt sich die Flamme auf der Brenner-

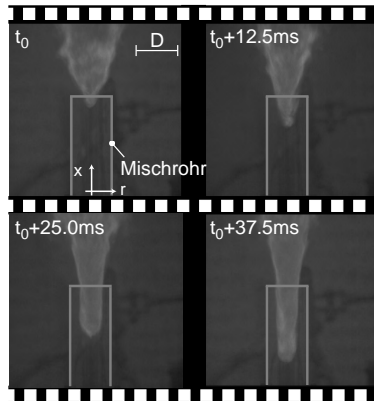


Abbildung 2.13: Chemilumineszenzsequenz einer *CIVB* getriebenen Flamme bei einer thermischen Leistung $P_{th} = 40kW$ und einer Luftzahl $\lambda = 1,6$ [KKS08].

achse, weshalb die Propagation innerhalb von Wandgrenzschichten ausgeschlossen werden kann. Der Massendurchsatz für den beobachteten Betriebspunkt korrespondiert mit einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Mischrohres von $14,6\text{m/s}$. Für diesen Betriebspunkt liegt eine laminare Flammengeschwindigkeit von $S_l \approx 17,5\text{cm/s}$ [Pet94] vor. Die Abschätzung nach Damköhler (Gl.(2.23)) unter Annahme eines üblichen Turbulenzgrades liefert für diesen Fall, dass die nötige Bedingung für das turbulente Rückbrennen (Gl.(2.32)) nicht erfüllt ist. Folglich kann auch die Propagation der Flamme in der Kernströmung aufgrund turbulenten Rückbrennens ausgeschlossen werden. Da der Beginn der Positionsverlagerung zudem außerhalb des Mischrohres in der freien Umgebung (Abb. 2.13) erfolgt und dadurch zu diesem Zeitpunkt keine thermoakustischen Rückkopplungsmechanismen auf die Flamme wirken können, entfallen schließlich auch thermoakustische Instabilitäten als Triebkraft für die plötzliche Stromaufverlagerung der Flamme.

2.3.2 Zeitskalenvergleich

Erstmals experimentell untersucht wurde das Phänomen CIVB von Fritz und Kröner in einem modernen Drallbrenner. Abbildung 2.14 zeigt eine schematische Darstellung dieses Brenners. Die Brennergeometrie zeichnet sich dadurch aus, dass sie durch eine rein aerodynamische Stabilisierung auf die Verwendung eines zentralen Staukörpers verzichtet, um der zuvor beschriebenen Problematik reduzierter Wartungsintervalle zu entgehen. Durch Verwendung eines aus Quarzglas gefertigten Mischrohres ist die optische Zugänglichkeit für die Beobachtung der Flammpropagation von der Brennkammer in den Drallerzeuger realisiert.

Durch eine detaillierte Untersuchung des instationären Strömungsverlaufs während eines CIVB-Flammenrückschlages zeigt Fritz, dass die stromauf propagierende Flamme eng verbunden mit der Bewegung einer geschlossenen Rezirkulationsblase ist. Während für den stabilen Betrieb bei hohen Luftzahlen die zur Flammenstabilisierung genutzte Rezirkulationszone am Übergang von Mischrohr in die Brennkammer verankert ist, vermag die Reaktion ab einer kritischen Luftzahl Wirbelaufplätzen im gesamten Mischrohr zu induzieren. Die daran gekoppelte Abschnürung einer geschlossenen Rückströmblase im Bereich des Brenneraustritts und deren Propagation entgegen der Strömungsrichtung führt zum Flammenrückschlag. Dabei beobachtet Fritz, dass die Flammenspitze fest mit dem Ort des Wirbelaufplatzens verbunden ist [Fri03].

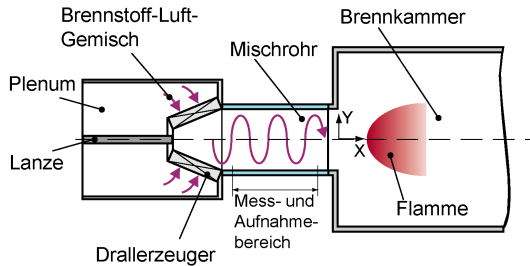


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des von Fritz und Kröner untersuchten Drallbrenners [Kr03].

Durch den Einsatz von Hochgeschwindigkeitsmesstechnik und der planaren OH-LIF-Messtechnik (siehe Abschnitt 3.2.3) identifiziert Fritz vier Phasen der Flammenausbreitung aufgrund von CIVB [Fri03]:

- Anwachsen und Ausreagieren der Rückströmblase
- Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf der Reaktionszone
- Entwicklung eines Strahls aus Verbrennungsprodukten
- Ausbilden einer reagierenden Rückströmblase hoher Symmetrie

Fritz beobachtet dabei, dass das gesamte Volumen der Rückströmblase ohne führende Flammenkontur reagiert. Er schließt daraus, dass in der Blase Zustände vergleichbar einem homogenen Reaktor vorliegen. Als Triebkraft für die Ausbreitung entgegen der Hauptströmung wird die Induktion des Wirbelaufplatzens stromauf der Blase durch zusätzliche negative azimuthale Wirbelstärke aufgrund der Verbrennung identifiziert¹¹ [BL90]. Durch Transport von Verbrennungsprodukten und aktiven Spezies aufgrund der induzierten, stromauf gerichteten Strömung erfolgt die Flammenpropagation.

In ihren Studien, in denen sie den Einfluss von Brennstoffzusammensetzung und Vorwärmtemperatur für verschiedene Brennergeometrien näher untersuchen, beobachten Fritz und Kröner, dass das Ausreagieren der Rückströmblase für stabile Betriebsparameter durch lokale Löscheffekte verhindert wird [KSF⁺07]. Dieses

¹¹ Diese Beobachtung ist in der Namensgebung des Phänomens *verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen* wiederzufinden.

Löschen ermöglicht es der Drallströmung, Flammenrückschläge aufzuhalten und im Folgenden auszuspülen. Für die Vorhersage der Stabilitätsgrenzen greift Kröner daher zu einem Zeitskalenvergleich [Krö03], wie er beispielsweise von Hoffmann für die Analyse der mageren Löschgrenze in Gasturbinenbrennern Anwendung findet [Hof94]. Als charakteristische Zeitskalen werden das Strömungszeitmaß der Rückströmzone, repräsentiert durch die makroskopischen Größen [Fri03]

$$\tau_u = \frac{D}{\bar{u}}, \quad (2.33)$$

und das chemische Zeitmaß eines homogenen Reaktors τ_{PSR} aus Chemkin-Berechnungen mit dem Reaktionsmechanismus GRI 2.11 [BHD⁺95] verwendet. Fritz und Kröner argumentieren, dass eine reagierende Strömung lokal erlischt, wenn die chemische Umsetzung und die damit verbundene Wärmefreisetzung langsamer erfolgt als Wärme an die Umgebung verloren geht. Betriebsparameter, für welche dieses lokale Löschen der Reaktion auftritt, sind dadurch stabil. Durch Absenkung der Luftzahl wird dieses lokale Löschen unterbunden und die CIVB getriebene Flammenpropagation eingeleitet. Formal gilt, dass durch diese Maßnahme beim Auftreten der Flammenpropagation der Vergleich des Strömungszeitmaßes mit dem chemischen Zeitmaß folgende Ungleichung verletzt:

$$C_{quench} \leq \frac{\tau_{PSR}}{\tau_u}$$

Durch die Verwendung einer Gemisch-spezifischen Lewis-Zahl Le ist Kröner schließlich in der Lage, eine brennerspezifische, jedoch von Brennstoffzusammensetzung und Vorwärmung unabhängige Konstante $C_{quench} = 0,03$ zu bestimmen, mit der das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen durch Auswertung von

$$C_{quench} \leq \frac{\tau_{PSR}^*}{\tau_u} = \frac{\tau_{PSR} \cdot Le \cdot \bar{u}}{D} \quad (2.34)$$

korreliert werden kann. Ist diese Ungleichung erfüllt, so ist die Flammenausbreitung durch das Mischrohr nicht möglich. Abbildung 2.15 zeigt für eine Brennergeometrie das Ergebnis dieses Ansatzes [Krö03]. Über den Luftmassenstrom ist die kritische Luftzahl für das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen für zwei Brennstoffmischungen¹² aufgetragen. Oberhalb dieser Grenzen ist der stabile Betrieb durch das lokale Löschen der Rezirkulationsblase möglich, während bei Unterschreitung der Grenze die Flammenpropagation durch die Mischstrecke in den Drallerzeuger nicht verhindert werden kann. Eine gute Übereinstimmung von gemessenen Rückschlagsgrenzen und korrelierten Grenzen liegt insbesondere für den Bereich hoher Luftmassenströme vor.

¹² Brennstoff 1 besitzt ein volumetrisches $CH_4:H_2$ -Verhältnis von 100:0, Brennstoff 3 von 53:47

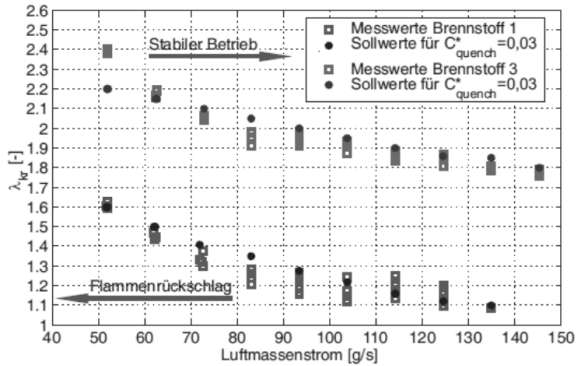


Abbildung 2.15: Stabilitätskarte des von Fritz und Kröner untersuchten Brenners mit Vorhersagekorrelation nach Gl.(2.34) für zwei verschiedene Brennstoffmischungen [Krö03].

Aus ihren Beobachtungen schlussfolgern Fritz und Kröner, dass zwei notwendige Kriterien für das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen erfüllt sein müssen:

- verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen im Mischrohr
- Flammenstabilisierung an der propagierenden Rückströmblase

Brennergeometrien, die das erste Kriterium nicht erfüllen, sind ohne Einschränkung betriebssicher im Hinblick auf Flammenrückschläge aufgrund von CIVB. Da die Flammenausbreitung im Wesentlichen von der Tangentialgeschwindigkeit abhängig ist, die wiederum an die Axialgeschwindigkeit gekoppelt ist [HMN⁺02], schließt Kröner, dass solche, grundsätzlich CIVB-resistenten Brennergeometrien existieren müssen [Krö03]. Die Entwicklung solcher Brenner ist daher wünschenswert, die Entwicklungsarbeit für dieses Ziel Gegenstand vieler wissenschaftlicher Publikationen (z.B. [BHS06a; BHS06b]). Das zweite Kriterium ermöglicht für Brennergeometrien, die den hohen Anspruch des ersten Kriteriums nicht erfüllen, einen eingeschränkten Betriebsbereich. Für diesen Bereich gilt, dass die Ungleichung

$$C_{quench} \leq \frac{\tau_{PSR}^*}{\tau_u} = \frac{\tau_{PSR} \cdot Le \cdot \bar{u}}{D}$$

erfüllt sein muss. Aufgrund des hohen Risikos der thermischen Überbelastung von Bauteilen während des Flammenrückschlages ist die Beschränkung auf den

sicheren Bereich jedoch unerlässlich. Ein durch Referenzmessungen bestimmtes C_{quench} gibt dabei schon Aufschluss über die Brennercharakteristik: Ein kleiner Wert für C_{quench} bedeutet eine hohe Resistenz gegen CIVB-getriebene Flammenpropagation, ein hoher Wert deutet auf ein hohes Risiko eines Flammenrückschlags hin.

2.3.3 Theorie des baroklinen Drehmoments

Erstmals identifizierte Ashurst das barokline Drehmoment als Triebkraft für Flammenpropagation in Wirbelröhren [Ash96]. Dabei ergänzt er das *vortex bursting* Modell nach Chomiak, welches den statischen Druckgradienten in Achsrichtung als Ursache für die Flammenausbreitung innerhalb von Wirbelkernen sieht [Cho76], indem er die von Bjerknes bereits 1898 entwickelte Gleichung für die barokline Produktion von Wirbelstärke

$$\left. \frac{d\omega}{dt} \right|_{\text{baroclinic}} = \left(\frac{1}{\rho^2} \right) \nabla \rho \times \nabla p$$

numerisch analysiert. Diese Gleichung illustriert, dass das barokline Drehmoment eine Folge der unterschiedlichen Orientierungen des Druck- und des Dichtegradienten ist: Für einen rechten Winkel zwischen Dichtesprung und Druckverlauf ergibt sich aus dem Kreuzprodukt ein maximal möglicher Wert. Verlaufen der Dichtesprung und der Druckverlauf hingegen parallel, so wird keine Wirbelstärke ω produziert. Abbildung 2.16 illustriert das Wirkprinzip des baroklinen Drehmoments innerhalb einer aus Brennstoff-Luft-Gemisch gebildeten Wirbelröhre, die auf ihrer Symmetrieachse gezündet wird: Aufgrund des Winkels zwischen dem Gradienten der Dichte und dem Gradienten des radialen Druckverlaufs bildet sich eine azimutale Drehbewegung aus, die den konvektiven Transport der Flamme in Richtung des unverbrannten Gemisches verstärkt. Die Analyse von Ashurst liefert, dass die Wirkung des baroklinen Drehmoments vor allem im achsnahen Bereich der Flammenzone auftritt. Zu beachten ist, dass diese idealisierte Betrachtung einer gestreckten Wirbelröhre die auftretende Strömungserweiterung stromauf der Flamme vernachlässigt, die zu einer Reduzierung des Druckgradienten und dadurch zu einer Schwächung des baroklinen Drehmoments führt [Ash96]. Ashurst betrachtet deshalb die barokline Produktion von Wirbelstärke nicht als alleinigen Grund für die Flammenpropagation, sondern sieht sie als einen Beitrag zu diesem Phänomen.

Mit der Zielsetzung, numerisch CIVB in der Designphase zuverlässig und ohne Vermessungen von Prototypen vorherzusagen, analysiert Kiese Wetter das verbren-

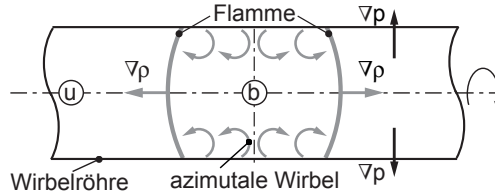


Abbildung 2.16: Schema nach [Ash96] zur Bildung von azimuthaler Wirbelstärke aufgrund des baroklinen Drehmoments in einer Wirbelröhre.

nungsinduzierte Wirbelaufplatzen [Kie05]. Für das Einsetzen von CIVB wie auch für die Propagation der Flamme analysiert er die Entwicklung der azimuthalen Wirbelstärke mit Hilfe der Wirbeltransportgleichung für kompressible Strömungen

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{\omega} = \underbrace{(\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{u}}_{\text{Streck./Umor.}} - \underbrace{\vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u})}_{\text{Expansion}} + \underbrace{\frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p)}_{\text{barokl. Drehmoment}} \quad (2.35)$$

unter Vernachlässigung viskoser Effekte. Diese Vereinfachung basiert auf den Arbeiten von Hasegawa ([HNM01; HNN02]), die in Einklang mit Umemura [UT01] den Term der Streckung und Umorientierung (erster Term der rechten Seite von Gl.(2.35)) als dominant und die Terme der Volumenexpansion aufgrund der Wärmefreisetzung (zweiter Term) und des baroklinen Drehmoments als entscheidend für das Einsetzen der Flammenpropagation identifiziert haben. Dabei ist der Einfluss der Streckung und Umorientierung der Strömung inhärent, die Terme der Volumenexpansion und des baroklinen Drehmoments sind dagegen an die Reaktion gekoppelt. Diese einfache Einteilung eröffnet vorab, dass die beiden letzten Terme der Gl.(2.35) für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen eine entscheidende Rolle spielen.

Nach ausführlichen Validierungen der Strömungsberechnung nutzt Kiesewetter durch Annahme von Rotationssymmetrie eine zweidimensionale Berechnung der Strömung innerhalb von Mischrohr und Brennkammer. Aus der erfolgreichen, quantitativen Berechnung der Rückschlagsgrenzen (Abb. 2.17) folgert Kiesewetter, dass nicht nur die Strömung, sondern auch das Phänomen CIVB axialsymmetrisch und frei von dreidimensionalen Effekten sind. Zur Modellierung der Verbrennung nutzt er das Modell nach Schmid [Sch95], wie es auch in dieser Arbeit (siehe Abschnitt 3.3.3) Anwendung findet.

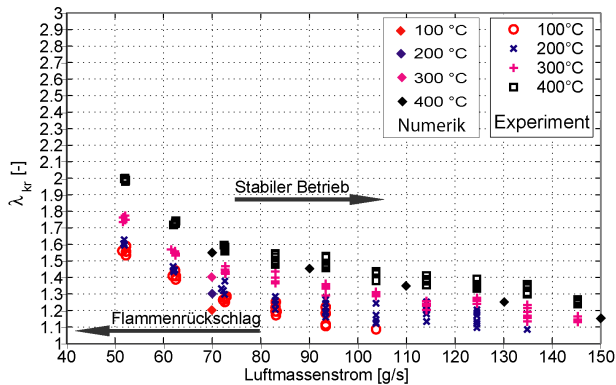


Abbildung 2.17: Vergleich der experimentell und numerisch bestimmten Rückschlagsgrenzen [Kie05].

Die Beobachtung von Kröner, dass bereits geringe Änderungen im tangentialen Geschwindigkeitsprofil die Stabilität eines Strömungsfeldes im Hinblick auf CIVB beeinflusst, nutzt Kiesewetter für die Spezifikation von zwei Strömungsprofilen unterschiedlichen Verhaltens: Durch leichte Überhöhung der Tangentialgeschwindigkeit am Wirbelkernradius führt Kiesewetter ein stabiles in ein CIVB-anfälliges Strömungsfeld über. Durch den Vergleich dieser beiden Fälle macht er folgende Beobachtungen:

- Die Untersuchung der Strömung im Mischrohr stromauf der Flammenspitze liefert nur geringfügige Unterschiede für das stabile und CIVB-anfällige Strömungsfeld. Selbst die Bewegung der Rückströmblase beeinflusst das Strömungsfeld stromauf nur in unmittelbarer Nähe des vorderen Blasenstaupunkts. Aus dieser Beobachtung folgert Kiesewetter, dass die Mechanismen, die zur Flammenpropagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens führen, im Bereich der Rückströmblase zu finden sind.
- Der entscheidende Unterschied zwischen dem stabilen und dem instabilen Fall liegt in der Wechselwirkung von Turbulenz und Chemie in der Rückströmblase begründet: So zeichnet sich der instabile Zustand dadurch aus, dass in einem größeren Bereich um den vorderen Staupunkt der

Rückströmblase niedrigere turbulente Damköhlerzahlen (Gl.(2.24)) vorliegen als bei der stabilen Variante. In Abb. 2.18 wird dies deutlich durch die unterschiedliche Ausdehnungen der Zone mit Damköhlerzahl $Da_t = 0.14$ im Bereich der Flammenwurzel. Die im instabilen Fall zu beobachtende Ausdehnung l_{is} ist etwa um 20% größer als die Ausdehnung l_s im stabilen Fall. Für den instabilen Fall tritt entsprechend lokal ein stärkeres Flammenlöschen auf und die Flamme stabilisiert sich weiter stromab des Blasenstaupunkts als im stabilen Fall. Die Relativlage der Flamme bezogen auf den Blasenstaupunkt ist folglich bedeutsam für das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen.

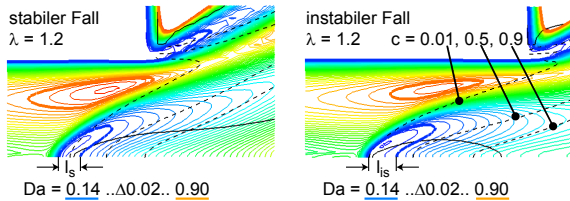


Abbildung 2.18: Verteilung der Damköhlerzahl Da für die von Kiesewetter untersuchte stabile und instabile Variante [Kie05].

- Die azimuthale Wirbelstärke η , die nach Biot-Savart (Gl.(2.28)) für die Induktion der rotationsbehafteten axialen Geschwindigkeit verantwortlich ist [Pan96], entsteht vor allem in der Flammenzone. Kiesewetter zeigt in Übereinstimmung mit Hasegawa, dass der Absolutwert der azimuthalen Wirbelstärke vom Term der Streckung und Umorientierung dominiert ist, die Beiträge der Volumenexpansion und des baroklinen Drehmoments hingegen gering sind. Gerade aber durch die Beobachtung, dass das Strömungsfeld für den stabilen wie instabilen Fall stromauf der Rückströmblase nur geringfügige Unterschiede aufweist, geben die Absolutwerte keinen Aufschluss bezüglich der zu CIVB-Flammenrückschlag führenden Mechanismen. Deshalb analysiert Kiesewetter die Änderungen der azimuthalen Wirbelstärke während einer zu CIVB führenden Luftzahlabsenkung. Abbildung 2.19 zeigt die auftretenden Änderungen der azimuthalen Wirbelstärke, aufgeteilt in die drei Terme von Gl.(2.35). Zudem ist die Flammenkontur durch die gestrichelten Linien von c , der Fortschrittsvariablen¹³, und die Kon-

¹³ $c = \frac{T - T_0}{T_{ad} - T_0}$, vgl. Abschnitt 3.3.3

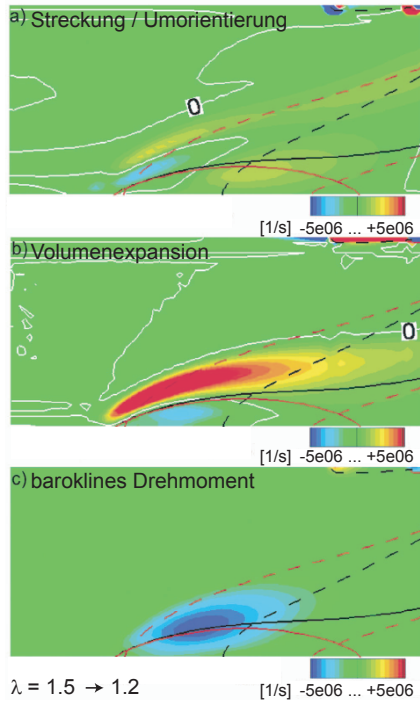


Abbildung 2.19: Änderung der azimuthalen Wirbelstärke durch die Einleitung einer Flammenpropagation (Luftzahlabsenkung von $\lambda = 1,5 \rightarrow 1,2$), aufgeteilt in die Terme Streckung/Umorientierung, Volumenexpansion und baroklines Drehmoment [KKS07a].

tur der Rückströmblase durch die durchgezogene Linie dargestellt. Offensichtlich führt die Luftzahlabsenkung nur zu geringen Änderungen im Beitrag der Streckung und Umorientierung. Die Beiträge der Volumenexpansion und des baroklinen Drehmoments hingegen weisen starke Änderungen im Bereich der Reaktionszone am vorderen Staupunkt der Rückströmblase auf. Die Volumenexpansion aufgrund der Wärmefreisetzung führt dabei zu einer positiven Produktion von azimuthaler Wirbelstärke η im äußeren Bereich der Blase, das barokline Drehmoment erzeugt negative azimuthale

Wirbelstärke nahe der Rotationsachse. Folglich ergibt sich aus Gl.(2.28), dass die Wirkung der Wärmefreisetzung für sich allein betrachtet die induzierte Geschwindigkeit u_r reduziert und dadurch zu einer Stromabverlagerung der Rückströmblase und damit der Flammenspitze führt. Das barokline Drehmoment hingegen fördert die weitere Stromaufverlagerung durch die Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke. Die Summe beider Effekte entscheidet, in welche Richtung sich die Strömungsblase zu einem neuen Gleichgewicht zwischen Anströmung und induzierter Gegenströmung verlagert.

Aus diesen Beobachtungen bildet Kiewewetter ein Schema zur Erklärung des CIVB-Phänomens, dargestellt in Abbildung 2.20: Für die isotherme Strömung ergibt die Streckung und Umorientierung der axialen und radialen in azimuthale Wirbelstärke die Induzierung einer Kraft $I_{ind,kalt}$ entgegen der Strömungsrichtung. Diese Kraft hat das Aufplatzen der kalten Strömung zur Folge (Abb. 2.20 a). Kommen nun durch die Reaktion die weiteren Terme von Gl.(2.35) zum Tragen, so ergibt sich eine zusätzliche Kraftinduktion aufgrund des baroklinen Drehmoment $I_{ind,baro}$ (b). Die Wirkung der Volumenexpansion, deren Wirkungsrichtung stromab ist und daher die aufplatzende Wirkung reduziert, ist für magere Bedingungen gering. In Summe führt die Reaktion daher zu einer im Vergleich zur kalten Strömung höheren Kraft stromauf. Hierdurch stellt sich eine neue Gleichgewichtslage weiter stromauf ein. Erreicht die induzierte Gesamtkraft bei weiterer Absenkung der Luftzahl ein ausreichendes Niveau, so kann sich die Rückströmblase gegen die Hauptströmung durch das Mischrohr stromauf verlagern (c). Die Flammenpropagation ist für diesen Fall nicht mehr zu verhindern.

Die Voraussetzung für diesen Ablauf der CIVB-Flammenpropagation ist, dass der negative Beitrag des baroklinen Drehmoments zur Produktion azimuthaler Wirbelstärke den positiven Beitrag der Volumenexpansion überwiegt, d.h. dass die Reaktion eine negative Nettoproduktion azimuthaler Wirbelstärke verursacht. Für ein CIVB-resistentes Strömungsfeld ist diese Voraussetzung nicht erfüllt: Erreicht die Flammenfront eine Relativposition in Bezug auf den Blasenstaupunkt, die eine erhöhte Wärmefreisetzung an der Blasespitze und dadurch eine gesteigerte Produktion an positiver azimuthaler Wirbelstärke zur Folge hat, so wird die induzierte Gesamtkraft reduziert (Abb. 2.20 d). Die Flammenausbreitung aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens ist nicht mehr möglich. Dieser hemmende Einfluss der Wärmefreisetzung ist schließlich auch die Erklärung von stabilen Konfigurationen: Für den stabilen Fall in Abb. 2.18 gilt, dass die im Vergleich zum instabilen Fall weiter stromauf liegende Flammenfront eine positive Nettoproduktion

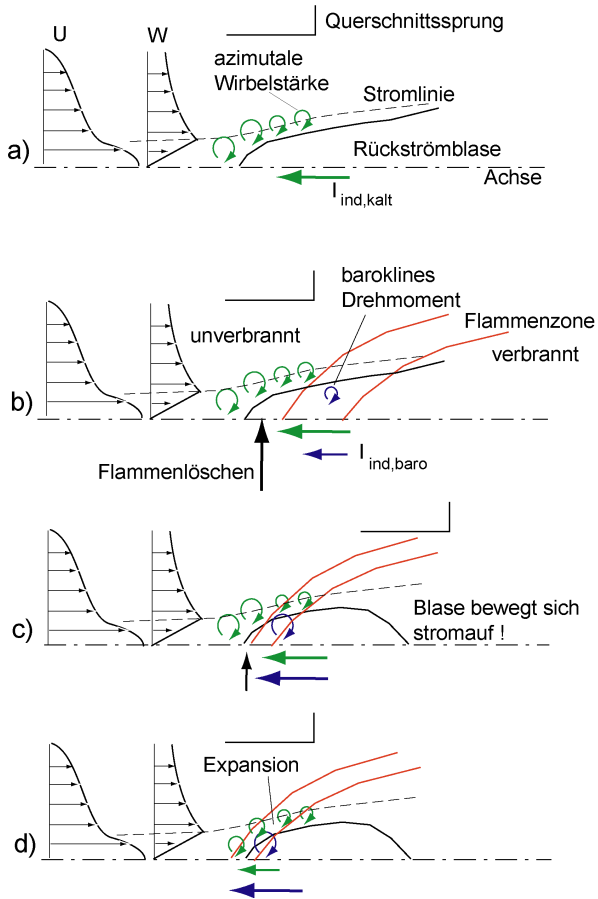


Abbildung 2.20: Schema zur Erklärung des Flammenrückschlages aufgrund von CIVB nach [Kie05].

tion azimuthaler Wirbelstärke hervorruft, die induzierte Kraft I_{ind} erreicht nicht das für eine Flammenpropagation nötige Niveau.

Kiesewetter schafft mit seinem Schema eine schlüssige Argumentation für das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen. Die numerische Berechnung des Phänomens gibt nicht nur das qualitative Verhalten der Interaktion von Drallströmung und chemischer Reaktion wieder. Ihm gelingt durch die erwähnten Änderungen der Strömungsprofile auch die quantitative Bestimmung der Rückschlagsgrenzen mit hoher Genauigkeit insbesondere im Bereich niedriger Luftmassenströme (Abb. 2.17).

2.3.4 Gegenüberstellung früherer Arbeiten

Wie die vorherigen Abschnitte zeigen, ergänzen sich die Vorstellungen von Fritz, Kröner und Kiesewetter in weiten Bereichen. Bei näherer Betrachtung ergeben sich jedoch auch offene Fragestellungen. Ein wesentlicher Unterschied in den Arbeiten ist die unterschiedliche Bewertung des baroklinen Drehmoments als Einflussgröße für CIVB. So argumentiert Fritz, dass das barokline Drehmoment von vernachlässigbarer Bedeutung sei. Aufgrund der parabelförmigen Flammenfront und des negativen äußeren Druckgradientens liege außerhalb des Wirbelkerns entfernt von der Brennerachse nicht der nötige Winkel zwischen beiden Größen vor. Auch Ashurst sieht den Einfluss des baroklinen Drehmoments auf den Nahbereich der Wirbelrohrachse beschränkt. Doch argumentiert er auch, dass durch den Winkel zwischen den auftretenden Gradienten der Dichte und des Drucks gerade auf der Achse eine schnelle Konvektion der Flamme induziert wird. Dies wird durch die Analyse von Kiesewetter auch als ein entscheidender Mechanismus für das Auftreten von Flammenpropagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens identifiziert.

Nur eine beschränkte Gültigkeit erreicht die Simulation von Kiesewetter in der Wiedergabe der Reaktionszone: Das verwendete Volumenreaktionsmodell nach Schmid [Sch95] basiert auf einer Formulierung der turbulenten Flammengeschwindigkeit als Serienschaltung von skalarer Dissipation und chemischer Reaktion (siehe Abschnitt 3.3.3). Hierdurch erreicht es Gültigkeit in weiten Bereichen des Borghi-Diagramms, vor allem für den Bereich aufgebrochener und verdickter Flammen [Kie05]. Das Modell gibt jedoch nur bedingt die Wechselwirkung zwischen Turbulenz und Chemie innerhalb der Rückströmblase, die Fritz mit einem homogenen Reaktor beschreibt, wieder. Aus diesem Grund ergeben sich vor al-

lem für die höheren Luftmassenströme Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Rückschlagsgrenzen (Abb. 2.17).

Abweichungen erhält auch Kröner mit dem von ihm vorgeschlagenen Zeitskalenvergleich: Für geringe Luftmassenströme liefert das C_{quench} -Modell zu niedrige kritische Luftzahlen (Abb. 2.15). Da für den Zeitskalenvergleich das Strömungszeitmaß aus makroskopischen Größen gebildet wird und dadurch wenig fehleranfällig ist, stellt wohl das chemische Zeitmaß die Fehlerquelle dar. Dass die Abweichungen im Bereich geringer Luftmassenströme auftreten, rückt die Analyse der chemischen und turbulenten Randbedingungen innerhalb der Rückströmblase in den Fokus. Die Annahme, die reagierende Rückströmblase verhalte sich gleich einem perfekt gerührten Reaktor¹⁴, bedarf einer detaillierten Untersuchung.

2.4 Ziele dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Projekts *Flammenbeschleunigung in Wirbelröhren durch das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen*. Aus dem Forschungsantrag sowie aus dem zuvor beschriebenen Stand des Wissens und den darin enthaltenen offenen Fragestellungen ergeben sich folgende Zielsetzungen:

- Bestimmung des Einflusses der Drallströmungsform:
Der Einfluss der Drallströmungsform auf das Auftreten verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens soll analysiert werden. Hierzu soll die bestehende Datenbasis, die aus den vorgestellten Untersuchungen einer speziellen Brennergeometrie (siehe hierzu [FKS01; KFS02; Krö03]) besteht, durch die Untersuchung einer grundsätzlich verschiedenen Brennergeometrie erweitert werden.
- Einfluss lokaler Löschvorgänge:
Das von Kröner entwickelte, analytische C_{quench} -Modell [Krö03] basiert auf der Annahme, dass die Rückströmblase homogen gerührt ist und vergleichbar einem perfekt gerührten Behälter reagiert. Kröner beobachtet dabei, dass lokale Löschvorgänge entscheidenden Einfluss auf die CIVB-getriebene Flammenpropagation haben. Dieser Einfluss soll insbesondere hinsichtlich seiner Geometrieabhängigkeit näher untersucht werden.

¹⁴ engl.: *perfectly stirred reactor* (PSR)

- Analyse der Turbulenz-Chemie-Interaktion:
Die von Kiesewetter gezogenen Schlussfolgerungen zur Interaktion von Turbulenz und chemischer Reaktion innerhalb der Rückströmblase basieren auf einer Reynolds-gemittelten numerischen Untersuchung. Durch die momentane und zeitaufgelöste Untersuchung der Interaktion der Reaktionszone mit der Strömung mittels Laserdiagnostik sollen diese Schlussfolgerungen auf ihre Gültigkeit hin untersucht werden. Darüber hinaus findet die numerische Simulation auf vergleichbarer Detailstufe (RANS, vgl. Abschnitt 3.3) Anwendung, um das entwickelte CIVB-Schema anhand einer weiteren Brennergeometrie auf seine Allgemeingültigkeit zu prüfen.
- Test und Erweiterung analytischer Modelle:
Das C_{quench} -Modell wurde durch die Untersuchung einer speziellen Brennergeometrie entwickelt. Durch Untersuchung einer weiteren Brennergeometrie wird die Anwendbarkeit dieses analytischen Modells auf seine Allgemeingültigkeit geprüft. Experimentelle und numerische Analysen des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens haben das Ziel, alle Mechanismen der CIVB-getriebenen Flammenpropagation bestmöglich zu identifizieren. Insbesondere die beschriebenen Abweichungen zwischen Skalierung und Messung der Stabilitätsgrenzen sollen durch die Untersuchung der Rolle lokaler Turbulenz anhand eines mäßig turbulenten Brenners erklärt werden. Schließlich sollen die Untersuchungen in ein allgemeiner gültiges Modell zur Skalierung der Flammenrückschlagsgrenzen münden.

Durch komplementäre Methoden, die im folgenden Kapitel erläutert werden, werden diese Ziele zunächst verfolgt, um Beobachtungen und Schlussfolgerungen der früheren Arbeiten zum CIVB an der neu zu untersuchenden Geometrie nachzuvollziehen (Kap. 4). Dabei werden Numerik und Experiment detaillierter als früher möglich miteinander verknüpft, insbesondere auch während des transienten Vorgangs der Flammenpropagation. Die detaillierte Untersuchung im Bereich der Flammenwurzel soll Aufschluss geben, welche Flammenregimes zur Beschreibung der lokalen Situation geeignet sind. Hierdurch sollen die beobachteten Abweichungen sowohl in der analytischen Skalierung der Rückschlagsgrenzen mit dem C_{quench} -Modell als auch in der numerischen Quantifizierung der Stabilitätsgrenzen erklärt werden. Schließlich werden die so gezogenen Schlussfolgerungen genutzt, um ein allgemein gültiges Skalierungsgesetz für die Vorhersage des CIVB-getriebenen Flammenrückschlages zu definieren (Kap. 5).

3 Versuchsanlage und Untersuchungsmethoden

Um die in Abschnitt 2.4 formulierten Ziele zu erreichen, ergeben sich verschiedene experimentelle und numerische Aufgabenstellungen. Im Folgenden werden die Versuchsanlage und die experimentellen und numerischen Untersuchungsmethoden, die in dieser Arbeit genutzt wurden, vorgestellt.

3.1 Versuchsanlage

Die früheren Arbeiten zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen [Krö03; Kie05] basieren auf experimentellen und numerischen Untersuchungen einer speziellen Brennergeometrie [Krö03]. Die Zielsetzung, die bisherigen analytischen Modelle auf ihre Allgemeingültigkeit zu prüfen, bedarf einer breiteren Datenbasis. Hierzu erfolgte die Untersuchung einer grundlegend unterschiedlichen Brennergeometrie. Dieser Abschnitt stellt zunächst den genutzten Prüfstand und folgend den untersuchten Brenner vor.

3.1.1 Prüfstand

Die in dieser Arbeit genutzte Versuchsanlage (Abb. 3.1) kann in drei aufeinander folgende Abschnitte eingeteilt werden. Im ersten Abschnitt erfolgt die Aufbereitung des Brennstoff-Luft-Gemisches. Hierzu durchströmt der Luftstrom zunächst eine Vorwärmeinheit, die durch ein Heizelement mit einer nominalen Heizleistung von 32 kW erwärmt werden kann. Anschließend erfolgt die Zumischung des Brennstoffes in einem statischen Mischer, wodurch eine perfekt vorgemischte Brennstoff-Luft-Versorgung realisiert wird. Als Standardbrennstoff wird Erdgas der Hausversorgung verwendet (Methangehalt > 97,5% Jahresdurchschnitt 2007). Eine weitere Zuleitung dient der Zumischung von Wasserstoff zur Untersuchung von Brennstoffeinflüssen. Die Massenströme werden über thermische Massenstromregler entsprechend den gewählten Betriebsparametern thermische Leistung P_{th} , Luftzahl λ und Wasserstoffanteil X_{H_2} geregelt.

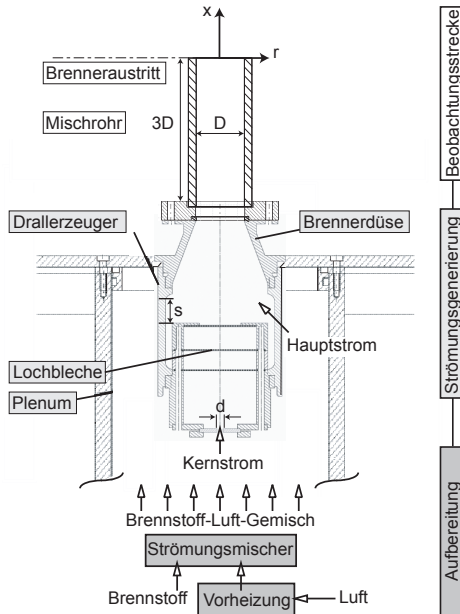


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Versuchsanlage mit dem untersuchten TD¹-Brenner innerhalb der genutzten Infrastruktur.

Anschließend erfolgt der Abschnitt zur Generierung der Strömung. Der Brennstoff-Luftmassenstrom wird zunächst in ein Plenum eingedüst. Um eine gleichmäßige Durchströmung der Brennergeometrie zu gewährleisten, wird das Gemisch durch eine Sintermetallplatte innerhalb des Plenums mit einer Porosität von $\epsilon = 0.46$ geleitet. Zusätzlich verhindert diese Platte die Zündung des brennfähigen Gemischs in den Zuleitungen zum Plenum, da eine zurückschlagende Flamme nicht durch sie hindurch propagieren kann. Das Gemisch strömt anschließend durch den Drallerzeuger und die Brennerdüse, die, gegeneinander verschraubt, das Plenum abschließen.

Die Flammenpropagation kann im zylindrischen Mischrohr¹ beobachtet werden. Es wird auf die Brennerdüse montiert und verbindet diese mit einer Brennkammer (in Abb. 3.1 nicht dargestellt). Der aus Quarzglas gefertigte Zylinder erlaubt den Einsatz optischer Messtechniken. Quarzglas erfüllt die hierfür nötige Anforderung der Transmission von Lichtwellen im sichtbaren und ultravioletten Bereich (vgl. Abschnitt 3.2.3). Die abschließende Brennkammer verhindert die Einmischung von Umgebungsluft in die Reaktionszone. Hierdurch wird sichergestellt, dass die lokal in der Reaktionszone vorliegende Zusammensetzung auch der durch Regelung der Einzelmassenströme eingestellten Luftzahl λ entspricht.

3.1.2 Brennergeometrie und Konfigurationen

Das Brennerdesign basiert auf der TD^1 -Brennergeometrie, die erstmals Fischer [Fis04] untersucht hat. Die Flammenstabilisierung wird für diese Geometrie durch die Ausbildung einer internen Rezirkulationszone realisiert. Die Rückströmung bildet sich aufgrund der plötzlichen Querschnittserweiterung am Brenneraustritt in die Brennkammer sowie aufgrund der Verdrallung der Strömung aus. Es stellt sich eine Aufweitung der Stromlinien am Übergang zur Brennkammer ein, wodurch axiale Wirbelstärke in azimutale Drehbewegung verlagert wird. Dieser Vorgang führt nach Biot-Savart (Gl.(2.28)) zu einer Rückströmung auf der Brennerachse (vgl. Abschnitt 2.2.1). Die ursprüngliche TD^1 -Geometrie nutzt die Flammenstabilisierung an einem zentralen Staukörper.

Um den Einfluss der Drallströmungsform auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen in Wirbelrohren untersuchen zu können, wurde ein von Burmberger [Bur09] weiterentwickeltes Brennerdesign des TD^1 -Brenners untersucht. Für dieses Design wird wie für die Geometrie von Kröner (Abb. 2.14) die Ausbildung der internen Rezirkulationszone ohne zentralen Staukörper realisiert. Die nötige Verdrallung der Strömung erfolgt durch tangentiale Einlassschlitze der Länge s im zylindrischen Drallregister (Abb. 3.1). Durch teilweise Versperrung der Schlitze wird eine Variation des Dralls realisiert [Win07]. Ähnlich dem Ringspaltmassenstrom der früheren Geometrie [Kie05] wird auch für das neue Brennerdesign ein zusätzlicher, axialer Massenstrom ohne Verdrallung eingebracht. Burmberger zeigt, dass die Produktion negativer azimutaler Wirbelstärke durch die Interaktion des verdrallten Hauptmassenstroms und des rotationsfreien Kernmassenstroms verzögert wird [Bur09]. Der Fluidstrom auf der Achse wirkt hierdurch stabilisierend auf die

¹ Die Bezeichnung dieser zusätzlichen Strecke als Mischrohr erfolgt analog zu [Krö03], die Verwendung zur Verbesserung der Mischungsqualität ist durch den Mischer substituiert.

Positionierung des Wirbelaufplatzens und folglich der Flamme am Querschnittsprung. Durch Variation des durchströmten Durchmessers d des axialen Einlasses wird der Wirbelkernradius in seiner Ausdehnung ebenfalls verändert. Der Einfluss des Wirbelkernradius auf die Stabilität des TD^1 -Brenners wird näher in Abschnitt 4.1 diskutiert.

Die Versuchsanlage erlaubt Untersuchungen zu der Brennstoffzusammensetzung und der Vorwärmtemperatur, der modulare Aufbau des TD^1 -Brenners ermöglicht die Analyse des Einflusses der Drallströmungsform. Folglich ergeben sich in dieser Arbeit die folgenden Versuchsparameter:

- Drallstärke durch Variation der offenen Schlitzlänge s
- Wirbelkernradius durch Variation des axialen Bohrungsdurchmessers d
- Brennstoffzusammensetzung durch Wasserstoffanteil X_{H_2} im Brennstoff
- Vorwärmtemperatur des Brennstoff-Luft-Gemisches $T_{preheat}$

Die Bezeichnung der untersuchten Geometrien erfolgt durch Angabe der Werte für Brenneraustrittsdurchmesser D , offene Schlitzlänge s und dem Durchmesser d der axialen Bohrung².

3.2 Optische Messtechniken

Durch Weiterentwicklungen in den vergangenen Jahren haben sich neue Möglichkeiten der Untersuchung reaktiver Strömungen mit optischen Messtechniken ergeben. Besonders die Anschaffung eines Hochgeschwindigkeitssystems für die Geschwindigkeitsmessung mittels *Particle Imaging Velocimetry* (PIV) und die Installation eines hoch repetierenden Lasersystems für *laserinduzierte Fluoreszenz* des Hydroxylradikals (OH-LIF) im Rahmen der Arbeiten von Winkler und Wäsle ([Win07; Wäs07]) ermöglichten am Lehrstuhl detaillierte Untersuchungen des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Zur Erfüllung der in Abschnitt 2.4 formulierten Ziele ist die Bestimmung verschiedener Größen der isothermen und reagierenden Strömung nötig:

- Strömungsprofile: Die Messung der axialen und tangentialen Strömungsprofile innerhalb des Mischrohres dient zur Charakterisierung des Strömungsfeldes. Zudem werden die Turbulenzgrößen u' und L_t bestimmt.

² Die Standardkonfiguration 4022-12.0 entspricht folglich dem Brenneraustrittsdurchmesser $D = 40 \text{ mm}$, einer offenen Schlitzlänge $s = 22 \text{ mm}$ und einem Bohrungsdurchmesser $d = 12.0 \text{ mm}$ des axialen Einlasses

- **Staupunkt:** Um die Bildung und die Bewegung der geschlossenen Rückströmblase während der CIVB-getriebenen Flammenpropagation zu detektieren, wird die Position ihres stromauf liegenden Staupunkts verfolgt.
- **Flammenlage:** Um die Interaktion der Drallströmung und der chemischen Reaktion zu untersuchen, wird simultan zum Staupunkt die Reaktionszone detektiert. Zusätzlich erhält man Informationen über das innerhalb der Rückströmblase vorliegende Flammenregime.
- **Ausbreitungsgeschwindigkeit:** Die Flammenausbreitung entgegen der Hauptströmung wird durch Detektion der Chemilumineszenz der Reaktion beobachtet. Neben der mittleren Geschwindigkeit der Flammenfront erhält man Informationen über die makroskopische Flammenform und kann Effekte wie das Verlöschen der Reaktion durch Einmischung von Frischgas beobachten (Abb. 2.13).

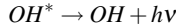
Im Folgenden werden die verwendeten Systeme, ihre Wirkprinzipien sowie ihr simultaner Einsatz vorgestellt.

3.2.1 Chemilumineszenz

- **Physikalisches Prinzip**
In Verbrennungsvorgängen entstehen zahlreich angeregte, energetisch instabile Spezies und Radikale unterschiedlicher energetischer Zustände. Der Übergang dieser angeregten Teilchen in einen stabileren Zustand erfolgt quasi instantan durch Abgabe der Energiedifferenz zwischen angeregten (d.h. instabilen) und stabilen Energieniveaus. Größtenteils geschieht dieser Energietransfer durch Stoßprozesse, ein Teil wird jedoch durch die Emission von Licht abgegeben. Das Signal dieser spontanen Lichtemission, für die die benötigte Anregungsenergie aus der chemischen Reaktion stammt, bezeichnet man als Chemilumineszenz.

Bei der Verbrennung von Methan sind vornehmlich die angeregten Radikale OH^* , CH^* und C_2^* sowie die angeregte Spezies CO_2^* verantwortlich für das Flammenleuchten. Die Abgabe der Energie durch Lichtwellen bedingt dabei, dass die entsprechende Energiedifferenz auch einer Differenz zwischen zwei elektronischen Zuständen des Moleküls zuzuordnen ist. Während für dreiatomige Moleküle aufgrund ihres Aufbaus viele verschiedene elektronische Zustände möglich sind, sind die möglichen Energiedifferenzen zwischen den elektronischen Zuständen zweiatomiger Moleküle

begrenzt. Daraus resultiert, dass angeregte CO_2^* -Moleküle in einem breiten Spektrum Licht emittieren, während OH^* , CH^* und C_2^* diskrete Emissionswellenlängen haben. Das durch beispielsweise OH^* emittierte Licht der Energie $h\nu$



führt daher in einem Spektrum einer Methanflamme zu vergleichsweise schmalbandigen Spitzen, während das durch CO_2^* emittierte Licht einen breiten Untergrund liefert. Abbildung 3.2 zeigt ein typisches Spektrum einer leicht mageren Methanflamme [LS09].

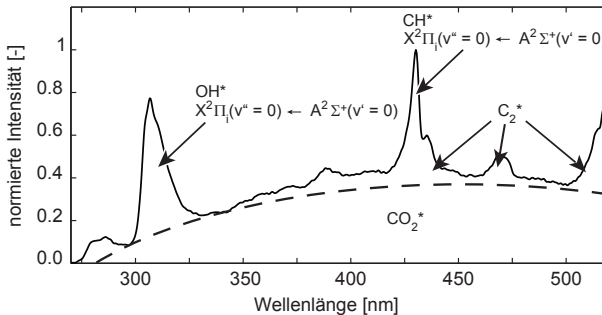


Abbildung 3.2: Spektrale Verteilung der Chemilumineszenz einer leicht mageren Methanflamme [LS09].

- Messtechnische Realisierung

Für die Untersuchungen des Flammenpropagierens durch das Mischrohr aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens wurde das Chemilumineszenzsignal mit einer Hochgeschwindigkeitskamera des Typs *Photron Ultima Fastcam APX I²* aufgezeichnet. Durch die Verwendung des Bandpassfilters *BrightLine HV 320/40* mit einer Transmission von ca. 80% bei einer Wellenlänge von $320\text{ nm} \pm 20$ wird der $X^2\Pi_i(v''=0) \leftarrow A^2\Sigma^+(v'=0)$ -Übergang des OH^* -Radikals (Abb. 3.2) genutzt. Dieser Übergang ist im selbstangeregten Fall der Chemilumineszenz dominant und insbesondere auch in mageren Methanflammen und Wasserstoffflammen gut zu detektieren. Durch die Tiefenintegration des Chemilumineszenzsignals bei der Aufzeichnung des Flammenleuchtens mit Hilfe einer Kamera erhält man keine

punktueller oder planarer Information, jedoch die für die Analyse der Ausbreitungsgeschwindigkeit nötige Position der Flammenspitze im gesamten Beobachtungsvolumen. Die Positionsverlagerung der Flamme von Bild zu Bild, $\Delta x_{flametip}$, liefert die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme v_{flame}

$$v_{flame} = \frac{\Delta x_{flametip}}{\Delta t} \quad (3.1)$$

mit der zeitlichen Separation der Einzelbilder Δt , die sich aus der Aufnahme­frequenz ergibt. Durch die Detektion der Chemilumineszenz erhält man damit die Informationen, mit welcher mittleren Geschwindigkeit die Flamme propagiert, ob sie sich axial entgegen der Kernströmung bewegt und ob lokales Einmischen von Frischgas die Reaktion großskalig beeinflusst.

3.2.2 Particle Imaging Velocimetry

- Physikalisches Prinzip und Anwendung

Die Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes der isothermen und der reagierenden Strömung im stabilen Betrieb sowie die Detektion des vor­deren Staupunkts einer propagierenden Strömungsblase im Fall des Flamm­rückschlages erfolgt mittels Particle Imaging Velocimetry (PIV). Einen klas­sischen Aufbau eines solchen Messsystems skizziert Abb. 3.3. Diese Dar­stellung wird im Folgenden zur Erklärung des Messprinzips genutzt.

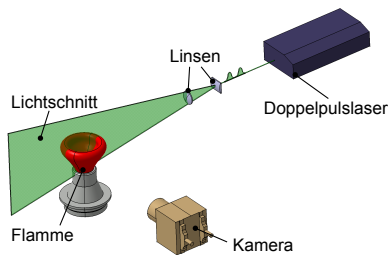


Abbildung 3.3: Messaufbau für die Particle Imaging Velocimetry (PIV).

Um die Bewegung respektive die Strömungsgeschwindigkeit eines Fluides (in Abb. 3.3 ist dies die Flamme als reagierende Strömung am Brenneraus­tritt) mittels PIV bestimmen zu können, fügt man der Strömung sogenannte

Tracer zu. Diese Idee geht auf Arbeiten von Ludwig Prandtl von 1904 zurück, der Wasserkanalversuche mit Farbstoffen zur Visualisierung der Strömung unternahm. Die verwendeten Tracer können dabei der Strömung zugemischt werden (z.B. Glaskugeln) oder auch der Strömung inhärente Partikel sein (z.B. Blasen in Zwei-Phasen-Strömungen). Von entscheidender Bedeutung ist dabei die richtige Wahl der Tracerpartikel im Hinblick auf ihr Folgevermögen. Nur wenn die Partikel der Strömung quasi verzögerungsfrei folgen, kann aus ihrer Bewegung auf die Strömung geschlossen werden. Um mit einem Detektionssystem (Kamera) die Bewegung dieser Tracerpartikel aufzeichnen zu können, wird die Strömung mittels einer Lichtquelle (Laser) beleuchtet und das Streulicht der Partikel detektiert. Durch die Aufweitung des Laserstrahls mittels einer Linsenkombination zu einer Ebene erhält man das zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld in dieser Ebene. Die Aufnahme des Streulichts im senkrechten Winkel zur Lichtschnittebene liefert die unverzerrte, planare Bewegung der Tracerpartikel. Anschließend an die Detektion der Partikelverteilung erfolgt die Auswertung der Partikelbewegung durch statistische Auswertemethoden. Hierzu erfolgt z.B. mittels der Kreuzkorrelation der Vergleich zweier zeitlich aufeinander folgender Aufnahmen und daraus die Bestimmung des lokalen Verschiebungsvektors $\Delta\vec{x}$. Die lokal vorliegende Geschwindigkeit ergibt sich schließlich aus dem einfachen kinematischen Zusammenhang

$$\vec{v} = \frac{\Delta\vec{x}}{\Delta t}$$

mit der zeitlichen Separation Δt der verglichenen Aufnahmen. Einen ausführlichen Einblick in die Messtechnik sowie in die verschiedenen Auswertemethodiken liefert [RWK98].

Diese kurze Beschreibung der PIV zeigt schon die wesentlichen Vorteile dieser Messtechnik auf: Während klassische Messmethoden wie z.B. eine Prandtlsonde das Strömungsfeld durch die Einbringung von Sonden in die Strömung beeinflussen, erfolgt mit PIV die Messung der lokalen Geschwindigkeit nicht-invasiv. Zudem ist die Geschwindigkeitsmessung mittels optischer Verfahren auch in reagierenden Strömungen möglich, während auf Sonden basierende Verfahren durch die thermische Belastung in ihrer Anwendung beschränkt sind. Diese Vorteile optischer Messmethoden ergänzt das PIV noch durch die Möglichkeit der planaren Geschwindigkeitsmessung. Im Vergleich zur Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), die lediglich eine punktuelle Information je Messposition und erst durch die Traversierung des Messvolumens ein mittleres Geschwindigkeitsfeld liefert, erhält

man mittels PIV auch für instationäre Vorgänge das instantane Strömungsfeld. Nähere Informationen und gängige Faustregeln für die Nutzung der PIV sind in [RWK98; Kon05] zu finden.

- Messtechnische Realisierung

Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brenner und des instationären Charakters des untersuchten Phänomens wurde für die Geschwindigkeitsmessung in der vorliegenden Arbeit ein hoch repetierender Laser als Lichtquelle und eine Hochgeschwindigkeitskamera für die Detektion des Partikelstreulichts kombiniert. Um eine möglichst geringe zeitliche Trennung Δt der Aufnahmen zu erreichen und dadurch auch hohe Geschwindigkeiten zu detektieren, findet die Doppelpulstechnik Anwendung. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch das Triggerungsschema für diese Technik. Hierzu erfolgt die Belichtung der Kamera mit zwei Lichtimpulsen, die als *Laser 1* und *Laser 2* bezeichnet werden. Während der erste Lichtimpuls zum Ende der Belichtungszeit der Kamera erfolgt, belichtet der zweite Lichtimpuls den Kamerasensor zu Beginn der folgenden Aufnahme. Das Ergebnis ist die Bildung von zusammengehörigen Bildpaaren, in Abb. 3.4 als *Bild a_i* und *Bild b_i* bezeichnet. Geringe zeitliche Abstände Δt der Lichtimpulsemissionen stellen sicher, dass der auftretende Partikelversatz zwischen Bild a_i und Bild b_i auch bei hohen Geschwindigkeiten die statistische Auswertung mittels Kreuzkorrelationen erlaubt [RWK98].

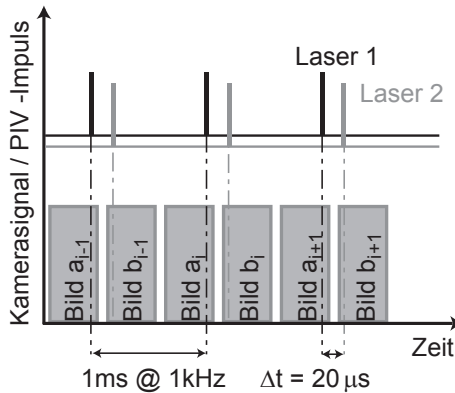


Abbildung 3.4: Schema der Doppelpulstechnik für die Hochgeschwindigkeits-PIV.

Das verwendete Lasersystem besteht aus einem *NewWave Pegasus* Laser mit zwei Lichtröhren. Diodengepumpt mit Neodymium dotierten YLF-Kristallen, emittieren sie Lichtimpulse der Wellenlänge 527 nm und einer Energie von 10 mJ bei einer Frequenz von je 1 kHz. Die Detektionsfrequenz des PIV mit 1 kHz richtet sich dabei nach der maximal möglichen Repetitionsrate des simultan verwendeten LIF-Systems (Abschnitt 3.2.3). Die zeitliche Separation Δt der Bildpaare liegt für die zu messenden Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich von $\Delta t = 20 \mu\text{s}$. Die verwendete Lichtschnittoptik, welche in Kombination mit einem Lichtarm den zur Strömungsvisualisierung nötigen Lichtschnitt liefert, illuminiert eine Höhe von ca. $2,5 D$ Brenneraustrittsdurchmesser. Das Detektionssystem für das Streulicht ist eine *Ultima Fastcam APX*-Highspeedkamera von Photron. Die genutzte Aufnahme Frequenz dieser Kamera beträgt 2 kHz bei einer maximalen Auflösung von 1024×1024 Pixel. Aus der begrenzten Speicherkapazität der Kamera ergibt sich ein Zeitfenster von ca. 1 Sekunde. Zur Reduzierung von Störsignalen aufgrund des Eigenleuchtens der Flamme wird ein schmalbandiger Interferenzfilter für die Wellenlänge 532 nm mit einer hierfür maximalen Transmission von ca. 90 % und einer Halbwertbreite von ± 10 nm eingesetzt.

Eine weitere Quelle für mögliche Störsignale ist die verwendete Lichtquelle selbst. Die elastische Streuung des Lichts an den Partikeln, die sogenannte Mie-Streuung, erfolgt ohne Energieverlust. Das aufzuzeichnende Signal weist daher die identische Wellenlänge wie die Beleuchtung auf. Da für Geschwindigkeitsmessungen innerhalb geschlossener Geometrien wie hier eines Mischrohres (Abb. 3.1) mit Reflexionen zu rechnen ist, sind verschiedene Bildnachbearbeitungsschritte notwendig, um das gewünschte Signal der Tracerpartikel von den möglicherweise überlagernden Reflexionen zu trennen. Die auftretenden Schwierigkeiten sowie die verfolgten Lösungsansätze sind in [KS08] näher beschrieben.

Als Tracerpartikel wurden TiO_2 -Partikel verwendet. Sie zeichnen sich durch ihre Temperaturbeständigkeit aus und eignen sich daher für die Untersuchung von reagierenden Strömungen. Die verwendeten Partikel besitzen darüber hinaus aufgrund ihrer Größe ein ausreichend gutes Folgevermögen, um aus der Partikelbewegung auf die Strömungsgeschwindigkeit schließen zu können [Kon05].

3.2.3 Laserinduzierte Fluoreszenz

- Physikalisches Wirkprinzip

Für die Bestimmung der Flammenlage eignet sich das Hydroxylradikal als Indikator, da OH als ein Zwischenprodukt der Verbrennung einen sprunghaften Konzentrationsanstieg in der Reaktionszone aufweist [Eck88]. Für die planare Detektion dieses Radikals bietet sich die laserinduzierte Fluoreszenz (OH-PLIF) an: Wie in Abschnitt 3.2.1 bereits bemerkt, weisen zweiatomige Moleküle diskrete Energiezustände auf. Durch die Anregung mittels eines schmalbandigen Lasers ist es nun möglich, das OH-Radikal aus seinem Grundzustand $X^2\Pi_i$ in einen angeregten Zustand $A^2\Sigma^+$ zu versetzen³. Durch gezielte Laseranregung werden Übergänge zwischen quantenmechanischen Energiezuständen erreicht und das Potential des Hydroxylradikals angehoben. Abbildung 3.5 zeigt schematisch, wie durch die Verwendung der Wellenlänge $\lambda_{LIF} = 283 \text{ nm}$ der Übergang des Hydroxylradikals $X^2\Pi_i(v'' = 0) \rightarrow A^2\Sigma^+(v' = 1)$ erreicht wird [LC98].

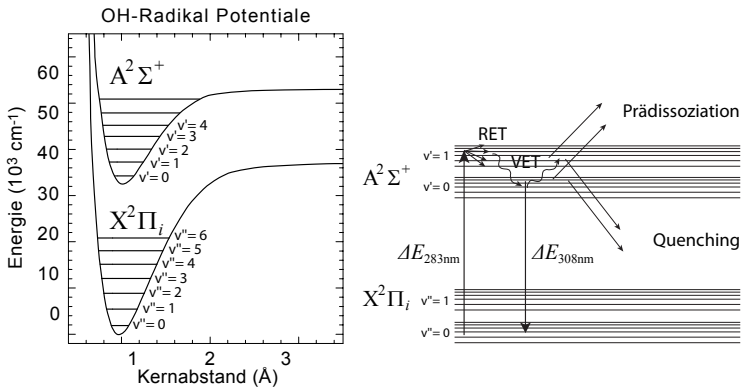


Abbildung 3.5: Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz: Übergänge des Hydroxylradikals zwischen Grundzustand $X^2\Pi_i$ und angeregten Zustand $A^2\Sigma^+$ nach [LC98].

Neben der Prädissoziation, d.h. der Spaltung der Moleküle aufgrund der zugeführten Energie, führt die Laseranregung zu angeregten Zuständen der Moleküle. Quasi instantan folgt dieser Anregung der Übergang zwischen

3 Für die verwendete Nomenklatur wird hier auf [Eck88] und [Win07] verwiesen.

verschiedenen Zuständen und die Abgabe der Energie durch Stoßprozesse (Quenching). Wechsel innerhalb der Rotationsbanden (RET) und der Vibrationsbanden (VET) sowie das Zurückstürzen der Moleküle aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand unter Photonenemission treten auf. Der letztgenannte Effekt ermöglicht dabei grundsätzlich, durch Detektion des emittierten Lichts quantitativ die Hydroxylradikalverteilung zu bestimmen. Dies stellt die grundlegende Idee zur Bestimmung der Flammenfront durch planare, laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals (kurz: OH-PLIF) dar.

- Messtechnische Realisierung

Für die Bestimmung der Flammenlage ist die qualitative Bestimmung der Hydroxylradikalverteilung ausreichend [Win07]. Zum Einsatz kommt hierfür eine hochrepetierende Laserkombination, bestehend aus dem Farbstofflaser *Scanmate 1* mit Frequenzverdopplungseinheit und dem dazu nötigen Pump laser *Starline* von Lambda Physik. Diese Pumpquelle, ein diodengepumpter Nd:YAG-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm und einer Pulsenergie von 5 mJ , zeichnet sich durch eine maximale Repetitionsrate von 1 kHz aus. Wie in Abb. 3.5 dargestellt, ist die Anregung des OH-Radikals mit der Wellenlänge $\lambda_{LIF} = 283\text{ nm}$ möglich. Für diese Wellenlänge ist als Laserfarbstoff Rhodamin 6G geeignet, da er eine hohe Konversion der Pumpenergie im benötigten Wellenlängenbereich $[560\dots585]\text{ nm}$ aufweist. Der Laserpuls stellt nach Wellenlängenverschiebung und Frequenzverdopplung ($532\text{ nm} \rightarrow 566\text{ nm} \rightarrow 283\text{ nm}$) schließlich nominal eine Pulsenergie von $0,08\text{ mJ}$ zur Verfügung. Mit einer Linsen Kombination wird der Laserstrahl zu einem Lichtschnitt aufgeweitet, um die planare, qualitative Detektion der OH-Verteilung zu realisieren [Kon05].

Durch die bereits erwähnten Transferprozesse innerhalb der Energiezustände durch Wechsel der Rotations- und Vibrationsbanden erfolgt bei Anregung mit $\lambda_{LIF} = 283\text{ nm}$ die Emission von Photonen unterschiedlicher Energien [LC98]. Zur effizienten Trennung von Anregungswellenlänge und Antwortsignal mittels optischer Filter wird die Detektion der Lichtemission bei 308 nm gewählt. Die Aufzeichnung dieses Fluoreszenzsignals wird wie schon die Chemilumineszenzdetektion mit der bildverstärkten *Photron Ultima Fastcam APX I²* realisiert. Deren CMOS-Sensor erreicht durch einen faseroptisch gekoppelten Phosphorschirm die nötige Empfindlichkeit für das aufzuzeichnende UV-Signal. Das verwendete UV-Objektiv Cerco 2073 von Soderl mit einer Brennweite von 45 mm hat einen Blendenwert von 1:1.8. Die Signaltrennung von Anregungs- und Antwortfrequenz erfolgt mittels optischem Filter, dem Bandpassfilter *BrightLine HV 320/40*. Da dieser auch

das Chemilumineszenzsignal, d.h. das Eigenleuchten der Flamme passieren lässt, erfolgt die Trennung von angeregter und natürlicher Lichtemission durch eine kurze Ansteuerung des Phosphorschirms von $0,2 \mu\text{s}$ nach der Laserpulsaukopplung [Win07]. Durch die damit verbundene kurze Belichtungszeit des CMOS-Sensors wird die starke, aber kurze Fluoreszenz nicht durch die schwache, dafür aber kontinuierliche Chemilumineszenz überlagert.

Die Information der OH-Verteilung, die mittels der laserinduzierten Fluoreszenz gewonnen werden kann, liefert schließlich über die Bestimmung des stärksten OH-Gradienten die instantane Flammenfront [Eck88]. Neben der Abgrenzung von unverbranntem Frischgas und Abgas gewinnt man für den stationären Fall aus dieser Information durch die Mittelung der Flammenfrontlage einen mittleren Reaktionsfortschritt. Nähere Informationen sind in [Win07] und [KS08] veröffentlicht.

3.2.4 Simultaner Einsatz von PIV und LIF

Aufgrund der Dynamik und des stochastischen Charakters der CIVB-getriebenen Flammepropagation bedarf es einer hohen zeitlichen Auflösung sowie der simultanen Erfassung der benötigten Daten. Aus diesem Grund kommen die beschriebenen optischen Messtechniken gekoppelt zur Anwendung. Der simultane Einsatz der planaren Geschwindigkeitsmessung mittels PIV und der planaren Detektion der Flammenfront mittels OH-PLIF mit einer hohen zeitlichen Auflösung wurde erstmals von [Kon05; Win07] realisiert. Abbildung 3.6 skizziert den hierfür nötigen Aufbau der Messsysteme sowie die Triggerung der beiden Systeme.

Auf zwei entscheidende Aspekte ist darin geachtet:

- Die Aufnahme der Flammenfront muss zeitgleich zur Messung des Geschwindigkeitsfeldes erfolgen. Hierzu wird die Flammenfront innerhalb des Zeitfensters der Breite Δr detektiert, in welchem der Partikelversatz für die Berechnung des instantanen Geschwindigkeitsfeldes bestimmt wird.
- Es muss sichergestellt werden, dass die unterschiedlichen Lichtpulse stets nur die Belichtung des dazugehörigen Kamerasystems verursachen. Die Aktivierung des Bildverstärkers während eines der PIV-Laserpulse würde nicht nur zu Überlagerungen des Fluoreszenzsignals führen, sondern kann auch die Zerstörung des Bildverstärkers zur Folge haben.

3 Versuchsanlage und Untersuchungsmethoden

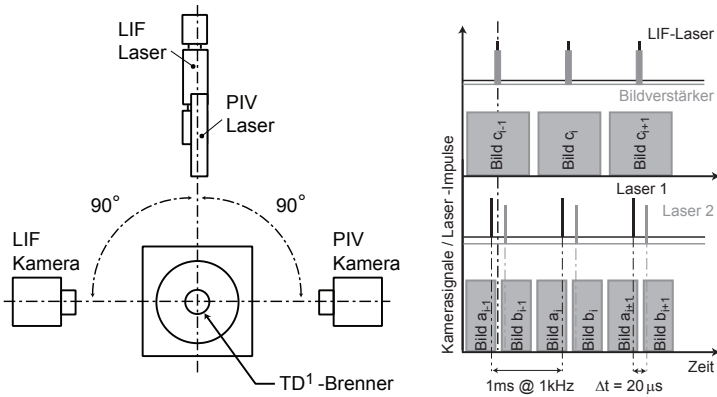


Abbildung 3.6: Skizze des Messaufbaus und Triggerungsschema für die simultane Anwendung der PIV und der OH-PLIF mit hoher zeitlicher Auflösung.

Aus diesem Grund wird nach dem in Abb. 3.6 dargestellte Triggerungsschema die Emission des LIF-Lasers und die Aktivierung des Bildverstärkers zeitlich zwischen den Doppelpulsen des PIV-Lasers ausgelöst. Hierdurch detektieren die Kamerasysteme stets nur Laserpulse der dazugehörigen Lichtquellen. In der simultanen Anwendung erhält man zu den einzelnen Bildpaaren der PIV (a_i und b_i) das LIF-Bild c_i mit der instantanen OH-Verteilung. Die Datenbearbeitung und Datenauswertung erfolgt für die simultane Messung wie für die Einzelsysteme beschrieben [KS08]. Durch die gegenüberliegende Ausrichtung der Kamerasysteme (Abb. 3.6 links) wird von beiden Systemen ein vergleichbarer Sichtbereich aufgezeichnet. Durch die Rasterung der PIV-Aufnahme in sogenannte Interrogation Areas und Auswertung der Geschwindigkeit mittels Kreuzkorrelation (Details hierzu in [Kon05; Wäs07]) ist die örtliche Auflösung durch die Geschwindigkeitsmessung limitiert. In den hier durchgeführten Versuchen wurden dabei Auflösungen von $\leq 1 \text{ mm}$ realisiert [KWK⁺06]. Die zeitliche Auflösung ergibt sich aus der maximalen Repetitionsrate des LIF-Systems zu 1 ms . Weitere Informationen zu den einzelnen Messsystemen sowie zur simultanen Anwendung für eine detaillierte Untersuchung der Interaktion von Strömung und Reaktion finden sich in [KKS08; KS09a].

3.3 Numerische Simulation

Die numerische Berechnung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens dient in dieser Arbeit zur Verifizierung der Beobachtungen und Schlussfolgerungen von Kiesewetter (Abschnitt 2.3). Die Simulation einer gänzlich anderen Brennergeometrie mittels ähnlicher Ansätze und vergleichbarem Detaillierungsgrad soll die Allgemeingültigkeit der in Abb. 2.20 zusammengefassten Vorstellung zeigen. Darüber hinaus soll die Berechnung zusätzlich die analytischen Modellvorstellungen ergänzen und zur Klärung offener Aspekte, die sich in der Gegenüberstellung der früheren Arbeiten ergeben haben (Abschnitt 2.3.4), dienen. Im Folgenden werden die verwendeten Ansätze vorgestellt, wobei sich entsprechend der Zielsetzung die Auswahl der verschiedenen Modelle an [Kie05] orientierte.

3.3.1 Vernetzung

Die numerische Simulation des untersuchten TD^1 -Brenners erfolgt mit einem strukturierten 3D-Gitter im Strömungslöser *FLUENT*. Die Rechendomäne schließt sowohl den Bereich der Strömungsgenerierung als auch die Verbrennungszone ein, umfasst daher Plenum, Drallerzeuger, Brennerdüse, Mischrohr und Brennkammer (Abb. 3.1). Der Einlass des Brennstoff-Luft-Gemisches wird modelliert durch *velocity inlet* Randbedingungen über den Plenumseintritt für den Hauptmassenstrom sowie über den Bohrungsdurchmesser des axialen Einlasses im Drallerzeuger für den unverdrallten Kernmassenstrom. Diese Modellierung entspricht einer Vereinfachung der Geometrie durch die Annahme einer separaten Eindüsung des Kernmassenstroms. Um die experimentellen Gegebenheiten dennoch richtig zu berücksichtigen, wird für die axiale Eindüsung die Information der Aufteilung der Massenströme verwendet, die experimentell über die einzelnen Druckverluste der Drallregisterschlitze und der axialen Lochbleche bestimmt wurde. Abbildung 3.7 stellt den prozentualen Anteil des Kernmassenstroms als Funktion des Bohrungsdurchmessers d des axialen Einlasses über dem Gesamtmassenstrom dar. Der Auslass der Brennkammer wird als *pressure outlet* modelliert. Aufgrund seines bedeutenden Einflusses auf die isotherme wie auch reagierende Strömung wird der Wirbelkern der Drallströmung bestmöglich aufgelöst. Als guter Kompromiss zwischen Rechenzeit und Genauigkeit hat sich eine örtliche Auflösung des Wirbelkerns von 1 mm erwiesen [Kon07]. Da das Augenmerk auf der Interaktion der Chemie und der Turbulenz im Wirbelkern liegt, wird auf eine hohe Auflösung der Wandregion verzichtet. Der genutzte Strömungslöser nimmt in diesem Bereich das logarithmische Wandgesetz an. Aus dieser

Auflösung ergibt sich eine Gittergröße von 1,1 Millionen Zellen. Zusätzliche Informationen zur geometrischen Vernetzung und den nötigen Randbedingungen finden sich in [Bur09; Dur07].

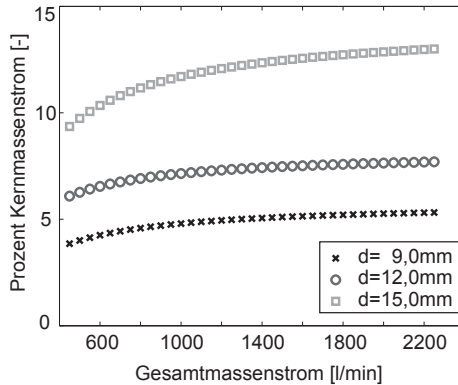


Abbildung 3.7: Prozentualer Anteil des unverdrallten Kernmassenstroms am Gesamtmassenstrom für verschiedene axiale Bohrungsdurchmesser d .

3.3.2 Turbulenzmodellierung

Die numerische Simulation von Strömungen erfolgt durch die Lösung der entsprechenden Gleichungen für Massenerhaltung, Impulserhaltung sowie Energieerhaltung [Wil06]. Häufig unter der Bezeichnung Navier-Stokes-Gleichungen zusammengefasst, erfolgt ihre direkte Lösung für Strömungsfelder Newtonscher Fluide durch die Direkte Numerische Simulation (DNS). Aufgrund ihres hohen Bedarfs an Rechenleistung ist diese Art der Simulation zum aktuellen Stand nur in begrenztem Umfang möglich. Sie wird häufig zum Zweck der Modellvalidierung verwendet (z.B. [FMP08]), die Berechnung großskaliger Strömungsfelder erfolgt aktuell jedoch nicht mit dieser Methode.

Verzichtet man auf die Auflösung der Turbulenzkaskade und nutzt die Reynoldsche Trennung der mittleren Größen und Schwankungsgrößen

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi',$$

so erhält man die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes, RANS) zur Simulation von Strömungen. Durch die Mittelung entsteht jedoch der sogenannte Reynoldsspannungstensor, wie bereits in Gl.(2.6) gesehen. Dieser Tensor bedarf der Modellierung zur Schließung der Gleichungen, was seit vielen Jahrzehnten Gegenstand der Forschung ist. In [Wil06] führt Wilcox das Schließungsproblem detailliert aus und gibt einen ausführlichen Überblick über mögliche Modellierungsansätze. Insbesondere geht er auf das k - ε -Modell nach Launder und Spalding und das k - ω -Modell nach Wilcox als die gängigsten Zwei-Gleichungs-Modelle ein. In diesen Ansätzen werden Transportgleichungen für zwei zusätzliche Größen (k und ε respektive ω) gelöst, die die Turbulenz in Form von charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenmaßen beschreiben. Zusätzlich verweist er auf die sogenannten *Reynolds-Stress-Transport-Modelle* nach Launder, Reece und Rodi (RSM-LRR) bzw. nach Speziale, Sarkar und Gatski (RSM-SSG). Diese Modellierungsansätze erhöhen die nötige Anzahl an zu lösenden Transportgleichungen durch die explizite Berechnung des Tensors. Für den dreidimensionalen Fall entspricht dies aufgrund der Symmetrie des Tensors sechs weiteren Transportgleichungen. Diesem Mehraufwand an Berechnung steht jedoch eine exaktere Wiedergabe der Strömungsentwicklung gegenüber. Insbesondere wird für Strömungen mit hohen Streckungsraten die Richtungsabhängigkeit der turbulenten Größen berücksichtigt, da nicht die Annahme der isotropen Turbulenz, wie sie den Zwei-Gleichungs-Modellen inhärent ist, erfolgt. Gerade für verdrahlte Strömungen mit hohen Reynoldszahlen haben sich *Reynolds-Stress-Transport-Modelle* (RSM) bewährt.

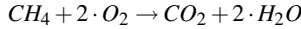
Da das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen abhängig von der Drallströmung ist, muss für eine erfolgreiche numerische Simulation des Phänomens die Strömungsberechnung möglichst exakt erfolgen. Der letztgenannte Aspekt schließt daher die Verwendung von Zwei-Gleichungs-Modellen für die numerische Wiedergabe des CIVB aus. Wie Kiesewetter für den von Kröner untersuchten Brenner gezeigt hat [Kie05], ist auch für die Simulation des TD^1 -Brenners die Verwendung eines RSM-Modells zwingend nötig. Im verwendeten Strömungslöser ist hierfür das Modell nach Launder, Reece und Rodi (RSM-LRR) implementiert. Während mit Zwei-Gleichungs-Modellen selbst der Effekt des Wirbelaufplatzens für die untersuchte Geometrie nicht wiedergegeben werden konnte, liefert die Strömungsberechnung mittels RSM-LRR eine gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsprofile aus Numerik und Experiment. Auch das durch Hochgeschwindigkeits-PIV ermittelte Turbulenzniveau der Strömung innerhalb des Mischrohres wird mit guter Übereinstimmung berechnet. Näheres hierzu folgt in Abschnitt 4.2.

3.3.3 Verbrennungsmodellierung

Für die numerische Simulation reagierender Strömungen erweitert sich der zu lösende Gleichungssatz um die Gleichungen für Spezies, Dichte und Enthalpie. Dabei wird das Dichtefeld zur Kopplung von Reaktion und den Navier-Stokes-Gleichungen genutzt. Die Kopplung erfolgt durch Lösung der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase

$$\rho = \frac{p}{R \cdot T} \quad (3.2)$$

mit der Gemisch-spezifischen Gaskonstante R und der Temperatur T . Die hierfür nötige Temperaturverteilung ergibt sich aus der Speziesumsetzung. Für die Simulation des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens wird in dieser Arbeit eine Ein-Schritt-Reaktion vom Brennstoff Methan mit Luft betrachtet:



Nutzt man diese Vereinfachung und verwendet zur Beschreibung des Brennstoff-Luft-Gemisches den Brennstoffmassenbruch Y_{BR} , so kann die lokale Temperatur durch

$$T = T_{in} + \left(1 - \frac{Y_{BR}}{Y_{BR,0}}\right) \cdot (T_{ad} - T_{in}) \quad (3.3)$$

mit der Einlasstemperatur T_{in} , der adiabaten Flammentemperatur T_{ad} und dem lokal respektive am Einlass vorliegenden Brennstoffmassenbruch Y_{BR} und $Y_{BR,0}$ bestimmt werden. Diese Gleichung koppelt direkt die Temperaturänderung mit der Brennstoffumsetzung. Durch diese vereinfachte Beschreibung werden Schwierigkeiten aufgrund beispielsweise der Temperaturabhängigkeit von c_p -Werten, die bei der Lösung mittels Enthalpiegleichung auftreten, vermieden. Die Schließung erfolgt letztendlich durch die Lösung einer Transportgleichung für den Brennstoffmassenbruch

$$\frac{\partial \rho Y_{BR}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i Y_{BR}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} + \frac{\mu}{\sigma_l} \right) \frac{\partial Y_{BR}}{\partial x_i} \right) = \bar{\omega} \quad (3.4)$$

und die Modellierung des letzten Terms dieser Gleichung, dem Quellterm $\bar{\omega}$ des Brennstoffumsatzes. Kiesewetter analysiert verschiedene Verbrennungsmodelle auf ihre Eignung zur Simulation des CIVB-Phänomens [Kie05]. Dabei konzentriert er sich letztlich auf drei Volumenreaktionsmodelle: Das *Eddy-Break-Up*-Modell (EBU), welches bereits in den 1970er Jahren erfolgreich für Verbrennungsrechnungen verwendet wurde [MH76], das *Turbulent Flame speed Closure*-Modell (TFC) nach Zimont [ZL95], welches aufgrund seines erfolgreichen Modellierungsansatzes im RANS-Kontext auch für die Grobstruktursimulation implementiert wurde [FP00], und das Verbrennungsmodell nach Schmid [Sch95].

Kiesewetter entscheidet sich für das letztgenannte aufgrund seines weiten Gültigkeitsbereiches im Borghi-Diagramm, ein Kriterium, das von entscheidender Bedeutung für die Verbrennungsmodellierung hochverdichteter Strömungen ist. Zudem weist es eine hohe numerische Robustheit und eine mäßige Anforderung an Rechenleistung bei einer adäquaten Berechnung der Reaktionsrate auf [Kie05]. Aufgrund dieser früheren Beobachtungen wird auch in der vorliegenden Arbeit das Verbrennungsmodell nach Schmid verwendet.

Schmid postuliert aufgrund dimensionsanalytischer Überlegungen den Zusammenhang für die turbulente Flammengeschwindigkeit S_t analog der laminaren Flammengeschwindigkeit [Sch95]:

$$S_t \sim \sqrt{\text{turb. Diffusivität} \cdot \text{mittlerer Reaktionsumsatz}}$$

Weiterhin trifft er die Annahme, dass aufgrund der Skalentrennung der kleinsten Turbulenzgrößen und der mittleren freien Weglänge die chemische Reaktion nicht durch die Turbulenz beeinflusst werde. Basierend auf dieser Annahme betrachtet Schmid den Reaktionsumsatz als eine Serienschaltung von skalarer Dissipation, verantwortlich für die Mischung der Reaktanden, und der chemischen Reaktion [Sch95]. Durch die quadrierte Addition der entsprechenden Zeitskalen τ_{diss} und τ_{chem} erhält er ein für die Wärmefreisetzung charakteristisches Zeitmaß

$$\tau_q = \sqrt{\tau_{diss}^2 + \tau_{chem}^2}. \quad (3.5)$$

Sein Volumenreaktionsmodell modelliert den Quellterm $\bar{\omega}$ der Wärmefreisetzung (Gl.(3.4)) mittels der turbulenten Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der vorliegenden Schwankungsgeschwindigkeit, den Stoffdaten des Gemisches und dem lokalen Brennstoffmassenbruch:

$$\bar{\omega} = 4,96 \cdot \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{S_l}{\sqrt{2/3k}} + Da_t^{*-1/4} \right)^2 \cdot 4 \cdot c \cdot (1-c) \cdot \rho_0 \cdot Y_{BR}$$

mit

$$Da_t^* = 1 + Da_t^{-2} \quad \text{und} \quad Da_t^{-1} = \frac{4,96}{0,09} \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot C_w^2 \cdot \frac{a}{S_l^2}$$

und der Fortschrittsvariablen c :

$$c = \frac{Y_{BR,0} - Y_{BR}}{Y_{BR,0}} = \frac{T - T_{in}}{T_{ad} - T_{in}} \quad (3.6)$$

Den Zahlenwert 4,96 fügt Schmid in seine Quelltermformulierung als eine Modellkonstante ein, um den Quellterm dem untersuchten Experiment anzupassen

[SHL98]. Um die ursprüngliche Formulierung beibehalten zu können, ist es dienlich, die Originalformulierung um eine Konstante C_R zu erweitern [VKT⁺09]:

$$\bar{\omega} = 4,96 \cdot C_R \cdot \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{S_l}{\sqrt{2/3}k} + Da_i^{*-1/4} \right)^2 \cdot 4 \cdot c \cdot (1 - c) \cdot \rho_0 \cdot Y_{BR} \quad (3.7)$$

Kiesewetter verwendet einen Wert von $C_R = 0.25$ für seine Simulationen. Hierdurch erhält er niedrige Werte für den Reaktionsquellterm $\bar{\omega}$, die der Vorstellung einer als PSR reagierenden Strömung, wie es Fritz im Bereich der Rückströmblase postuliert, entspricht. Eine breite mittlere Flammenfront wird erreicht, die einen großen Bereich der Rückströmblase ausfüllt.

Die Untersuchungen am TD^1 -Brenner haben jedoch gezeigt, dass für diese Brennergeometrie eine wohl definierte Flammenfront innerhalb der Rezirkulationszone und im Fall der Propagation innerhalb der Rückströmblase vorliegt [KKS08]. Aus diesem Grund wurde das Verbrennungsmodell für die vorliegende Arbeit den experimentell beobachteten Randbedingungen durch ein $C_R = 4.0$ angepasst. Zusätzlich liegt für die untersuchten TD^1 -Konfigurationen bei der Verbrennung von Erdgas im gesamten Betriebsbereich ausschließlich in der inneren Scherschicht eine Reaktion vor. Die äußere Scherschicht wird durch die Einmischung von Frischgas respektive durch auftretenden Wärmeverlust sowohl im Fall der frei brennenden Flamme als auch bei Verwendung einer Brennkammer gelöscht [Kon07]. Um diesen Effekt in der Modellierung zu berücksichtigen, wird in der vorliegenden Arbeit ein Grenzwert für die lokale Damköhlerzahl Da_i (Gl.(2.24)) gewählt, unterhalb dessen die Reaktion unterdrückt wird. Physikalisch kann dies als eine obere Grenze für die Turbulenz gedeutet werden, für welche die Reaktion nicht mehr stabil erfolgen kann. Die Verwendung eines solchen Grenzwerts geht zurück auf das EBU-Modell [MH76]. Die Wirkung dieser Maßnahme ist in Abb. 3.8 ersichtlich: Dargestellt ist der Vergleich des Produkts $c \cdot (1 - c)$, repräsentativ für die mittlere Reaktionszone in der Originalformulierung, mit dem modifizierten Quellterm $\bar{\omega}$. Offensichtlich unterbindet diese Erweiterung von Gl.(3.7) erfolgreich die Reaktion der sekundären Scherschicht. Im Fall der Flammenpropagation, deren Beginn in der Momentaufnahme von Abb. 3.8 erfasst ist, verhindert diese Formulierung zudem die Berechnung eines unphysikalisch hohen Quellterms im Bereich der Wandgrenzschicht, der auf der beschriebenen Modellierung der turbulenten Größen basiert (Abschnitt 3.3.2).

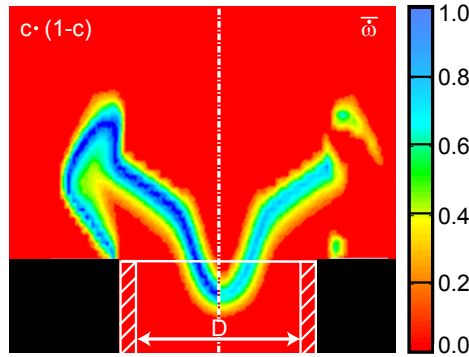


Abbildung 3.8: Vergleich der Verteilung $c \cdot (1 - c)$ (links) mit dem durch einen Da_t -Grenzwert modifizierten Quellterm $\bar{\omega}$. Beide Größen sind jeweils auf ihr Maximum normiert.

Um den Quellterm des so modifizierten Schmid-Modells zu validieren, wurde auf OH-PLIF-Aufnahmen einer stabilen Flamme zurückgegriffen. Analog der Gl.(3.6) gibt die Verteilung des OH-Radikals den Reaktionsfortschritt wieder [Win07]:

$$c = \frac{Y_{OH} - Y_{OH,min}}{Y_{OH,max} - Y_{OH,min}}.$$

Für instantane OH-PLIF-Aufnahmen erhält man durch die Detektion des höchsten Gradienten der OH-Verteilung die Flammenfront [Eck88] und damit die Abgrenzung von unverbrannter Mischung und verbrannten Gasen. Die Einteilung des Strömungsfelds in eine verbrannte und eine unverbrannte Zone ergibt ein Binärbild mit $c = 0$ (unverbrannt) und $c = 1$ (verbrannt). Anschließend erfolgt die Mittelung der instantanen Binärbilder und die Berechnung der Verteilung $c \cdot (1 - c)$. Unter Vernachlässigung der weiteren Terme in Gl.(3.7) erfolgt der Vergleich der jeweils auf ihr Maximum normierten Verteilungen der experimentellen Analyse und der numerischen Berechnung (Abb. 3.9). Das makroskopische Verhalten der stabilen Flamme in Form ihrer Lage und ihrer zeitlich gemittelten Ausdehnung wird durch den adaptierten Modellierungsansatz nach Schmid gut wiedergegeben. Insbesondere erreicht der gewählte Modellierungsansatz einen Brennstoffumsatz ausschließlich in der inneren Scherschicht und damit eine gute Wiedergabe der Wärmefreisetzungsverteilung. Dies ist von entscheidender Bedeutung für die Berechnung der Produktion azimuthaler Drehbewegung aufgrund des baroklinen

Drehmoment [Ash96] und damit für die korrekte Wiedergabe der Flammenpropagation.

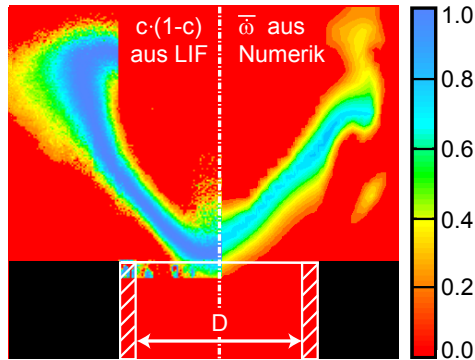


Abbildung 3.9: Vergleich der normierten Verteilung $c \cdot (1 - c)$ des Reaktionsfortschritts aus LIF-Messungen (links) mit dem normierten RANS-Quellterm $\bar{\omega}$ aus Numerik (rechts) für den TD^1 -Brenner.

Der Vergleich der experimentell bestimmten, mittleren Flammenfront in Form der Verteilung $c \cdot (1 - c)$ erfolgt mit dem numerischen Quellterm $\bar{\omega}$, da dieser Wert das Erlöschen der Sekundärschicht berücksichtigt. Die numerische Verteilung des Produkts $c \cdot (1 - c)$ würde diesen Effekt noch nicht enthalten. Dass die Vernachlässigung der weiteren Terme von Gl.(3.7) bei dem Vergleich experimenteller und numerischer Daten zu keinem Fehler führt, ist Abb. 3.8, dem Vergleich der rein numerisch berechneten Verteilungen, zu entnehmen: Hinsichtlich der für die Validierung entscheidenden Größen, der mittleren Flammendicke im Bereich der Flammenwurzel und der Flammenlage, liefern der Quellterm $\bar{\omega}$ und die Verteilung $c \cdot (1 - c)$ identische Ergebnisse.

Die Anwendung dieses numerischen Modellierungsansatzes zur Berechnung der durch CIVB hervorgerufenen Flammenpropagation mittels zeitlich veränderlicher, Reynolds-gemittelter Gleichungen (URANS) wird in Abschnitt 4.2 präsentiert. Weitere Informationen zu den numerischen Ergebnissen im Rahmen dieser Arbeit sowie innerhalb des Forschungsverbundes finden sich in [VKT⁺09; TPKS09; Kon07].

4 Experimentelle und Numerische Untersuchungen

In der vorliegenden Arbeit wurde ein neuer Brenner untersucht, um das analytische Modell nach Kröner (Gl.(2.34)) sowie die von Kiesewetter formulierte Erklärung zum Mechanismus des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens (Abb. 2.20) durch eine breitere Datenbasis und neue Untersuchungsmethoden zu untermauern. Zunächst erfolgt hierzu im Folgenden ein Vergleich der unterschiedlichen Brenner hinsichtlich ihres Strömungsfeldes und des makroskopischen Flammenverhaltens. Anschließend werden mit moderner Laserdiagnostik und numerischer Simulation einzelne Aspekte der früheren Modellvorstellungen validiert und ihre Gültigkeit für den TD^1 -Brenner diskutiert. Zuletzt werden aus den verschiedenen Beobachtungen Schlussfolgerungen für die Allgemeingültigkeit der unterschiedlichen Ansätze gezogen.

4.1 Experimentelle Charakterisierung

4.1.1 Strömungsfeld

Eine Aussage, ob der Einsatz einer Brennergeometrie die Gefahr von CIVB getriebenen Flammenrückschlägen birgt, kann bereits bei Kenntnis des nicht reagierenden, ungestörten Strömungsfeldes getroffen werden [Bur09]. Aus diesem Grund erfolgte eine detaillierte Charakterisierung des TD^1 -Strömungsfeldes durch die Strömungsmessung mittels PIV. Abbildung 4.1 zeigt die Entwicklung der Axial- und Tangentialgeschwindigkeit der isothermen Strömung innerhalb des Mischrohres an diskreten Messebenen für die Brennerkonfiguration 4022-12.0 und einen Durchsatz äquivalent zu einem Betriebspunkt¹ von $P_{th} = 40 \text{ kW}$ thermischer Leistung und einer Luftzahl von $\lambda = 1,6$. Die entsprechende mittlere Geschwindigkeit am Brenneraustritt beträgt $14,5 \text{ m/s}$. Die Drallzahl S (Gl.(2.31)) ergibt sich für diese Konfiguration zu $S = 0,56$. Im Verlauf der Axialgeschwindigkeit ist weit

¹ Der untersuchte Betriebsbereich umfasst Reynoldszahlen von $Re = [25.000 - 96.000]$. Für diesen Bereich liegt die Reynolds-Ähnlichkeit der Strömung vor. Profile weiterer Durchsätze können durch Skalierung des hier dargestellten Betriebspunktes berechnet werden, vgl. hierzu Anhang A.1.1.

stromauf im Mischrohr bei $x/D = -2,5$ eine deutliche axiale Überhöhung zu sehen. Sie ergibt sich aus der Induktion axialer Geschwindigkeit aufgrund eines positiven Gradientens der azimuthalen Wirbelstärke, der selbst eine Folge der Düsenkonvergenz ist. Mit Annäherung an den Brenneraustritt ($x/D \rightarrow 0$) wird diese Geschwindigkeitsüberhöhung reduziert. Aufgrund der Annäherung an den Staupunkt im Bereich der Brenneraustrittsebene wird ab $x/D = -1,0$ die Geschwindigkeit auf der Achse sogar unter die mittlere Strömungsgeschwindigkeit verzögert.

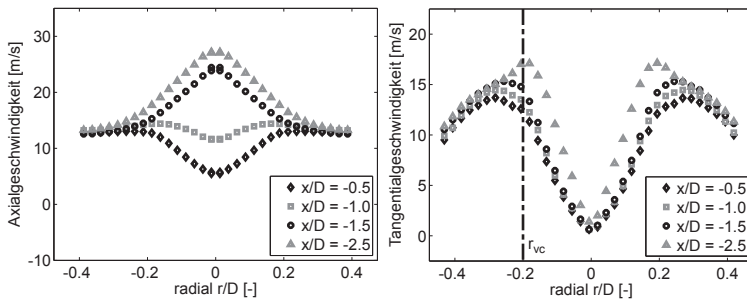


Abbildung 4.1: Entwicklung des Axial- und des Tangentialgeschwindigkeitsprofils innerhalb des Mischrohrs für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0.

Kiesewetter führt ein CIVB-resistentes Strömungsfeld durch kleine Änderungen im Profil der Tangentialgeschwindigkeit in ein CIVB-anfälliges Strömungsfeld mit identischer Drallzahl über. Dabei verschiebt er das Maximum der Tangentialgeschwindigkeit auf einen höheren Radius. Der Wirbelkernradius r_{vc} , der durch das Maximum der Tangentialgeschwindigkeit definiert ist, wird um etwa 10% vergrößert. Die Wirksamkeit dieser Änderung von r_{vc} zeigt die große Bedeutung des Wirbelkernradius für die CIVB-Resistenz eines Strömungsfeldes, wie auch Burmberger beobachtet [Bur09]. Für die Konfiguration 4022-12.0 liegt nahe dem Mischrohreintritt ($x/D = -2,5$) ein Wirbelkernradius von $r_{vc}/D = 0,20$ vor (Abb. 4.1). Mit Annäherung an den Brenneraustritt erfolgt dessen Aufweitung, da aufgrund des Wirbelaufplatzens die Verlagerung des Drehimpulses auf höhere Radien erfolgt [Kr03].

Die turbulente Schwankung der Axialgeschwindigkeit ist in Abb. 4.2 dargestellt. Auffällig ist die hohe axiale Turbulenzintensität für Messebenen nahe dem Querschnittsprung in die Brennkammer ($x/D > -1,5$). Sie basiert jedoch auf der

niedrigen mittleren Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der Verzögerung zum Staupunkt der Rückströmzone hin und der Überlagerung der axialsymmetrischen Strömung durch das Präzessieren des Wirbelkerns (vgl. Abschnitt A.2.3). Klammert man diese hohen Werte aus, so liegt ein mittlerer Turbulenzgrad von $T_u = [10...20]\%$ im gesamten Mischrohr vor. Durch Auswertung der Gleichungen (2.11) und (2.12) ergibt sich ein turbulentes Längenmaß von $L_t/D = 0,4$ innerhalb des Mischrohres. Das turbulente Längenmaß entspricht demnach dem Durchmesser des Wirbelkerns, $L_t \approx 2 \cdot r_{vc}$.

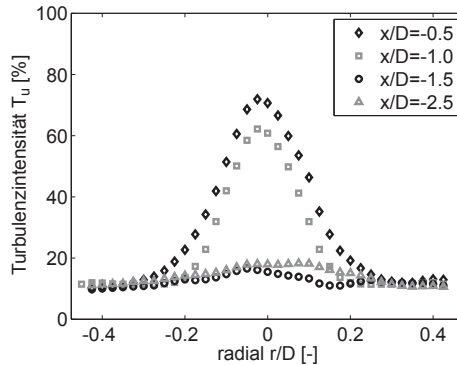


Abbildung 4.2: Turbulente Schwankung der Axialgeschwindigkeitsprofile innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0.

Die Geschwindigkeitsprofile in Abb. 4.1 zeigen, dass die Strömungsform in guter Näherung durch einen Rankine-Wirbel beschrieben werden kann [Bur09]: Ein solcher Wirbel ist eine Kombination aus einem Festkörperwirbel und einem Potentialwirbel. Die Umfangsgeschwindigkeit steigt linear bis zum Wirbelkernradius an und fällt anschließend umgekehrt proportional zum Radius ab. Die Strömungsform des TD^1 -Brenners ist damit vergleichbar mit den Messungen von Kröner [Kr03]. Ein wesentlicher Unterschied liegt jedoch in der Ausdehnung des Wirbelkerns. So erreicht die von Kröner untersuchte Brennergeometrie ihr Maximum der Tangentialgeschwindigkeit bereits bei $r/D \approx 0,05$, der Wirbelkernradius r_{vc} weist damit einen entsprechend kleinen Wert auf.

Durch Variation des Bohrungsdurchmessers d für den axialen Einlass lässt sich beim TD^1 -Brenner der Wirbelkern direkt beeinflussen. Abbildung 4.3 zeigt ex-

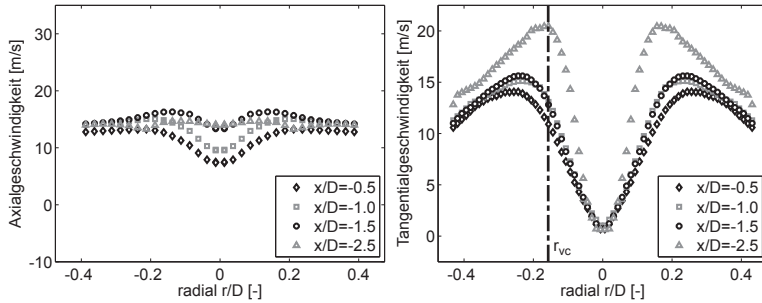


Abbildung 4.3: Entwicklung des Axial- und des Tangentialgeschwindigkeitsprofils innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-9.0.

emparisch die Geschwindigkeitsprofile analog der vorherigen Darstellung für die Geometrieconfiguration 4022-9.0. Die Reduzierung des Durchmessers d des axialen Einlasses von 12,0 mm auf 9,0 mm² reduziert den Wirbelkernradius auf $r_{vc}/D = 0,16$. Der Verlauf der Axialgeschwindigkeit in Abb. 4.3 zeigt den Einfluss dieser geometrischen Variation: Ein axialer Strahl hoher Geschwindigkeit wird nicht erreicht, vielmehr wird bereits weit stromauf der Brenneraustrittsebene die Strömung auf der Achse verzögert. Wie Burmberger zeigt [Bur09], baut ein solches Strömungsfeld durch die Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke weiter Axialgeschwindigkeit ab und verliert dadurch an CIVB-Resistenz. Für einen stabilen Brenner ist daher ein großer Wirbelkern und die dadurch höhere Axialgeschwindigkeit auf der Brennerachse ein wichtiges Designkriterium.

4.1.2 Stabilität

Das makroskopische Stabilitätsverhalten der untersuchten Brennergeometrien lässt sich in Stabilitätskarten visualisieren. Abbildung 4.4 zeigt eine solche Stabilitätskarte des TD^1 -Brenners. Für die Konfigurationen 4022-12.0 und 4032-12.0 sind über der thermischen Leistung die experimentell bestimmten kritischen Luftzahlen aufgetragen, die erstmals die plötzliche Flammenpropagation aufgrund von CIVB zeigen. Für Betriebspunkte höherer Luftzahlen als der kritischen ist der Betrieb sicher, bei Unterschreitung des kritischen Wertes beginnt die Flamme entgegen-

2 entspricht einer Reduzierung des Kernmassenstroms um 25%, siehe Abb. 3.7

gen der Strömungsrichtung zu propagieren. Die Trendlinien, die den Verlauf der kritischen Luftzahl über der Leistung approximieren, zeigen, dass sich mit steigendem Durchsatz die Werte für λ_{krit} zu fetteren Werten verschieben. Dieser Trend wurde auch von Kröner dokumentiert (Abb. 2.15).

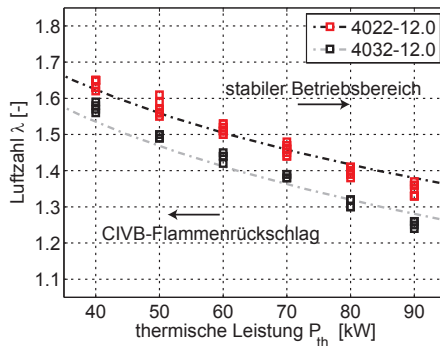


Abbildung 4.4: Stabilitätskarte des untersuchten TD¹-Brenners für die Konfigurationen 4022-12.0 und 4032-12.0: Reduzierter Drall erweitert den sicheren Betriebsbereich.

Zur experimentellen Bestimmung der λ_{krit} -Werte erfolgt zunächst die Zündung der Strömung unter mageren Betriebsbedingungen ($\lambda \approx 2,0$). Anschließend wird die Luftzahl schrittweise mit einem Gradienten von $\Delta\lambda/\Delta t = -0,01s^{-1}$ abgesenkt. Für die Bestimmung der mittleren kritischen Luftzahl λ_{krit} erfolgt die mehrfache Wiederholung dieser Prozedur. Bemerkenswert ist, dass die maximal auftretende Abweichung einzelner Versuche vom ermittelten Mittelwert im Bereich von $\Delta\lambda \leq 0,05$ liegen. Dies ist in Abb. 4.4, in der die einzelnen Messwerte ohne Mittelung für zwei Brennerkonfigurationen eingetragen sind, deutlich sichtbar. Die Mittelwerte, die in dieser Arbeit im Folgenden präsentiert werden, wurden aus zehn Wiederholungen je Betriebspunkt gebildet.

Abbildung 4.4 zeigt, dass der Einfluss der Drallströmungsform auf die Stabilität sehr ausgeprägt ist. So erreicht die Konfiguration 4032-12.0 durch die Reduzierung der Drallstärke aufgrund der größeren offenen Schlitzlänge s ein deutlich weiteres sicheres Betriebsfeld im Vergleich zur Standardkonfiguration 4022-12.0. Bei dieser geometrischen Maßnahme zur Betriebsbereichserweiterung darf man jedoch

nicht aus den Augen verlieren, dass ein Mindestmaß an Drall nötig ist, um den Effekt des Wirbelaufplatzens sicherzustellen. Zudem garantiert ein hoher Drall und eine damit verbundene starke Rückströmung eine kompakte Flamme, ein Schlüsselkriterium für technische Brennersysteme.

Wie im vorherigen Abschnitt anhand der Strömungsfelder diskutiert, beeinflusst ebenso die Variation der axialen Bohrung d und dadurch des Wirbelkernradius r_{vc} die Brennerstabilität. Abbildung 4.5 zeigt die Stabilitätskarte für die Konfiguration 4022 mit den Durchmessern $d = 9,0$ mm und $d = 15,0$ mm für den axialen Einlass. Die Variation des axialen, unverdrallten Kernmassenstroms von ca. 5% auf ca. 12,5% (Abb. 3.7) senkt den approximierten Verlauf der kritischen Luftzahl über dem gesamten Leistungsbereich um etwa $\Delta\lambda \approx 0,1$. Diese Verbesserung im Stabilitätsverhalten ist vergleichbar mit der Wirkung der Reduzierung des Dralls in Abb. 4.4. Die Variation des Wirbelkernradius ist daher eine wirksame Maßnahme zur Betriebsbereichserweiterung von Drallbrennern. Aus diesen Beobachtungen wird ersichtlich, dass für ein optimiertes Brennerdesign ein Kompromiss gewählt werden muss zwischen einem hohen Drall für eine möglichst kompakte Verbrennung und einer mäßig verdrallten Strömung mit einem weiten Wirbelkern für einen weiten Betriebsbereich.

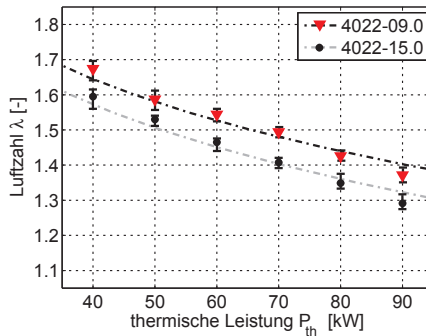


Abbildung 4.5: Stabilitätskarte des untersuchten TD^1 -Brenners für die Variation des Kernmassenstroms: Größere Wirbelkernradien erweitern den sicheren Betriebsbereich.

Die Untersuchungen zum Einfluss der Vorwärmtemperatur und der Brennstoffzusammensetzung liefern für den TD^1 -Brenner Ergebnisse vergleichbar den Be-

obachtungen Kröners: Erhöhte Vorwärmtemperaturen $T_{preheat}$ sowie höhere Wasserstoffanteile X_{H_2} im Brennstoffgemisch steigern das Risiko einer plötzlichen Flammenpropagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Beide Effekte reduzieren den sicheren Betriebsbereich. Detaillierter werden diese Ergebnisse noch in Abschnitt 5 präsentiert und diskutiert.

4.1.3 Chemie-Turbulenz-Interaktion

Ein wesentliches Ergebnis der Arbeiten von Kiesewetter [Kie05; KKS07a] ist die Beobachtung, dass die Relativlage der Flamme bezüglich der Rückströmblase entscheidend für das Auftreten von CIVB-getriebener Flammenpropagation ist (Abschnitt 2.3). Aus diesem Grund wurde die Ausbreitung der Flammenfront und die Bewegung der Rückströmzone simultan erfasst. In ersten Versuchen, die in [KKS07b; KKS08] dokumentiert sind, wurde für Betriebspunkte mit Luftzahlen $\lambda > \lambda_{krit}$ sowie nahe der Rückschlagsgrenzen die Interaktion von Rückströmzone und Flammenfront für den TD^1 -Brenner analysiert. In diesen Versuchen konnte gezeigt werden, dass sich die Flamme überwiegend stromab des Staupunktes der Rückströmzone befindet. Die Dynamik der Interaktion von Strömung und Reaktion führt dabei zu einer gaussförmigen Verteilung des Abstandes Δx zwischen Flammenspitze x_{flame} und Staupunkt x_{bubble} , formal ausgedrückt durch

$$\Delta x = x_{flame} - x_{bubble}. \quad (4.1)$$

Die Verteilung weist einen positiven Mittelwert auf, d.h die Flamme nimmt im Mittel eine Position stromab des Staupunktes ein [KKS07b]. Die auftretenden negativen Werte zeugen aber auch von Flammenpositionen stromauf des Staupunktes. Wie in [KKS08] dokumentiert ist, führen solche Relativlagen jedoch stets zu einer Hemmung der Stromaufbewegung und auch zu einem Rückspülen der Flamme auf stromab gelegene Relativpositionen. Diese Beobachtungen bestätigen die von Kiesewetter gezogenen Schlussfolgerungen: Die Relativlage der Flamme bezüglich der Rückströmblase hat entscheidenden Einfluss auf das Gleichgewicht zwischen der Propagation-induzierenden Kraft aufgrund des baroklinen Drehmoments und der CIVB-hemmenden Kraft aufgrund der Volumenexpansion (vgl. Abb. 2.18 und Gl.(2.35)).

Mit der hohen Repetitionsrate von 1 kHz konnte die Simultanmesstechnik erstmals Informationen zur Interaktion von Strömung und Reaktion auch während der Flammenpropagation liefern. Ein Instantanbild während der Transition der Flamme durch das Mischrohr ist in Abb. 4.6 dargestellt. Es zeigt für einen instabilen

Betriebspunkt der Konfiguration 4022-12.0 ($P_{th} = 40 \text{ kW}$, $\lambda = 1,6$) eine simultane Aufnahme des Geschwindigkeitsfeldes, dargestellt durch entsprechende Vektoren, und der Flammenfront. Deutlich ist der Abstand zwischen Flammenspitze und dem vorderen Staupunkt der Rückströmblase zu erkennen. Zusätzlich ist die Drehrichtung negativer azimuthaler Wirbelstärke η schematisch eingezeichnet.

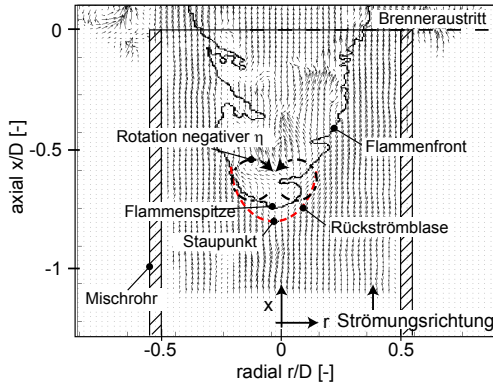


Abbildung 4.6: Simultane Aufnahme des Geschwindigkeitsfeldes und der Flammenfront für die Transition der Flamme durch das Mischrohr.

Dieses Instantanbild entstammt einer Zeitreihe von 28 ms Länge. Die detaillierte Analyse der Flamme-Blase-Interaktion über die gesamte Zeitreihe ist links in Abb. 4.7 dargestellt: Die Position der Flammenspitze und der simultan detektierte Staupunkt der Rückströmblase sind während der makroskopischen Stromaufpropagation über die Versuchszeit geplottet. Man erkennt darin deutlich, wie die Flamme der Strömungsblase folgt. Werden dabei Abstände erreicht, die zu einer erhöhten Wärmefreisetzung nahe des Staupunktes führen, so tritt die von Kiese-wetter postulierte Interaktion zwischen Reaktionszone und Strömungsfeld auf: Die Stromaufbewegung wird gehemmt und gegebenenfalls erfolgt die Verlagerung der Rückströmblase stromab. Die Transition wird durch die Reduzierung der stromaufgerichteten, induzierten Geschwindigkeit (Gl.(2.27)) gehemmt.

Eine detailliertere Analyse des Einflusses der volumetrischen Wärmefreisetzung erfolgte durch weitere Versuchsreihen zur Transition für schnellere Änderungen

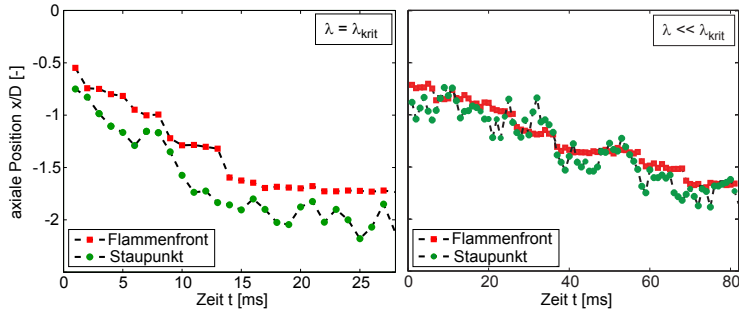


Abbildung 4.7: Zeitreihen der Flammenpropagation nahe der kritischen Luftzahl (links) und bei fetteren Luftzahlen (rechts): Höhere volumetrische Wärmefreisetzung steigert das Auftreten der Flammen-Blasen-Interaktion und verzögert dadurch die makroskopische Stromaufbewegung.

der Luftzahl ($\Delta\lambda/\Delta t < -0,01s^{-1}$). Auf der rechten Seite von Abb. 4.7 ist ebenfalls für die Geometrie 4022-12.0 bei einer thermische Leistung von $P_{th} = 40$ kW die Zeitreihe einer Transition gezeigt. Die Luftzahländerung $\Delta\lambda$ nahe der Rückschlagsgrenze erfolgte in diesem Fall jedoch schneller als im zuvor beschriebenen Versuch. Hierdurch wurde für die Transition eine niedrigere Luftzahl $\lambda \ll \lambda_{krit}$ und damit eine höhere volumetrische Wärmefreisetzung erreicht. Die daraus resultierende Schwächung der Ausbreitung der Flamme entgegen der Strömungsrichtung ist offensichtlich. Neben der häufigeren Interaktion der Reaktion mit der Strömung fällt auch die dadurch bedingte längere Propagationszeit auf. Während die Propagation durch das Beobachtungsfenster von ca. $2 \cdot D$ Höhe nahe der Stabilitätsgrenze etwa 28 ms dauert, benötigt die Flamme für fettere Betriebsbedingungen mit 80 ms deutlich mehr Zeit für die gleiche Strecke.

Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung der Ausbreitungsgeschwindigkeit für verschiedene Durchsätze an deren Stabilitätsgrenzen ($\lambda = \lambda_{krit}$), normiert durch die entsprechende mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Brenneraustritt. Der Mittelwert liegt stets bei negativen Werten, d.h. makroskopisch propagiert die Flamme entgegen der Strömungsrichtung durch das Mischrohr. Jedoch zeigt die Verteilung auch, dass positive Geschwindigkeiten auftreten, die auf der Verlagerung der Flamme stromab beruhen und auf die Wechselwirkung von Flamme und Blase hinweisen. Bemerkenswert ist in Abb. 4.8 die Ähnlichkeit der Verteilungen verschiedener Leistungen. Diese Beobachtung belegt für die hier präsentierten Unter-

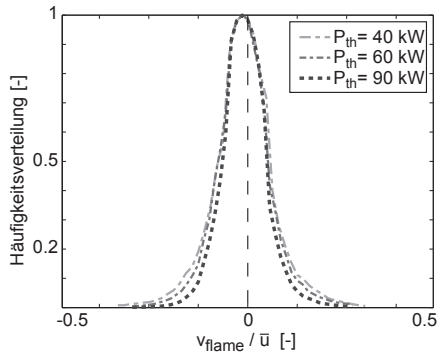


Abbildung 4.8: Normierte Häufigkeitsverteilung der Ausbreitungsgeschwindigkeit für drei verschiedene Leistungen an der jeweiligen Rückschlagsgrenze: Normiert auf die jeweilige mittlere Strömungsgeschwindigkeit ergeben sich ähnliche Verläufe.

suchungen die Gültigkeit der Proportionalität von Ausbreitungsgeschwindigkeit zur Tangentialgeschwindigkeit, wie es auch in verschiedenen Veröffentlichungen beschrieben ist [Cho76; Ash96; IMH⁺98]. Zudem zeigt sie, dass die Interaktion von Strömung und Reaktion für den gesamten Leistungsbereich des untersuchten Brenners die Flammenausbreitung ähnlich beeinflusst.

In Abb. 4.7 rechts sind Zustände erfasst, für die durch die ungünstige Flammenlage die Rückströmzone weit stromab getrieben wird. Dabei kann die Flamme in einzelnen Fällen der Rückströmblase nicht folgen, negative Abstände zwischen Flamme und Blase nach Gl.(4.1) treten auf. Eine normierte Häufigkeitsverteilung für den relativen Abstand zwischen Flammenspitze und Staupunkt der Rückströmblase ist in Abb. 4.9 für zwei thermische Leistungen dargestellt. In diesen Histogrammen wurden Daten verschiedener Zeitreihen für die Transition der Flamme nahe der Rückschlagsgrenzen zusammengefasst. Trotz der begrenzten Anzahl an Messwerten³ ist die gaussförmige Verteilung gut zu erkennen. Zudem ergibt sich für den Abstand Δx zwischen Flammenspitze und Staupunkt der Rückströmblase ein leistungsinvarianter Mittelwert von ca. $\Delta x/D = 0,25$.

³ Einzelne Zeitreihen von Flammenrückschlägen ergeben aufgrund des begrenzten Zeitfensters durchschnittlich nur 30 Messwerte, vgl. Abb. 4.7 links.

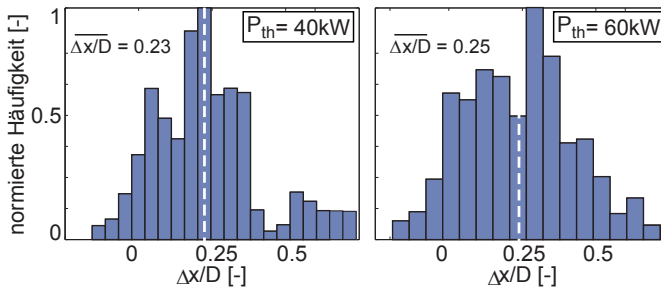


Abbildung 4.9: Normierte Häufigkeitsverteilung des Abstandes zwischen Flammenspitze und Staupunkt für $P_{th} = 40 \text{ kW}$ und $P_{th} = 60 \text{ kW}$ an der jeweiligen Rückschlagsgrenze: Es ergibt sich ein leistungsinvarianter Mittelwert $\overline{\Delta x/D}$.

Diese Beobachtung des leistungsinvarianten Abstandes zwischen Flammenspitze und Staupunkt wird durch Untersuchungen weiterer Leistungspunkte bestätigt. Aufgrund der gesteigerten Ausbreitungsgeschwindigkeit durch deren Proportionalität mit den höheren, mittleren Strömungsgeschwindigkeiten liefert die begrenzte zeitliche Auflösung von 1 kHz jedoch zu wenige Datenpunkte für Betriebspunkte $P_{th} > 60 \text{ kW}$. Die Analyse der Chemie-Turbulenz-Interaktion für höhere Durchsätze ist mit der aktuellen Messausstattung nicht zu realisieren. Dass diese Beobachtung jedoch auch für höhere Durchsätze gültig ist, belegen die numerischen Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 4.2).

Die Leistungsinvarianz des kritischen Abstandes Δx_{krit} ist durch die Betrachtung der lokalen Transportprozesse zu verstehen (Abb. 4.10): Über die Blasenkontur, die sich aus dem Gleichgewicht zwischen der Anströmung und der innerhalb der Rückströmblase stromauf gerichteten Strömung ausbildet, erfolgt kein konvektiver Transport. Sie kann als feste Grenze betrachtet werden. Auch innerhalb der Rückströmblase ist die Geschwindigkeit von untergeordneter Bedeutung. Der Stoffaustausch und der Wärmetransport zwischen verbranntem und unverbranntem Gemisch über die Flammenfront erfolgt hauptsächlich durch Diffusion. Die Flammenlage ist das Resultat dieses Diffusionsprozesses und ist damit unabhängig von den vorliegenden Geschwindigkeiten. Da sich die Diffusion zwischen den kritischen Betriebspunkten nicht wesentlich ändert, verändert sich bei Steigerung der Strömungsgeschwindigkeiten auch nicht die relative Flammenlage. Der kriti-

sche Abstand Δx_{krit} ist durch das Diffusionsgleichgewicht bestimmt und daher leistungsinvariant.

Auch im Fall der Vorwärmung des Brennstoff-Luft-Gemisches bleibt dieser kritische Wert unverändert: Die Erhöhung der Vorwärmtemperatur $T_{preheat}$ führt zu einer Steigerung der Diffusion und dadurch im Fall ansonst gleicher Randbedingungen zu einer Verschiebung des Gleichgewichts zu einem geringeren Abstand zwischen Flammenspitze und Staupunkt. Durch die bei Vorwärmung zu beobachtende Verschiebung der Stabilitätsgrenzen zu mageren Luftzahlen, wie es noch in Abb. 4.13 für den TD^1 -Brenner gezeigt und auch von [Krö03] beobachtet wird, wird diese Steigerung der Diffusion jedoch ausgeglichen. Der leistungsinvariante, kritische Abstand Δx_{krit} , der an der Stabilitätsgrenze zwischen Flammenspitze und Staupunkt vorliegt, ist dadurch auch bei Variation der Vorwärmtemperatur unverändert. Hingegen nehmen Änderungen in der Brennstoffzusammensetzung Einfluss auf die Gleichgewichtslage. Wie noch in Abschnitt 5.2.2 gezeigt wird, muss daher bei Steigerung des Wasserstoffanteils X_{H_2} im Brennstoffgemisch durch Berücksichtigung der Mischungsspezifischen Lewiszahl Le der kritische Abstand Δx_{krit} skaliert werden.

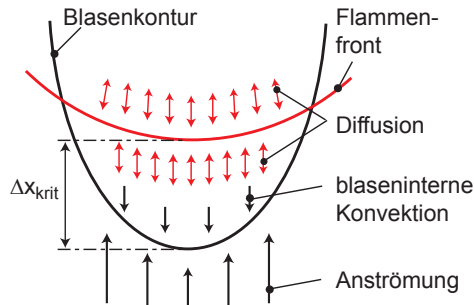


Abbildung 4.10: Erklärung für den leistungsinvarianten kritischen Abstand Δx_{krit} : Durch die geringen Strömungsgeschwindigkeiten ist die Positionierung der Flammenfront innerhalb der Strömungsblase ein Resultat eines Diffusionsgleichgewichts.

4.1.4 Flammenregime

Eine weitere, wesentliche Beobachtung in Abb. 4.6 ist, dass für den TD^1 -Brenner eine scharf definierte Flammenfront innerhalb der Rückströmblase vorliegt. Der Grund für diese Flammenform ist die mäßige Turbulenz im Umfeld der Flammenwurzel. Der Brennstoffumsatz erfolgt hier quasi-laminar. Die vorliegende Reaktion ist dem sogenannten *flamelet*-Regime zuzuordnen, im Diagramm zur Einteilung der vorgemischten Verbrennung nach Peters [Pet06] (Abb. 2.8) der Bereich der gewellten und gefalteten Flammen. Sowohl für den stabilen Betrieb der freibrennenden Flamme (siehe [KKS08] und Anhang A.1.3) als auch für den eingeschlossenen Fall innerhalb des Mischrohres stellt sich im Bereich der Flammenwurzel ein Verbrennungsregime mit mäßiger Turbulenz ein.

Diese Beobachtung ist ein essentieller Unterschied zu den Ergebnissen von Fritz. Für den von ihm untersuchten Brenner liegt ein ausgedehntes Reaktionsvolumen mit einer homogenen Reaktivität an der Flammenwurzel vor. Diese Charakterisierung findet sich im Bereich hoher Turbulenz und mäßiger Reaktivität wieder und wird im klassischen Borghi-Diagramm als PSR-Regime bezeichnet [Bor85].

Aufbauend auf den Beobachtungen von Fritz bezüglich des Flammenregimes postuliert Kröner, dass für ihre Geometrie nur lokales Flammenlöschen die Flammenpropagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens verhindern kann [KSF⁺07]. Das Auftreten des Flammenrückschlags korreliert er daher mit Hilfe eines Zeitmaßes τ_{PSR} zur Beschreibung des lokalen Flammenlöschens eines homogen gerührten Reaktors. Mit Hilfe des C_{quench} -Modells skaliert Kröner erfolgreich die Stabilitätsgrenze seines Brenners (siehe Abschnitt 2.3.2).

Konsequenz des beschriebenen Unterschieds im lokalen Flammenregime ist, dass für die beiden Brenner unterschiedliche, chemische Zeitmaße im Bereich der Flammenwurzel von Bedeutung sind. Das von Kröner für seinen Zeitskalenvergleich (Gl.(2.34)) verwendete Zeitmaß τ_{PSR} aus Chemkin-Berechnungen ist nicht für die chemische Reaktion im Fall des TD^1 -Brenners charakteristisch. Für diesen mäßig turbulenten Brenner ist das Diffusionsgleichgewicht, welches zu dem erwähnten Relativabstand zwischen Flammenspitze und Blasenstauungspunkt führt (Abb. 4.10), ausschlaggebend. Aufbauend auf diesen Beobachtungen wird das für diesen Brenner entscheidende Zeitmaß in Abschnitt 5 phänomenologisch hergeleitet.

4.2 Berechnung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens

Das Schema zur Erklärung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens nach Kiese Wetter (Abb. 2.20) basiert auf der numerischen Berechnung einer speziellen Geometrie. Die Bestätigung dieses Schemas durch die Erweiterung der Datenbasis um Berechnungen des TD^1 -Brenners ist Ziel des folgenden Abschnitts. Die Verbrennungsmodellierung erfuhr aufgrund der essentiellen Unterschiede in den vorliegenden Verbrennungsregimes eine Anpassung (Abschnitt 3.3.3). Die weiteren Modelle und Diskretisierungen entsprechen Kiese Witters Umsetzung aufgrund ihrer in [Kie05] gezeigten Eignung für die Wiedergabe der CIVB-getriebenen Flammenpropagation. Im Folgenden werden die erreichten Ziele und Ergebnisse präsentiert.

4.2.1 Wiedergabe des Phänomens

Von wesentlicher Bedeutung für die erfolgreiche Simulation des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens ist die korrekte Wiedergabe des makroskopischen Erscheinungsbildes der Flammenpropagation⁴. Abbildung 4.11 präsentiert analog zur experimentellen Ergebnisdarstellung den zeitlichen Verlauf von zwei numerisch berechneten Flammentransitionen durch das Mischrohr. Als charakteristische Flammenposition wurde die Grenze für die Fortschrittsvariable von $c = 0,05$ verwendet, als Staupunkt der stromauf propagierenden Rückströmblase der Nulldurchgang der axialen Strömung. Die linke Abbildung zeigt die Flammenpropagation für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 bei der thermischen Leistung $P_{th} = 40$ kW und der Luftzahl $\lambda_{krit} = 1,60$. Diese Betriebsparameter sind identisch mit den Randbedingungen von Abb. 4.7. Das numerische Ergebnis kann direkt mit der experimentellen Beobachtung in Abb. 4.7 (links) verglichen werden. Die Simulation gibt das Phänomen insbesondere hinsichtlich folgender Aspekte makroskopisch korrekt wieder: Zum einen folgt die Flammenspitze dem vorderen Staupunkt der abgeschnürten Rückströmblase. Der zu beobachtende, mittlere Abstand von $\Delta x/D \approx 0,25$ nach Gl.(4.1) ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten Mittelwert (Abb. 4.9). Zum anderen propagiert die Reaktionszone durch die Beobachtungsstrecke in einem mit dem Experiment vergleichbaren Zeitfenster. Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Numerik stimmt daher ebenfalls gut mit dem experimentellen Mittelwert überein.

⁴ Auf die Validierung der kalten Strömung wird hier verzichtet, sie ist in Anhang A.2.1 präsentiert.

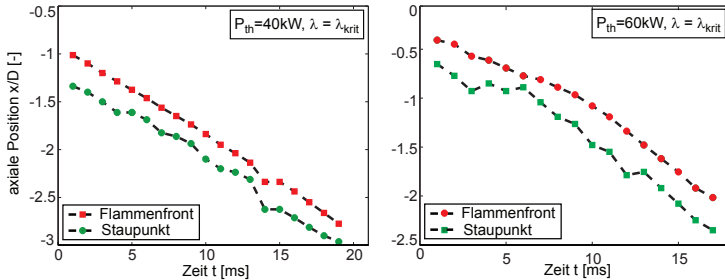


Abbildung 4.11: Simulierte Zeitreihe der Flammenpropagation bei Erreichen der kritischen Luftzahl für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 bei $P_{th} = 40$ kW und bei $P_{th} = 60$ kW.

Abbildung 4.11 rechts präsentiert die Interaktion der Flamme und der Rückströmblase während des Flammenrückschlages für den Betriebspunkt $P_{th} = 60$ kW mit $\lambda_{krit} = 1,50$. Auch dieses Simulationsergebnis zeigt einen vergleichbaren Abstand zwischen Flammenspitze und Staupunkt von $\Delta x/D \approx 0,25$. Dieses Resultat untermauert die experimentelle Beobachtung des leistungsinvarianten, kritischen Abstands, wie er in Abb. 4.9 beobachtet wurde. Auch weitere Betriebspunkte, die numerisch hinsichtlich ihrer Stabilität untersucht wurden (Abschnitt 4.2.2), liefern ein entsprechendes Bild.

4.2.2 Quantitative Berechnung von Stabilitätskarten

Die quantitative Berechnung der Stabilitätskarten erfolgte für ausgewählte Konfigurationen und Betriebsparameter, um den Einfluss folgender Parameter zu erfassen:

- thermische Leistung P_{th}
- Wirbelkernradius r_{vc}
- Gemischtemperatur $T_{preheat}$

Für die Simulation des Auftretens plötzlicher Flammenpropagation wurde die Luftzahl in diskreten Schritten von $\Delta\lambda = 0,1$ abgesenkt und instationäre Rechnungen für die thermischen Leistungen $P_{th} = [40, 60, 80]$ kW durchgeführt. Abbildung

4.12 zeigt den Vergleich der experimentell ermittelten Rückschlagsgrenzen und der numerisch berechneten Werte für die Konfigurationen 4022-12.0 und 4022-15.0. Die Variation des Kernmassenstroms erfolgte gemäß Abb. 3.7. Relevant sind die Luftzahlen, die erstmals die Transition der Flamme durch das Mischrohr zeigen. Aufgrund der beschriebenen Schrittweite geben diese Zahlen nur ungefähr die experimentell gemittelten Werte wieder. Dies berücksichtigend, stimmen die numerischen Ergebnisse mit den experimentell ermittelten Rückschlagsgrenzen gut überein. Der Einfluss des Wirbelkernradius wird ebenfalls richtig wiedergegeben: Für die Konfiguration 4022-12.0 (links) liegt die Stabilitätsgrenze bei höheren Luftzahlen als für die Konfiguration 4022-15.0 (rechts). Die Vergrößerung des Wirbelkernradius führt zu einer Erweiterung des sicheren Betriebsbereiches, wie in der experimentellen Untersuchung bereits beobachtet wurde (Abb. 4.5).

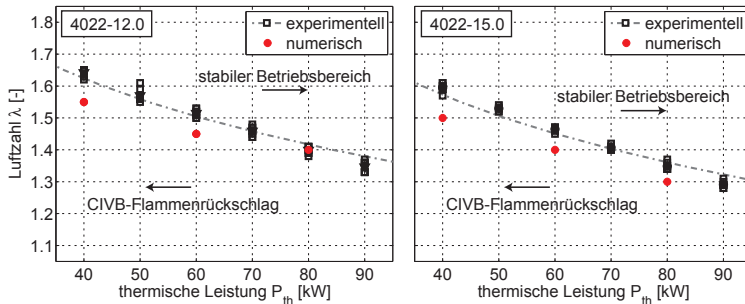


Abbildung 4.12: Stabilitätskarten der TD^1 -Konfigurationen 4022-12.0 und 4022-15.0: Vergleich der experimentell ermittelten Grenzen mit Simulationsergebnissen.

Desweiteren wurde das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen in Abhängigkeit der Vorwärmtemperatur $T_{preheat}$ des Brennstoff-Luft-Gemisches untersucht. Durch Verwendung der Gleichungen (2.16) - (2.18) im Verbrennungsmodell nach Schmid [Sch95] geht die Vorwärmung direkt in den Quellterm $\bar{\omega}$ ein. Wie noch im folgenden Abschnitt näher erörtert wird, ergibt sich experimentell eine annähernd lineare Verschiebung der kritischen Luftzahl λ_{krit} mit Erhöhung der Gemischtemperatur $T_{preheat}$:

$$\frac{\Delta\lambda_{krit}}{\Delta T_{preheat}} = \frac{0,1}{100\text{ K}}$$

In Abb. 4.13 ist diese Anhebung der Stabilitätsgrenze für den Betriebspunkt $P_{th} = 60$ kW thermischer Leistung über die Vorwärmtemperatur im untersuchten Bereich von $T_{preheat} = [290 - 420]$ K aufgetragen [KS09c]. Die numerischen Ergebnisse stimmen gut mit den experimentellen Beobachtungen überein. Dieses Resultat unterstreicht die Eignung des implementierten Verbrennungsmodells für die Simulation des TD^1 -Brenners.

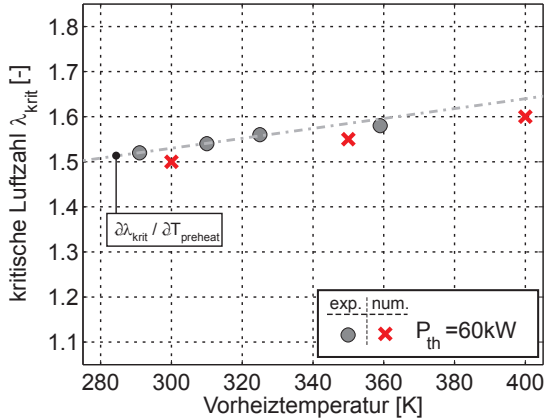


Abbildung 4.13: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf CIVB-Rückschlagsgrenzen: Die numerischen Ergebnisse stimmen gut mit den experimentell bestimmten, kritischen Luftzahlen λ_{krit} als Funktion der Vorwärmtemperatur $T_{preheat}$ überein.

4.2.3 Auswertung der azimuthalen Wirbelstärke

Die bisherigen Vergleiche von experimentellen Beobachtungen und numerischen Ergebnissen dienen zur Validierung der durchgeführten Simulationen. Aufgrund der durchwegs guten Übereinstimmungen können die numerischen Berechnungen nun im Folgenden verwendet werden, um die experimentell nicht zu bestimmende Verteilung der azimuthalen Wirbelstärke innerhalb der Mittelebene des Mischrohrs während der Flammentransition zu ermitteln. Abbildung 4.14 zeigt für den kritischen Betriebspunkt bei $P_{th} = 40$ kW die Beiträge der von der Reaktion abhängigen Terme der Wirbeltransportgleichung nach Gl.(2.35) innerhalb des Mischrohrs.

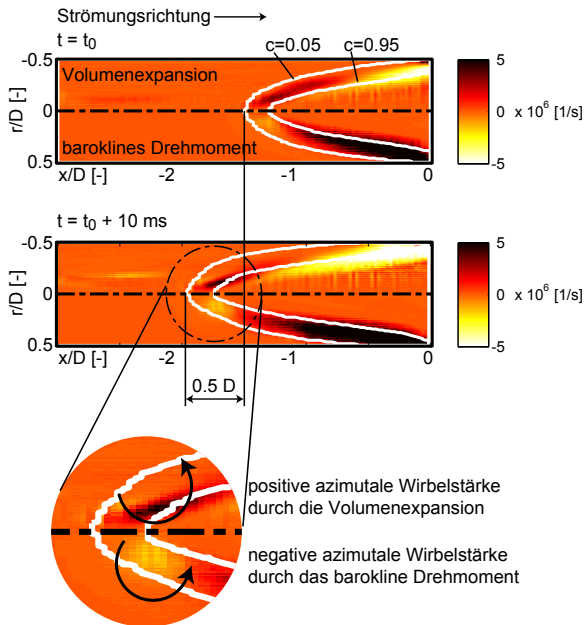


Abbildung 4.14: Planare Verteilung der zeitlichen Änderung azimuthaler Wirbelstärke während der Transition durch das Mischrohr, aufgeteilt in die von Reaktion abhängigen Terme der Gl.(2.35): Die von Kiewewetter postulierte, gegensätzliche Wirkung von Volumenexpansion (oben) und baroklinen Drehmoment (unten) ist offensichtlich.

Für zwei Momentaufnahmen während der Flammenpropagation⁵ sind jeweils der Beitrag der Volumenexpansion (obere Ebenenhälfte) und des baroklinen Drehmoments (unten) in Falschfarben dargestellt. Zusätzlich sind die Isolinien der Fortschrittsvariablen c für die Werte $c = 0,05$ und $c = 0,95$ eingetragen. Diese zwei Momentaufnahmen mit einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 10$ ms zeigen die von Kiewewetter postulierte Gegensätzlichkeit der beiden reaktionsabhängigen Beiträge: Die Volumenexpansion führt im weiten Umfeld um die Flammenspitze zu ei-

5 Ergänzend zu diesen Momentaufnahmen zeigt Anhang A.2.2 die Verteilung der Änderung azimuthaler Wirbelstärke für weitere Momentaufnahmen. Auch die Betrachtung von Zeitreihen bestätigt die Theorie nach Kiewewetter.

ner positiven Änderung der azimuthalen Wirbelstärke, das barokline Drehmoment hingegen reduziert diese Wirbelstärke. Das gegensätzliche Wirken ist in der Detailansicht schematisch durch Pfeile dargestellt: Während die Volumenexpansion zu azimuthaler Wirbelstärke mit positivem Drehsinn führt, bedingt die negative Änderung der azimuthalen Wirbelstärke aufgrund des baroklinen Drehmoments eine Drehung in negativem Sinn.

Durch den deutlich stärkeren Dichtegradienten im Vergleich zu den Ergebnissen von [Kie05] ergibt sich ein lokal eng begrenztes Wirken des baroklinen Drehmoments. In Summe erreichen die Änderungen der azimuthalen Wirbelstärke dennoch eine ausreichend starke, stromauf wirkende Kraft, die zu einer Flammenpropagation entgegen der Strömungsrichtung führt.

Die Propagation der Flamme, dargestellt durch die Linien der Fortschrittsvariablen $c = 0,05$ und $c = 0,95$, ist in Abb. 4.14 offensichtlich. In dieser Abbildung erkennt man zusätzlich, dass aufgrund dreidimensionaler Effekte wie dem Präzessieren des Wirbelkerns die geometrische Brennerachse keine Symmetrieachse für die Flamme darstellt. Die dreidimensionalen Effekte, die in Experimenten beobachtet werden können, werden auch in der instationären 3D-Rechnung wiedergegeben⁶. Wie in [Kie05] ausgeführt, beeinflussen diese jedoch nicht die CIVB-getriebene Flammenpropagation und werden daher nicht näher analysiert.

Mit diesen Rechenergebnissen kann gefolgert werden, dass trotz des unterschiedlichen Erscheinungsbildes, welches für die Reaktionszone des TD^1 -Brenners im Vergleich zur Geometrie von Kröner beobachtet wird, die von Kiesewetter präsentierte Vorstellung zur CIVB-getriebenen Flammenpropagation (Abb. 2.20) allgemeine Gültigkeit besitzt. Sowohl die experimentellen als auch die numerischen Daten zum TD^1 -Brenner führen zu diesem Schluss.

4.3 Schlussfolgerungen für bestehende Modellvorstellungen

Die experimentellen und numerischen Untersuchungen am TD^1 -Brenner zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen haben gezeigt, dass Teilaspekte der bestehenden Modellvorstellungen auch auf diese Geometrie zutreffen.

- Die Produktion negativer, azimuthaler Wirbelstärke ist auch in den vorliegenden Untersuchungen Ursache für das Auftreten plötzlicher Flammenpropagation. Die in [Kie05] beschriebene Bedeutung der relativen Flammenlage

⁶ Anhang A.2.3 präsentiert numerische und experimentelle Daten zur Präzession des Wirbelkerns und zeigt deren gute Übereinstimmung.

lässt sich auch in Simulationen der TD^1 -Geometrie beobachten. Die Positionierung der Flamme innerhalb der Rückströmzone ist entscheidend dafür, ob die induzierte, stromaufgerichtete Kraft zur plötzlichen Flammenpropagation führen kann. Darüber hinaus bestätigen die experimentellen Versuchsergebnisse mit unterschiedlichen Luftzahlgradienten im Bereich der Stabilitätsgrenzen (Abb. 4.7), dass die volumetrische Wärmefreisetzung und das barokline Drehmoment konträre Wirkung auf die Produktion azimuthaler Wirbelstärke besitzen.

- Für den TD^1 -Brenner lässt sich im Bereich der Flammenwurzel ein Abstand zwischen Flammenspitze und dem Staupunkt der Rückströmblase beobachten, wie es auch für die von Kröner untersuchte Geometrie beobachtet wurde [Fri03; Kie05]. Dieser Abstand unterliegt dabei einer hohen Dynamik der Chemie-Turbulenz-Interaktion. Diese führt während der Flammenpropagation dazu, dass die Verteilung des Abstandes eine weite Streuung aufweist. Das volumetrische Flammenlöchen des Großteils der Rückströmblase, wie es in [Kr03] beschrieben wurde, kann hingegen nicht beobachtet werden. Dies ist eine Konsequenz der unterschiedlichen Flammenregimes, die im Bereich der Flammenwurzel für die Geometrien beobachtet wurden.

Zusätzlich zu diesen Aspekten früherer Arbeiten liefern die Untersuchungen am TD^1 -Brenner neue Erkenntnisse zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen unter mäßig turbulenten Bedingungen:

- Numerische Simulationen für unterschiedliche Betriebspunkte dieses Brenners zeigen, dass für einen mittleren Abstand $\Delta x/D \approx 0,25$ die lokalen Bedingungen um die Flammenspitze zu einer stromaufgerichteten Kraft führen (Abb. 4.11). Diese Kraft wird induziert durch die Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke und ruft eine Stromaufverlagerung der Flammenwurzel hervor. Dieses Ergebnis basiert auf Reynolds-gemittelten Berechnungen, die zudem eine mittlere Flammenzone mit einer Ausdehnung des charakteristischen Längenmaßes L_t aufweisen (Abb. 3.9). Diese Beobachtung wird jedoch auch von den experimentellen Resultaten belegt: Auch in Abb. 4.9 zeigt sich ein leistungsinvarianter Mittelwert $\Delta x/D \approx 0,25$ während der dynamischen Flammenpropagation.
- Von besonderer Bedeutung ist darüber hinaus die experimentell beobachtete Flammenform einer scharf definierten Reaktionszone mit mäßigem Turbulenzeinfluss. Aufbauend auf den experimentellen Simultandaten wurde die Verbrennungsmodellierung entsprechend angepasst. Diese Adaption ermöglicht in der instationären, RANS-gemittelten Strömungsrechnung die Wie-

dergabe der Flammentransition für verschiedene TD^1 -Konfigurationen und unterschiedliche Betriebsparameter. Das makroskopische Erscheinungsbild der Flammentransition wird dabei korrekt wiedergegeben. Es ergibt sich die Schlussfolgerung, dass die CIVB-getriebene Flammenpropagation nicht von einer breiten Flammenzone, wie es im PSR-Regime vorliegt, abhängig ist. Vielmehr erreicht auch eine dünne Reaktionszone ohne turbulente Aufdickung, die im Bereich gefalteter Flammen einzuordnen ist, die nötige Wärmefreisetzung und Dichtegradienten, die eine Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke ermöglichen.

Die Beobachtung des volumetrischen Flammenlöschens [Fri03] ist eine Grundvoraussetzung in der Modellvorstellung nach [Krö03]. Gerade jedoch die Abweichungen zwischen experimentell bestimmten und durch das C_{quench} -Modell skalierten Rückschlagsgrenzen (Abb. 2.15) im Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeiten fordern eine detailliertere Betrachtung, ob das τ_{PSR} -Zeitmaß allgemeingültig und unabhängig von dem vorliegenden Turbulenzniveau zur Skalierung von Stabilitätsgrenzen mittels eines Zeitskalenvergleichs verwendet werden kann. Die Beobachtungen anhand des TD^1 -Brenners legen vielmehr nahe, dass für moderat turbulente Drallströmungen das Diffusionsgleichgewicht im Bereich der Flammenwurzel (Abb. 4.10) von entscheidender Bedeutung für die Interaktion zwischen Flamme und Strömung ist.

Im Folgenden werden nun die Beobachtungen des leistungsinvarianten, mittleren Abstands $\Delta x_{krit}/D$ zwischen Flammenspitze und Staupunkt sowie der mäßig gefalteten Flammenfront genutzt, um ein Skalierungsgesetz für CIVB-Flammenrückschläge bei mäßiger Turbulenz abzuleiten. Die Kopplung mit der Vorarbeit von Kröner [Krö03] wird abschließend ein allgemein gültiges Skalierungsgesetz für CIVB-Flammenrückschläge ergeben.

5 Vorhersage von CIVB Flammenrückschlägen

Im Folgenden werden die verschiedenen Brennergeometrien, die hinsichtlich Flammenpropagation aufgrund von CIVB durch Kröner und im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, detaillierter bezüglich der Turbulenz-Chemie-Wechselwirkungen charakterisiert. Für den TD^1 -Brenner wird ein phänomenologisches Prinzipschema entwickelt, das die zuvor geschilderten experimentellen und numerischen Beobachtungen berücksichtigt. Ein Skalierungsmodell zur Vorhersage der plötzlichen Flammenpropagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens für moderat turbulente Drallströmungen wird daraus abgeleitet. Insbesondere stehen die chemischen und turbulenten Randbedingungen im Bereich der Flammenwurzel im Fokus. Schließlich erfolgt die Kopplung dieses neuen Skalierungsansatzes mit dem Skalierungsgesetz für hoch turbulente Drallströmungen nach Kröner [Krö03].

5.1 Grenzen des Modells für intensive Turbulenz

Die erfolgreiche Skalierung der Rückschlagsgrenzen in Abb. 2.15 durch Kröner zeigt den weiten Gültigkeitsbereich des Modells nach Gl.(2.34) für die von Fritz und Kröner untersuchte Brennergeometrie. Vergleicht man diese und die in dieser Arbeit untersuchte Brennergeometrie, so fallen jedoch folgende wesentliche Unterschiede auf:

- Die gemessenen Wirbelkernradien unterscheiden sich wesentlich. Während Kröner ein $r_{vc}/D \approx 0,05$ bestimmt (S. 82 [Krö03]), ergibt sich für die Standardkonfiguration des TD^1 -Brenners ein $r_{vc}/D \approx 0,2$.
- Desweiteren bestimmt Fritz ein sehr hohes Turbulenzniveau innerhalb einer stark ausgeprägten Rückströmzone (S. 176ff [Fri03]). Hohe Schwankungsgeschwindigkeiten ergeben sich, die bei vergleichbaren Durchsätzen bis zu eine Größenordnung über der Schwankungsgeschwindigkeit des TD^1 -Brenners liegen [KS09c].

Aufgrund dieses wesentlichen Unterschieds in der Turbulenz ist auch die Beobachtung unterschiedlicher Flammenregimes eine zu erwartende Konsequenz: Während im Fall von Krönere Geometrie die turbulenten Skalen in die Reaktionszone

eindringen und zu einer weiten Reaktionszone vergleichbar einem ideal gerührten Reaktor führen, ergibt sich für den TD^1 -Brenner nur eine leichte Faltung der Flammenoberfläche (Abb. 4.6) aufgrund mäßiger Turbulenz.

Die beobachteten Unterschiede zwischen dem von Kröner untersuchten Brenner und dem TD^1 -Brenner werden durch den Vergleich der charakteristischen Zeit- und Längenmaße der Chemie und Turbulenz deutlich. Hierzu erfolgt die graphische Gegenüberstellung dieser Maße nach Peters [Pet06]: Abbildung 5.1 enthält Datenpunkte der lokal an der Flammenspitze vorherrschenden Bedingungen für die kritischen Betriebspunkte der beiden untersuchten Brennergeometrien. Da die Wirbelstrukturen an der Flammenspitze abhängig vom Wirbelkernradius sind, d.h. $L_t \sim r_{vc}$, wird für diesen Vergleich lokaler Bedingungen der Wirbelkerndurchmesser als charakteristisches Längenmaß verwendet. Die chemischen Größen werden nach [Pet94] und [Tur00] bestimmt.

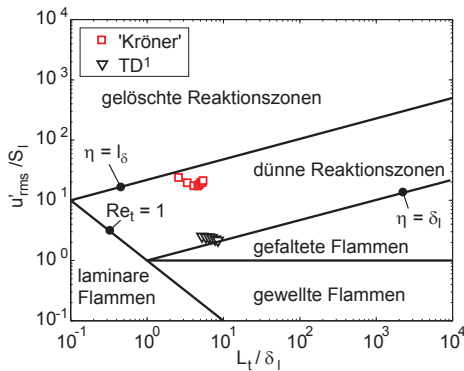


Abbildung 5.1: Flammenregimes der kritischen Betriebspunkte für den von Kröner untersuchten Brenner und den TD^1 -Brenner im Diagramm nach [Pet06]: Offensichtlich liegen im Bereich der Flammenwurzel unterschiedliche Flammenregimes für die untersuchten Brenner vor.

Die lokalen Bedingungen im Bereich der Flammenwurzel des TD^1 -Brenners zeugen deutlich von mäßiger Turbulenz in diesem Bereich. Die Reaktionszone stellt sich als gefaltete Flammenfronten dar, wie es die instantanten Simultanaufnahmen mit der PIV-LIF-Messtechnik zeigen (Abb. 4.6). Die Datenpunkte für den von Kröner untersuchten Brenner hingegen belegen die Beobachtungen, die Fritz zu sei-

dem Prinzipschema zur Flammenpropagation führen (Abschnitt 2.3.2): Durch die starke Turbulenz tritt die Reaktionszone innerhalb der Rückströmblase stark aufgedickt und homogen reagierend auf. Das Skalierungsmodell nach Kröner besitzt daher durch die Verwendung des chemischen Zeitmaßes τ_{PSR} eine weite Gültigkeit für den von ihm untersuchten Brenner. Für die Skalierung von Rückschlagsgrenzen mäßig turbulenter Brenner im Allgemeinen und des TD^1 -Brenners im Speziellen ist eine Anpassung der verwendeten Zeitskalen jedoch zwingend nötig. Der Abstand von einer Größenordnung, der zwischen den Datenpunkten der in Abb. 5.1 verglichenen Brenner auf der Ordinate des Diagramms zu beobachten ist, verdeutlicht diese Forderung.

5.2 Modell für mäßige Turbulenz

Anhand der eigenen Untersuchungen am TD^1 -Brenner werden im Folgenden phänomenologisch die charakteristischen Zeitskalen abgeleitet und zu einem Skalierungsgesetz kombiniert, das die Skalierung des Auftretens CIVB-bedingter Flammenpropagation für mäßig turbulente Brenner ermöglicht.

5.2.1 Herleitung

Wie in Abschnitt 4.3 zusammengefasst, liefert die nähere Analyse im Bereich der Flammenwurzel des TD^1 -Brenners die folgenden zwei Beobachtungen: Zum einen liegt aufgrund der schwachen Turbulenz eine mäßige Faltung der Flammenfront innerhalb der Rückströmblase vor. Zum anderen zeigt sich, dass der Abstand zwischen Flammenspitze und Staupunkt der Rückströmblase für das Auftreten der Flammenpropagation einen leistungsinvarianten Wert Δx_{krit} besitzt. Abbildung 5.2 nutzt diese Informationen und gibt ein entsprechendes Schema für den stabilen Betriebszustand sowie für den kritischen Zustand wieder. Dargestellt sind jeweils im Halbschnitt die Brennerachse, die Flammenfront und die Vorderfront der Rückströmblase. Für den stabilen Betrieb (Fall a, links) ergibt sich eine mittlere Position der Flammenspitze weiter stromab des Staupunkts der Rückströmblase als für den kritischen Betriebsbereich (Abb. 4.9), d.h. $\Delta x > \Delta x_{krit}$. Eine dünne und nur mäßig durch Turbulenz gefaltete Flammenfront innerhalb der Rückströmblase liegt vor. Das reaktive Volumen innerhalb der Blase, welches von der Außenkontur der Rückströmblase und der Flammenfront eingeschlossen wird, ist proportional zu

$$V_{reaktiv} \sim D^2 \cdot \Delta x.$$

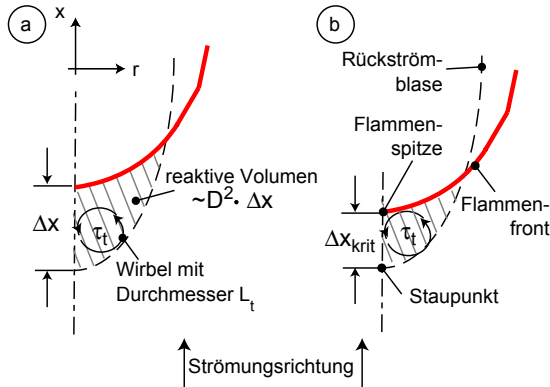


Abbildung 5.2: Prinzipschema zur Erklärung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens für Betriebsparameter mäßiger Turbulenz [KS09c]: Fall a) schildert die Situation des stabilen Betriebs, Fall b) die Situation beim Einsetzen plötzlicher Flammenpropagation aufgrund von CIVB.

Der Zustand am kritischen Betriebspunkt ist in Fall b (rechts) dargestellt: Durch Absenkung der Luftzahl λ nähert sich die Flammenspitze dem Staupunkt der Rückströmblase an [KKS08]. Der mittlere Abstand erreicht dabei den experimentell wie numerisch bestimmten und leistungsinvarianten kritischen Abstand $\Delta x_{krit} \approx 0,25 D$. Das reaktive Volumen wird entsprechend reduziert. Im Bereich der Flammenwurzel liegen Wirbel des Ausmaßes $L_t \sim r_{vc}$ vor. Das charakteristische Zeitmaß für diese Wirbelklasse, bezeichnet als τ_t , kann dabei analog [Kr03] durch

$$\tau_t = \frac{L_t}{u'} \sim \frac{D}{\bar{u}} = \tau_u \quad (5.1)$$

abgeschätzt werden und dient für einen Zeitskalenvergleich zur Charakterisierung der turbulenten Strömung im Bereich der Flammenspitze. Um den Einfluss der Relativlage der Flamme im Hinblick auf den Staupunkt der Rückströmblase zu berücksichtigen, wird für die Bildung des chemischen Zeitmaßes der kritische Abstand Δx_{krit} verwendet. Aufgrund der Beobachtung einer mäßig gefalteten Flamme

im Bereich der Flammenwurzel erfolgt die Abschätzung des chemischen Zeitmaßes durch die Gleichung

$$\tau_b = \frac{\Delta x_{krit}}{S_t} \sim \frac{\Delta x_{krit}}{S_l}, \quad (5.2)$$

welches als ein Zeitmaß für den Ausbrand des reaktiven Volumens mit der lokal vorliegenden Propagationsgeschwindigkeit der Flamme interpretiert werden kann. Aufgrund der erwähnten mäßigen Turbulenz wird für diese Gleichung als Abschätzung der turbulenten Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme nach Damköhler die Asymptote $S_t \sim S_l$ für schwache Turbulenz (vgl. Gl.(2.23) und [Dam40]) verwendet. Führt man analog zu dem früheren Modell nach [Krö03] einen Zeitskalenvergleich durch, so erhält man eine dimensionslose, charakteristische Konstante C_b :

$$\frac{\tau_b}{\tau_u} = \frac{\Delta x_{krit}}{S_l} \cdot \frac{\bar{u}}{D} \geq C_b \quad (5.3)$$

Diese Ungleichung grenzt den stabilen Betriebsbereich von dem durch CIVB-getriebene Flammenrückschläge gefährdeten Bereich ab. Für Zustände, die nach Gl.(5.3) größere Zeitskalenverhältnisse aufweisen als den kritischen Wert C_b , ist die Stromaufverlagerung der Flamme aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens nicht möglich. C_b berücksichtigt neben der Information des kritischen Abstandes Δx_{krit} , dessen Bedeutung für das Auftreten von Flammenpropagation aufgrund von CIVB in den experimentellen und numerischen Arbeiten gezeigt wurde, die Abhängigkeit der kritischen Luftzahlen vom Durchsatz (vgl. Abb. 4.4) durch die Verwendung der laminaren Flammgeschwindigkeit S_l und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} . Wie spätere Vergleiche unterschiedlicher Konfigurationen verdeutlichen werden, repräsentieren niedrigere C_b -Werte eine bessere Brennerresistenz hinsichtlich plötzlicher Flammenrückschläge aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Für die Auslegung von Brennergeometrien kann daher diese dimensionslose Größe bereits im Entwicklungsstadium zur Bewertung der Brennerstabilität hinsichtlich CIVB herangezogen werden.

5.2.2 Validierung an TD^1 -Daten

Nach der Bestimmung der geometriespezifischen Konstanten C_b für einen beliebigen Betriebspunkt kann die Skalierung der kritischen Luftzahl λ_{krit} über den gesamten Leistungsbereich des Brenners erfolgen: Hierzu wird die thermische Leistung respektive der Durchsatz \bar{u} in Gl.(5.3) variiert und durch die Auflösung der Gleichung nach $S_l(\lambda)$ die dazugehörige laminare Brenngeschwindigkeit des kritischen Betriebspunktes bestimmt. Dieser Zahlenwert liefert über die Gleichungen

5 Vorhersage von CIVB-Flammenrückschlägen

(2.16)-(2.18) nach Peters schließlich die kritische Luftzahl als Funktion der thermischen Leistung $\lambda_{krit}(P_{th})$. Dieses Skalieren der Rückschlagsgrenze wird nun anhand verschiedener Geometrieparameter, Vorheiztemperaturen und Brennstoffzusammensetzungen validiert.

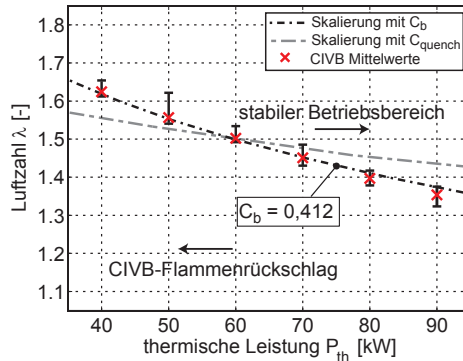


Abbildung 5.3: Stabilitätskarte der TD^1 -Konfiguration 4022-12.0: Vergleich von experimentell bestimmten und durch das C_b -Modell nach Gl.(5.3) skalierten Rückschlagsgrenzen. Die zusätzlich eingetragene Vorhersage mittels des C_{quench} -Modells verdeutlicht die Notwendigkeit des neuen Skalierungsmodells.

Zunächst ist die Stabilitätskarte für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 in Abb. 5.3 dargestellt. In ihr sind die experimentell bestimmten Mittelwerte der kritischen Luftzahl λ_{krit} mit Fehlerbalken für die maximal auftretenden Abweichungen sowie der durch Gl.(5.3) skalierte Verlauf der Stabilitätsgrenze über den gesamten Leistungsbereich des untersuchten Brenners eingetragen. Mit der geometriespezifischen Konstanten $C_b = 0,412$, bestimmt für $P_{th} = 60$ kW und die dazugehörige, mittlere Luftzahl $\lambda_{krit} = 1,52$ als Referenzwert, ist es offensichtlich möglich, mit hoher Genauigkeit die Rückschlagsgrenzen zu skalieren. Der vorhergesagte Verlauf stimmt gut mit den experimentellen Mittelwerten überein. Im gesamten Leistungsbereich des TD^1 -Brenners tritt dabei keine eingeschränkte Gültigkeit auf, wie es für das frühere Modell im Bereich geringer Durchsätze beobachtet wurde (Abschnitt 2.3.2 und [Krö03]). Die Skalierungskonstante C_b übertrifft dabei um eine Größenordnung die von Kröner definierte C_{quench} -Konstante. Ursache hierfür ist, dass das Ausbrandzeitmaß umgekehrt proportional zur laminaren Flammenge-

schwindigkeit $\tau_b \sim 1/S_l$ ist, während das chemische Zeitmaß des C_{quench} -Modells durch $\tau_{PSR} \sim \tau_c = a/S_l^2$ nach Gl.(2.21) abgeschätzt werden kann.

Darüber hinaus ist in Abb. 5.3 die Skalierung der Stabilitätsgrenze mit Hilfe des C_{quench} -Modells nach Kröner (Gl.(2.34)) eingetragen. Für die Vergleichbarkeit mit dem neuen Skalierungsmodell wurde die C_{quench} -Konstante ebenfalls auf den Betriebspunkt $P_{th} = 60$ kW abgestimmt. Offensichtlich ist die Formulierung nach Kröner nicht in der Lage, die Stabilitätsgrenzen der moderat turbulenten Drallströmung, die im Fall des untersuchten TD^1 -Brenners vorliegt, korrekt zu skalieren. Die in Abschnitt 5.1 beschriebene Notwendigkeit, das chemische Zeitmaß den turbulenten Bedingungen im Bereich der Flammenwurzel anzupassen, ist durch diese Darstellung offensichtlich.

Für die weiteren Konfigurationen, die in Abschnitt 4.1 näher charakterisiert wurden, erfolgte die Skalierung der Rückschlagsgrenzen ebenfalls. Tabelle 5.1 enthält für die verschiedenen geometrischen Konfigurationen des TD^1 -Brenners die dazugehörigen Skalierungskonstanten C_b . Die über den Leistungsbereich des Brenners skalierten Rückschlagsgrenzen sind in den jeweiligen Abbildungen (4.4 und 4.5) bereits als Linien eingezeichnet. Auch für die Variation der offenen Schlitzlänge s und des Bohrungsdurchmessers d für den axialen Einlass liegt eine gute Übereinstimmung zwischen experimentell ermittelten Mittelwerten und skalierten Rückschlagsgrenzen vor. Ein Vergleich der C_b -Werte in Tab. 5.1 bestätigt dabei die bereits berichtete, experimentelle Beobachtung: Die Absenkungen von C_b durch Änderung des axialen Bohrungsdurchmessers von $d = 9,0$ mm auf $d = 15,0$ mm und durch die Erweiterung der offenen Schlitzlänge von $s = 22$ mm auf $s = 32$ mm sind in guter Übereinstimmung, beide Variationen erreichen ein $\Delta C_b = 0,10$. Die Variation des Durchmessers des axialen Einlasses respektive die Erweiterung des Wirbelkernradius r_{vc} weist damit eine vergleichbare Verbesserung der Stabilität auf wie die Erhöhung der offenen Schlitzlänge respektive die Reduzierung des Dralls.

Der Einfluss der Vorwärmung wird in Gl.(5.3) durch die Verwendung der Gleichungen (2.16)-(2.18) zur Bestimmung der kritischen laminaren Flammengeschwindigkeit S_l berücksichtigt. Die Vorwärmung führt bei Betrachtung einer festen thermischen Leistung P_{th} zunächst zur Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} aufgrund der Dichteabsenkung. Mit Gl.(5.3) erhält man durch Auswertung der bei Referenzbedingungen (d.h. $T_{preheat} = T_\infty$) bestimmten Konstanten C_b die zur kritischen Luftzahl gehörige laminare Flammengeschwindigkeit S_l . Deren Abhängigkeit von der Vorwärmtemperatur berücksichtigend, erhält man schließlich die kritische Luftzahl λ_{krit} als Funktion der Vorwärmtempera-

TD^1 -Konfiguration	C_b	ΔC_b
4022- 9.0	0,452	0,100
4022-15.0	0,352	
4022-12.0	0,412	0,102
4032-12.0	0,310	

Tabelle 5.1: Skalierungskonstante C_b für unterschiedliche TD^1 -Brennerkonfigurationen: Die Erweiterung des Wirbelkernradius und die Reduzierung des Dralls reduzieren vergleichbar die geometriespezifische Konstante und haben damit ähnliche, stabilisierende Wirkung.

tur. Ganz intuitiv verständlich führt die Beschleunigung der Reaktion durch die Erhöhung der Edukttemperatur zu einer Verschiebung der Flammenrückschlagsgrenze zu mageren Luftzahlen und dadurch zu einer Reduzierung des sicheren Betriebsbereiches. Der sich ergebende Gradient $\partial\lambda_{krit}/\partial T_{preheat}$ ist in Abb. 5.4 für die thermischen Leistungen $P_{th} = [50, 60, 70]$ kW mit Trendlinien dargestellt. Zusätzlich zu diesen Linien sind experimentelle Daten der drei Leistungen bei verschiedenen Vorwärmtemperaturen eingetragen. Auch hier gibt das Modell die experimentell zu beobachtende Verschiebung der Stabilitätsgrenzen gut wieder. Das Skalierungsgesetz ist somit in der Lage, den Einfluss der Vorwärmung auf die Stabilität vorherzusagen.

Hinsichtlich des Brennstoffeinflusses wurde die Skalierung der Stabilitätsgrenzen mittels Gl.(5.3) schließlich ebenfalls validiert. Fritz und Kröner analysieren den Brennstoffeinfluss auf die CIVB-getriebene Flammenausbreitung durch Verwendung verschiedener Methan-Wasserstoff-Gemische [Fri03; Krö03]. In Gl.(2.34) des C_{quench} -Modells geht dieser Einfluss durch die Lewis-Zahl Le ein. Analog wird auch der neue Ansatz erweitert:

$$C_b^* \leq \frac{\Delta x_{krit} \cdot \bar{u} \cdot Le}{D \cdot S_l} \quad (5.4)$$

Diese Erweiterung des C_b -Modells dient der brennstoffabhängigen Skalierung des kritischen Abstands Δx_{krit} , die den Einfluss der höheren Diffusivität von Wasserstoff auf das Diffusionsgleichgewicht berücksichtigt (Abb. 4.10).

Auch in dieser Arbeit wird die Beimischung von Wasserstoff zum Brenngas zur Analyse des Brennstoffeinflusses genutzt. Durch die Gleichungen

$$Le = \left(\frac{X_{H_2}}{Le_{H_2}} + \frac{X_{CH_4}}{Le_{CH_4}} \right)^{-1} \quad S_l = \left(\frac{X_{H_2}}{S_{l_{H_2}}} + \frac{X_{CH_4}}{S_{l_{CH_4}}} \right)^{-1},$$

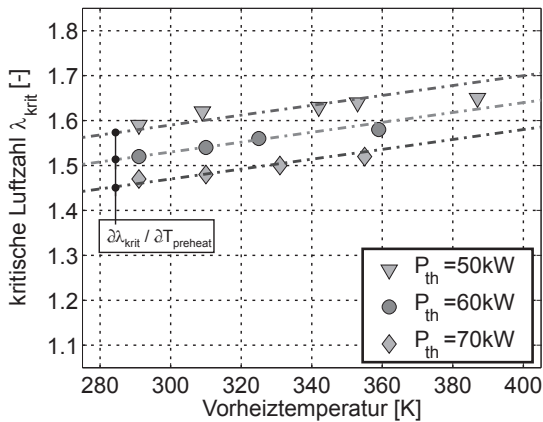


Abbildung 5.4: Einfluss der Vorwärmtemperatur auf CIVB-Rückschlagsgrenzen: Kritische Luftzahlen λ_{krit} als Funktion der Vorwärmtemperatur $T_{preheat}$ für drei Leistungen.

die auf den Untersuchungen von Liu et al. [LLL91] basieren, ergibt sich die Möglichkeit, die Flammenrückschlagsgrenzen auch für Brennstoffgemische zu skalieren [KS09b]. Abbildung 5.5 zeigt diese erfolgreiche Skalierung für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 analog den vorangegangenen Darstellungen für [0,20,40] vol.-% Wasserstoffanteil im Brennstoff: Neben experimentell ermittelten Mittelwerten sind die Skalierungskurven für die dazugehörigen Brennstoffmischungen eingetragen. Ihre Berechnung erfolgte mittels der für einen Referenzpunkt bestimmten Konstanten C_b . Somit kann über die Bestimmung der geometriespezifischen Konstante C_b in Erdgasversuchen bereits durch die Anwendung von Gl.(5.4) Schlussfolgerungen über die Brennerstabilität bei der Verbrennung von wasserstoffhaltigen Brennstoffen gezogen werden. Die Skalierung bietet hierdurch das Potential, ausführlichere Versuchsreihen mit Variationen des Brennstoffes im Entwicklungsstadium zu vermeiden.

5.2.3 Validierung an Daten weiterer Brennergeometrien

Abschließend erfolgt nun die Anwendung des Skalierungsmodells für moderat turbulente Drallströmungen auf weitere Brennersysteme, die Flammenrückschläge

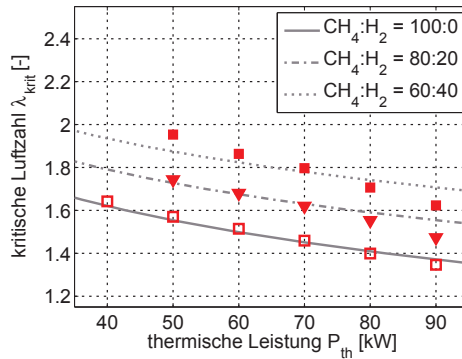


Abbildung 5.5: Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf die Stabilität der TD^1 -Konfiguration 4022-12.0: Die Verschiebung der Stabilitätsgrenzen zu mageren Luftzahlen durch Erhöhung des Wasserstoffanteils im Brennstoff wird durch Gl.(5.4) erfolgreich skaliert.

aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens aufweisen. Die Modellvorstellung, die der Gl.(5.4) zugrunde liegt und anhand der Untersuchung einer speziellen Brennergeometrie entwickelt wurde, soll auf diese Weise auf ihre Allgemeingültigkeit im Fall moderat turbulenter Drallströmungen geprüft werden.

- TECFLAM-Brenner

Ebenfalls im Rahmen des DFG-geförderten Programms *Flammenbeschleunigung in Wirbelrohren aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens* untersucht, weist auch der sogenannte TECFLAM-Brenner¹ CIVB-getriebene Flammenrückschläge auf [HGD⁺09]. Obwohl diese Brennergeometrie einen zentralen Staukörper verwendet, können im vorgemischten Betrieb Flammen entgegen der Hauptströmungsrichtung propagieren. Wie in [HGD⁺09] gezeigt wird, stellen die von den Autoren beobachteten Flammenrückschläge keine Flammenausbreitung innerhalb der Wandgrenzschicht dar. Die Propagation erfolgt nahe des zentralen Körpers, jedoch außerhalb der Grenzschicht. Abbildung 5.6 zeigt eine Detailaufnahme der Kantenlänge 10,5 mm x 8,5 mm am Brenneraustritt (obere Kante der Sequenz) direkt am Staukörper (linker Rand). Die zu beobachtende Ausbreitung erfolgt ähnlich der Flammenpropagation im Fall des

¹ häufig auch als *movable blocks*-Brenner bezeichnet, Details in [Sch03]

TD^1 -Brenners: Axial tritt eine Rückströmzone auf, die sich in einer präziesierenden Bewegung um den Staukörper stromauf bewegt. Die Flammenspitze bewegt sich mehrere Millimeter entfernt vom Staukörper und folgt dem Gebiet negativer Axialgeschwindigkeit. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist in der Größenordnung von ca. 4 m/s und damit vergleichbar den Ergebnissen des TD^1 -Brenners (Abb. 4.8). Aufgrund dieser Beobachtungen identifizieren die Autoren die beobachteten Flammenrückschläge als CIVB-getriebene Flammenausbreitungen und schließen die weiteren Ursachen für Flammenrückschläge aus (Abschnitt 2.3.1).

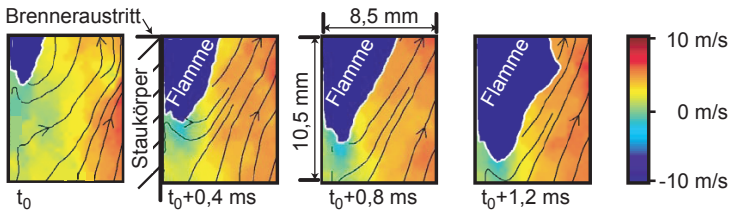


Abbildung 5.6: Instantanes Strömungsbild während der Flammenpropagation aufgrund von CIVB für den TECFLAM-Brenner [HGD⁺09].

Abbildung 5.7 zeigt die dazugehörige Stabilitätskarte für den von Heeger et al. [HGD⁺09] untersuchten Leistungsbereich. Durch Absenkung der Luftzahl wurde bei konstanten Reynoldszahlen das Auftreten der plötzlichen Flammenverlagerung stromauf detektiert. Die Versuchsergebnisse weisen eine breitere Streuung auf als die Ergebnisse des TD^1 -Brenners. Dies liegt jedoch in der schlechteren optischen Zugänglichkeit begründet: Die Verwendung eines metallenen Staukörpers auf der Brennerachse erschwert die Detektion des Einsetzens der plötzlichen Flammenpropagation. Durch mehrfache Wiederholung der verschiedenen Betriebspunkte wurden jedoch repräsentative Mittelwerte gebildet.

Aufgrund der beschränkten optischen Zugänglichkeit durch den zentralen Staukörper konnte von [HGD⁺09] kein für den TECFLAM-Brenner charakteristischer Abstand Δx_{krit} bestimmt werden. Praktisch gelöst wird dieser Informationsmangel durch das Vereinfachen von Gl.(5.3) zu

$$C_b \sim C'_b \leq \frac{\bar{u}}{S_l}. \quad (5.5)$$

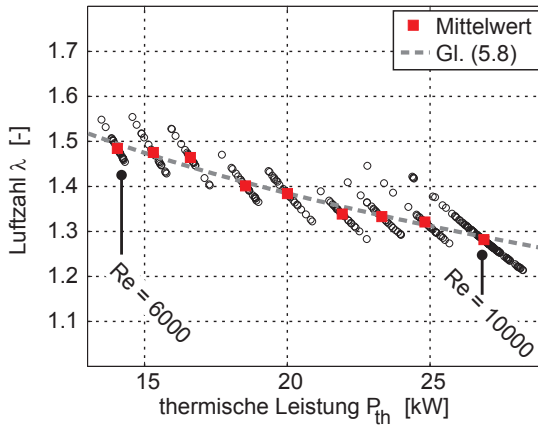


Abbildung 5.7: Experimentell ermittelte Stabilitätskarte des TECFLAM-Brenners und Vergleich mit der Korrelation nach Gl.(5.5).

Das konstante Verhältnis von Relativabstand Δx_{krit} und Brennerdurchmesser D geht in die Konstante C'_b über. Mit dieser Vereinfachung kann die Stabilitätsgrenze dieses Brenners mit einer geometriespezifischen Konstanten $C'_b \leq 0,315$ mit hoher Genauigkeit wiedergegeben werden (Abb. 5.7). Aufgrund der mäßigen Durchflussraten und der damit verbundenen mäßigen Turbulenz im Bereich der Flammenwurzel deckt die verwendete Gleichung den gesamten, von Heeger et al. untersuchten Betriebsbereich des TECFLAM-Brenners ab. Das lokal vorherrschende Verbrennungsregime entspricht dem für den TD^1 -Brenner beobachteten Regime mäßig turbulenter Einflusses.

- Skalierter TD^1 -Brenner

In einem weiteren Teilprojekt des CIVB-Paketantrages wurde eine um den Faktor $1 : \sqrt{2}$ skalierte Version des TD^1 -Brenners untersucht. Der Leistungsbereich dieser Geometrieversion ist auf [5-50] kW beschränkt. Aufgrund der skalierten Abmessungen entsprechen diesen Durchsätzen Reynoldszahlen von $[1 \times 10^4 - 5 \times 10^4]$. Abbildung 5.8 zeigt die Stabilitätskarte der skalierten Standardkonfiguration 4022-12.0 bei Verwendung des Brennstoffs Erdgas [BVK⁺09]. Das makroskopische Verhalten des Brenners entspricht den Ergebnissen des Originalbrenners (Abb. 5.3).

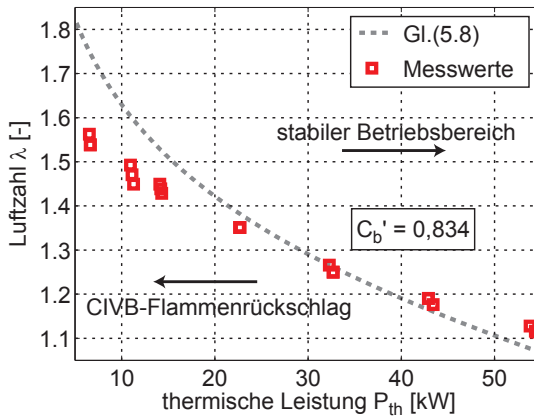


Abbildung 5.8: Experimentell ermittelte Stabilitätskarte des skalierten TD^1 -Brenners und Vergleich mit der Korrelation nach Gl.(5.5).

Da für den skalierten Brenner keine simultanen Daten zu den Positionen der Reaktionszone und der Rückströmzone vorliegen, wurde für die Skalierung der Stabilitätsgrenze Gl.(5.5) verwendet. Wie in Abb. 5.8 zu sehen, liefert ein Wert von $C'_b = 0,834$ eine gute Übereinstimmung zwischen Messergebnissen und der Korrelation².

Stellt man die Stabilitätsgrenze des skalierten Brenners und des TD^1 -Brenners in Originalgröße über das aus makroskopischen Werten gebildete Zeitmaß der Strömung τ_{tr} nach Gl.(5.1) dar (Abb. 5.9), so ist offensichtlich, dass die skalierte Brennergeometrie sich sehr gut mit dem Originalbrenner deckt: Bei gleichen Strömungszeitmaßen tritt bei nahezu identischen Luftzahlen die Propagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens auf. Die maximal auftretende Abweichung in Abb. 5.9 liegt unter 5% der Luftzahl.

² Die Abweichungen im Bereich niedriger Durchsätze basiert auf der Detektionsstrategie von [BVK⁺ 09]: Jeder Messpunkt eines Flammenrückschlages entspricht der Detektion der Flamme bereits einen Brennerdurchmesser innerhalb des Mischrohrs. Da für niedrige Durchsätze die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme aufgrund von CIVB niedriger ist (vgl. Abb. 4.8), und daher die absolute Zeit bis zum Erreichen der Messposition daher ansteigt, resultiert eine verzögerte CIVB-Detektion vor allem im Bereich niedriger Durchsätze.

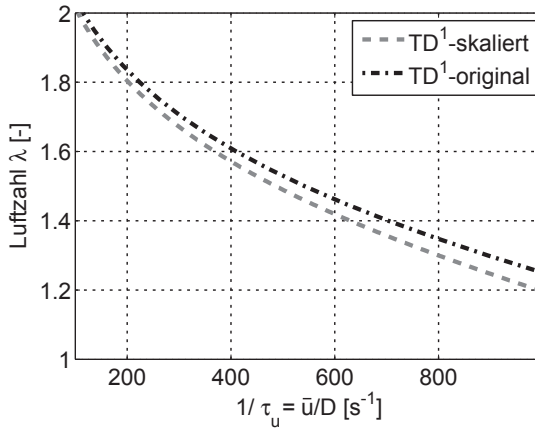


Abbildung 5.9: Vergleich der Stabilitätsgrenzen des originalen TD^1 -Brenners nach Abb. 5.3 und der skalierten Geometrie.

Dass dieses ähnliche Verhalten in sich stimmig ist, wird durch den Vergleich der geometriespezifischen C'_b -Konstanten deutlich: Während der skalierte Brenner einen Wert von $C'_{b,skaliert} = 0,834$ aufweist, liegt für die unskalierte Geometrie ein Wert von

$$C'_{b,original} = C_b \cdot \frac{D}{\Delta x_{krit}} \Big|_{original} = 1,648$$

vor. Da nach der Kontinuitätsgleichung die Skalierung eines Brennerdurchmessers um den Faktor $1/\sqrt{2}$ zu einem Verhältnis der Ausströmgeschwindigkeiten von 2 führt, liefert der Vergleich der Konstanten

$$\frac{C'_{b,original}}{C'_{b,skaliert}} = \frac{\bar{u}_{original}}{S_{l,original}} \cdot \frac{S_{l,skaliert}}{\bar{u}_{skaliert}} = 2 \cdot \frac{S_{l,skaliert}}{S_{l,original}}$$

Setzt man die experimentell bestimmten Konstanten für C'_b ein, so wird offensichtlich, dass für ein Strömungszeitmaß τ_u die kritischen Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten und folglich auch die kritischen Luftzahlen λ_{krit} nahezu identisch sind. Diese Beobachtung ist vor allem von technischer Relevanz: Durch die Untersuchung klein skalierten Brennergeometrien kann das Auftreten der plötzlichen Flammenpropagation aufgrund von CIVB für

Gasturbinenbrenner in Originalgröße durch die Berechnung der korrespondierenden Zeitmaße τ_u vorhergesagt werden.

- Syngas-Brenner

Die zwei vorangegangenen Beispiele für drallstabilisierte Brenner zeigen die Leistungsfähigkeit des präsentierten Skalierungsmodells auf. Da sie nur geringe Durchsätze erreichen, wird abschließend eine aktuelle Geometriestudie für einen Syngasbrenner betrachtet, die wie die Geometrie von Kröner zu den 500 kW-Brennern zählt [May08]. Dieser Brenner weist dabei einen weiten Wirbelkern auf, wodurch auch für diese Geometrie die lokalen Bedingungen entsprechend Abb. 5.2 zu erwarten sind. Auch diese Geometrie nutzt ausschließlich die Drallstabilisierung durch die Bildung einer Rezirkulationszone. Auf einen zentralen Staukörper wird verzichtet.

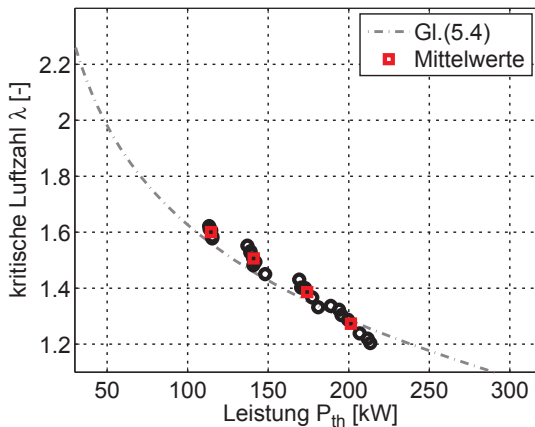


Abbildung 5.10: Experimentell ermittelte Stabilitätskarte eines 500 kW-Brenners [May08] und Vergleich mit der Korrelation nach Gl.(5.4).

Abbildung 5.10 zeigt Stabilitätsdaten dieser neuen Brennergeometrie hinsichtlich der CIVB-getriebenen Flammenpropagation. Trotz einer völlig unterschiedlichen Geometrie, die weder dem von Kröner untersuchten Brenner noch dem TD^1 -Brenner entspricht, ist die Korrelation nach Gl.(5.4) in der Lage, das Auftreten der plötzlichen Flammenpropagation zu skalieren.

Die erfolgreiche Skalierung der Stabilitätsgrenzen dieser unterschiedlichen Brennergeometrien bestätigt die Eignung des neu formulierten Skalierungsmodells zur Vorhersage CIVB-getriebener Flammenrückschläge im Fall moderat turbulenter Drallströmungen. All diese Beispiele weisen große Abmessungen der Wirbelkerne beziehungsweise geringe Durchsätze auf. Aus diesem Grund liegt im Bereich der Flammenwurzel stets ein mäßiges Niveau an Turbulenz vor. Die Skalierung der Stabilitätsgrenzen ist daher stets durch die C_b -Konstante nach Gl.(5.4) möglich, eine Skalierung mittels C_{quench} -Modell oder eine gekoppelte Anwendung beider Skalierungsgesetze ist nicht erforderlich.

5.3 Grenzen des Modells für mäßige Turbulenz

Mit den vorangegangenen, erfolgreichen Validierungen wurde die Leistungsfähigkeit des neu formulierten Skalierungsgesetzes für Flammenrückschläge aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens demonstriert. Geometrische Variationen bedürfen der Bestimmung der geometriespezifischen Konstanten C_b lediglich an einem Betriebspunkt. Für veränderte Randbedingungen der Vorwärmtemperatur und auch der Brennstoffzusammensetzung ist die Bestimmungsgleichung für C_b in der Lage, ohne weitere Daten die Stabilitätsgrenze korrekt vorherzusagen. Jedoch ist die Anwendung von Gl.(5.4) beschränkt auf Brennersysteme, die vergleichbare lokale Bedingungen wie der TD^1 -Brenner erzielen. Voraussetzungen für eine korrekten Skalierung mittels Gl.(5.4) sind:

- Die Reaktionszone darf nur einem mäßigen Turbulenzeinfluss unterliegen, damit das vorliegende Verbrennungsregime durch die Annahme der Proportionalität $S_t \sim S_l$ ausreichend charakterisiert ist.
- Die Brennergeometrie muss die Ausbildung einer geschlossenen Rückströmblase und deren Propagation entgegen der Hauptströmungsrichtung ermöglichen.

Diese zwei Forderungen sind ähnlich den von Kröner postulierten Voraussetzungen für das Auftreten von CIVB-Flammenrückschlägen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Auch er fordert, dass sich das Wirbelaufplatzen innerhalb des Einschlusses durch das Mischrohr einstellen kann. Dass diese Voraussetzung dabei nicht ausschließlich von rein drallstabilisierten Brennern erfüllt ist, sondern auch in aerodynamisch stabilisierten Brennern mit zentralen Staukörpern auftreten kann, zeigen die Arbeiten von [NZS⁺06] und [HBB⁺08; HGD⁺09]. So zeigen die optischen Untersuchungen der letztgenannten Autoren am sogenannten *TECFLAM*-Brenner [Sch03]

das typische, makroskopische Erscheinungsbild der CIVB-getriebenen Flammenpropagation (Abschnitt 5.2.3).

Als zweite Forderung formuliert Kröner, dass eine ausreichende Wärmefreisetzung im Bereich der Flammenspitze erforderlich ist, um das Quenchen der Reaktion und die damit verbundene Stromabverlagerung der Flamme zu verhindern. Diese Forderung basiert auf der Beobachtung einer Reaktion, die vergleichbar einem perfekt gerührten Behälter (*PSR*) abläuft und durch das Phänomen des Quenchens unterbrochen werden kann. Die unterschiedlichen Flammenregimes des von Kröner untersuchten Brenners und des TD^1 -Brenners (Abb. 5.1) führen dazu, dass sich diese zweite Forderung nicht mit der Forderung nach Proportionalität der turbulenten und laminaren Flammengeschwindigkeit $S_t \sim S_l$ deckt. Das zweite Postulat ist entsprechend der brennerspezifischen Situation hinsichtlich Turbulenz und deren Einfluss auf die Chemie zu formulieren.

Wie in Abschnitt 2.3.4 gezeigt, weist das C_{quench} -Modell nach Kröner starke Abweichungen zwischen experimentell bestimmten und skalierten Rückschlagsgrenzen im Bereich niedriger Durchsätze auf. Dieser Betriebsbereich ist dabei charakterisiert durch niedrigere Schwankungsgeschwindigkeiten aufgrund der niedrigeren Durchflussgeschwindigkeiten. Um für diesen Leistungsbereich eine bessere Übereinstimmung zwischen Messung und Vorhersage zu erreichen, wird im folgenden Abschnitt die Formulierung für mäßige Turbulenz zur Skalierung der CIVB-Flammenrückschläge in diesem Bereich angewendet. Durch die Kopplung beider Skalierungsgesetze, C_{quench} nach Gl.(2.34) und C_b nach Gl.(5.4), bietet sich die Möglichkeit, mit höherer Genauigkeit die Stabilitätsgrenzen für das Auftreten von Flammenrückschlägen aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens über den gesamten Betriebsbereich zu beschreiben.

5.4 Kopplung der Modelle

Die Limitierung der einzelnen Skalierungsgesetze nach [Kr03] und [KS09c] auf die jeweils spezifischen Verbrennungsregimes begrenzt deren Anwendbarkeit. Die im Folgenden präsentierte Kombination der beiden Gleichungen hebt diese Beschränkung auf und ermöglicht die allgemeingültige Skalierung von Stabilitätsgrenzen. Dieser Schritt wird anhand der Daten von Kröner vollzogen, indem Daten niedriger Durchsätze mit dem C_b -Modell skaliert werden und das Ergebnis den in diesem Betriebsbereich mangelhaften Resultaten Krönens gegenübergestellt wird.

Abbildung 5.1 zeigte bereits die unterschiedlichen, lokal an der Flammenwurzel vorherrschenden Bedingungen für die von Kröner und in dieser Arbeit unter-

suchten Brennergeometrien. Diese unterschiedlichen Bedingungen führen zu entscheidenden Abweichungen im makroskopischen Erscheinungsbild: Während die Reaktionszone im Bereich der Flammenwurzel für den TD^1 -Brenner nur mäßiger Turbulenz ausgesetzt ist, gewinnt für die von Kröner untersuchte Geometrie die lokale Mischung von Verbranntem und Unverbranntem aufgrund der hohen Turbulenz an Bedeutung. Lokale Löschvorgänge in zunächst brennenden Gebieten der Rückströmblase bestimmen die lokale Wärmefreisetzung und dadurch die Stromaufbewegung der Flamme, wie mittels Gl.(2.35) gezeigt wurde [Kie05]. Durch die Verwendung eines hierfür charakteristischen Zeitmaßes τ_{pSR} ist die Skalierung der Rückschlagsgrenzen mit Gl.(2.34) möglich. Wie jedoch in Abschnitt 2.3.4 bereits bemerkt, treten im Bereich niedriger Durchsätze Abweichungen zwischen vorhergesagten und experimentell bestimmten Rückschlagsgrenzen auf.

Wendet man nun Gl.(5.4) zur Skalierung der CIVB-Rückschlagsgrenzen im Bereich niedriger Durchsätze für die Versuchsergebnisse von [Krö03] an, so erhält man Stabilitätskarten wie sie in Abb. 5.11 beispielhaft für die Konfiguration von Kröner für eine Vorwärmtemperatur von $T_{preheat} = 373$ K und einem Erdgas-Luft-Gemisch dargestellt ist: Für den Betriebsbereich hoher Durchsätze wird das C_{quench} -Modell nach Gl.(2.34) angewendet, im Bereich niedriger Durchsätze erfolgt die Skalierung mittels C_b . Im dargestellten Fall ergeben sich die Konstanten $C_{quench} = 0.030$ und $C_b = 0.153^3$. Beide Korrelationen haben einen weiten Bereich, in dem sie die experimentellen Daten vorhersagen können. Dennoch ist offensichtlich, dass für hohe Durchsätze das C_b -Modell die kritische Luftzahl unterschätzt, während die Vorhersage mit dem C_{quench} -Modell für niedrige Durchsätze zu fette, kritische Luftzahlen λ_{krit} liefert. Die Kopplung beider Modelle liefert schließlich mit hoher Genauigkeit die korrekte Skalierung der Stabilitätsgrenze.

Der gemeinsame Schnittpunkt der dargestellten Konstanten $C_{quench} = 0.030$ und $C_b = 0.153$ in Abb. 5.11, der Betriebspunkt $P_{th} = 125$ kW mit $\lambda_{krit} = 1,44$, repräsentiert den Referenzpunkt für die Bestimmung der geometriespezifischen Konstanten. Als Schnittpunkt der beiden Skalierungsgleichungen charakterisiert er den Wechsel zwischen den beiden Modellvorstellungen: Während für niedrigere Durchsätze die Vorstellung nach Abb. 5.2 greift und das chemische Zeitmaß τ_b charakteristisch ist, bedingt die lokale Turbulenz für höhere Durchsätze die Beschreibung mittels τ_{pSR} für die korrekte Wiedergabe der lokalen Situation.

3 Bei der Bestimmung von C_b für die von Kröner untersuchte Geometrie wurde ebenfalls ein $\Delta x_{krit}/D \approx 0,25$ angenommen. Wie Gl.(5.5) bereits gezeigt hat, führt eine Abweichung des Relativwertes von diesem TD^1 -brennerspezifischen Wert jedoch lediglich zu einer in C_b' kompensierten Konstanten.

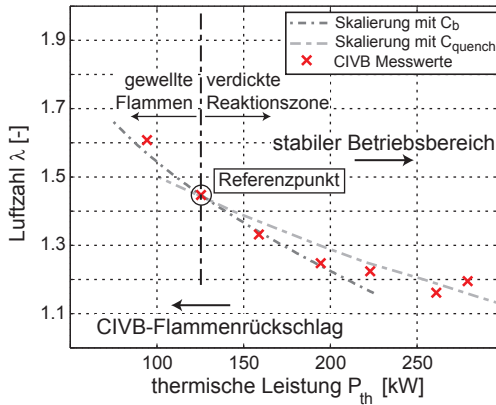


Abbildung 5.11: Stabilitätskarte des von Kröner untersuchten Brenners und Skalierung der Rückschlagsgrenzen mittels Gl.(2.34) und Gl.(5.4): Das C_b -Modell skaliert im Bereich niedriger Durchsätze die Stabilitätsgrenze korrekt. Durch Modellkombination kann somit die mangelhafte Skalierung des C_{quench} -Modells in diesem Bereich ausgeglichen werden [KS09c].

Einen Zusammenhang zwischen beiden Konstanten erhält man durch Einsetzen von Gl.(2.34) in Gl.(5.4):

$$\frac{C_b}{C_{quench}} = \frac{\Delta x_{krit}}{S_l \cdot \tau_{PSR}} \Big|_{PI} \quad (5.6)$$

Die Auswertung dieses Zusammenhangs am Schnittpunkt PI^4 der beiden Korrelationen ermöglicht die Bestimmung der einen Konstanten mittels der anderen. Der Aufwand der Konstantenbestimmung reduziert sich auf eine Größe. Der breite Übergangsbereich weist ein bivalentes Verhalten auf: Er kann sowohl durch das Modell für moderat turbulente Drallströmungen als auch durch das Modell für hohe Turbulenz mit der Vorstellung eines perfekt gerührten Behälters beschrieben werden.

4 PI : point of intersection nach [KS09b]

6 Zusammenfassung

Die Arbeit beschäftigt sich mit der plötzlichen Flammenpropagation aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens (CIVB). Dieser Typ von Flammenrückschlag, der in verdrallten, reaktiven Strömungen auftreten kann, ist charakterisiert durch die Bildung einer geschlossenen Rückströmblase und deren Stromaufbewegung. Die Stabilisierung der Flamme an dieser Blase führt dabei zur stromaufgerichteten Flammenpropagation.

In theoretischen Arbeiten bereits seit mehreren Jahrzehnten behandelt, rückte dieser Typ der plötzlichen Flammenpropagation in den letzten Jahren auch immer mehr in den Fokus technisch relevanter Grundlagenuntersuchungen. Die vorliegende Arbeit leistet ihren Beitrag durch die Untersuchung des Einflusses der Drallströmungsform sowie in der detaillierten Analyse der Chemie-Turbulenz-Interaktion. Folgende Erkenntnisse konnten gewonnen werden:

- Die Stabilität von drallstabilisierten Brennern hinsichtlich CIVB wird durch die Reduzierung des Dralls und durch die Erweiterung des Wirbelkernradius positiv beeinflusst. Durch die Verschiebung der Stabilitätsgrenzen zu fetteren Luftzahlen wird der nutzbare Betriebsbereich vergrößert. Beide Maßnahmen führen zu einer gesteigerten Produktion positiver, azimuthaler Wirbelstärke im Bereich der Brennerachse und verhindern dadurch das Wirbelaufplatzen der Drallströmung stromauf der Brennkammer. Diese Größen sind daher in Designkriterien für die Entwicklung stabiler Drallbrenner zu berücksichtigen.
- Die detaillierte Untersuchung der lokalen Bedingungen im Bereich der Flammenwurzel zeigen, dass die lokal vorliegende Turbulenz von entscheidender Bedeutung ist, welches Flammenregime sich lokal einstellt. Während hohe Turbulenz zu einem Reaktionsvolumen vergleichbar einem ideal gerührten Behälter führt, liegt im Fall mäßiger Turbulenz eine schwach gefaltete Flamme vor.
- Die stochastischen Änderungen der relativen Flammenposition hinsichtlich der Rückströmblase führen zu Schwankungen in der Produktion azimuthaler Wirbelstärke im Bereich der Brennerachse. Als Konsequenz ergibt sich,

dass während der plötzlichen, stromauf gerichteten Flammenpropagation die stromauf wirkenden Kräfte ebenfalls Änderungen unterliegen. Die makroskopische Ausbreitung erfolgt daher nicht mit konstanter Geschwindigkeit und konstanten Relativpositionen. Die gegenseitige Abhängigkeit von stromauf wirkenden Kräften und relativer Flammenlage führen zu einer hoch dynamischen Interaktion der Flamme mit der Rückströmblase. Der Einsatz moderner Laserdiagnostik mit Repetitionsraten im kHz-Bereich ermöglichte erstmals die Detektion der stochastischen Dynamik der Vorgänge.

Über diese Beobachtungen hinaus validieren die Untersuchungen an einer neuen Brennergeometrie Einzelaspekte früherer Untersuchungen zum Thema CIVB. Im besonderen liefert die Erweiterung der Datenbasis den Beweis, dass das Prinzipschema zur Erklärung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens nach Kiese-wetter geometrieunabhängig ist: Die gegensätzliche Wirkung des baroklinen Drehmoments und der Volumenexpansion hinsichtlich der Produktion azimuthaler Wirbelstärke ist maßgeblich verantwortlich, ob eine Brennergeometrie betriebssicher oder anfällig für CIVB-getriebene Flammenpropagation ist.

Gerade die Detailanalysen im Bereich der Flammenwurzel zeigen jedoch auch, dass die bisherige Modellvorstellungen nicht ausreichend sind für eine allgemein gültige Beschreibung der lokalen Bedingungen. Das Auftreten verschiedener Flammenregimes in Abhängigkeit der turbulenten Randbedingungen muss berücksichtigt werden. Es ergibt sich die Formulierung eines neuen Skalierungsmodells für das Auftreten von CIVB im Fall mäßiger Turbulenz. Durch den Vergleich charakteristischer Zeitmaße ermöglicht das Modell, für verschiedene Brenner mit mäßig turbulenten Strömungsfeldern das Auftreten von Flammenrückschlägen aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens mit hoher Genauigkeit vorherzusagen.

Durch die kombinierte Anwendung des früheren Modells nach Kröner [Kr03] mit dem neu formulierten Skalierungsmodell für mäßige Turbulenz wird ein allgemein gültiges Modell gebildet. Diese Kombination ermöglicht die Skalierung der Rückschlagsgrenzen für Brennergeometrien, die in ihrem Leistungsbereich einen Wechsel in dem chemischen Zeitmaß, das das vorliegende Flammenregime charakterisiert, aufweisen, wie es beispielsweise für die von Kröner untersuchte Geometrie der Fall ist. Im Bereich hoher Durchsätze und der damit verbundenen höheren Turbulenz wird das frühere Modell weiterhin angewendet. Die nur mäßige Übereinstimmung zwischen experimentell ermittelten und skalierten Grenzen im Bereich niedriger Durchsätze wird hingegen durch die neue Formulierung verbessert.

Die Analyse weiterer Brennergeometrien, die Flammenrückschläge aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens aufweisen, untermauern die Gültigkeit des neuen Skalierungsansatzes. Für diese Geometrien mit schwach turbulenten Randbedingungen im Bereich der Flammenwurzel, die die Folge von weiten Wirbelkernradien oder mäßigen Strömungsgeschwindigkeiten sind, gelingt die Skalierung der Stabilitätsgrenzen mit beeindruckender Genauigkeit.

Literaturverzeichnis

- [AGBL89] ABDEL-GAYED, R.G. ; BRADLEY, D. ; LUNG, F.K.-K.: Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames. In: *Combustion and Flame* 76 (1989), S. 213–218
- [Ash96] ASHURST, WM. T.: Flame Propagation Along a Vortex: the Baroclinic Push. In: *Combust. Sci. and Tech.* 112 (1996), S. 175–185
- [Ben62] BENJAMIN, T. B.: Theory of the Vortex Breakdown Phenomenon. In: *J. Fluid Mech.* 14 (1962), S. 593–629
- [BHD⁺95] BOWMAN, C. ; HANSON, R. ; DAVIDSON, D. ; GARDINER, W. ; LISSIANSKI, Jr. V. ; SMITH, G. ; GOLDEN, D. ; FRENKLACH, M. ; GOLDBERG, M.: GRI-Mech 2.11. In: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/. 1995
- [BHS06a] BURMBERGER, S. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Design Rules for the Velocity Field of Vortex Breakdown Swirl Burners. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air*, 2006
- [BHS06b] BURMBERGER, S. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Designing a Radial Swirler Vortex Breakdown Burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air*, 2006
- [BL90] BROWN, G.L. ; LOPEZ, J.M.: Axisymmetric vortex breakdown Part2. Physical mechanisms. In: *J. Fluid Mech.* 221 (1990), S. 553–576
- [Bor85] BORGHI, R.: On the structure and morphology of turbulent premixed flames. In: *Caschi C ed. Recent Advances in the Aerospace Sciences*, Plenum Publishing Co. (1985), S. 117–138
- [Brä01] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke*. Springer VDI, 2001
- [Bur09] BURMBERGER, S.: *Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner*, Technische Universität München, Diss., 2009

- [BVK⁺09] BLESINGER, G. ; VOIGT, T. ; KOCH, R. ; BAUER, H. J. ; HABISREUTHER, P. ; ZARZALIS, N.: Influence of Fuel Properties on Flashback in Turbulent Swirl Flows. In: *International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2009
- [Cho76] CHOMIAK, J.: Dissipation Fluctuations and the Structure and Propagation of Turbulent Flames in Premixed Gases at High Reynolds Numbers. In: *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1976
- [Dam40] DAMKÖHLER, G.: Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasmgemischen. In: *Zeitschrift f. Elektrochem. u. angew. Chemie* 46 (1940), S. 601–626
- [Dar93] DARMOFAL: The role of vorticity dynamics in vortex breakdown. In: *AIAA: 24th Fluid Dynamics Conference AIAA 93-3036*, 1993
- [Dur07] DURAND, L.: *Development, implementation and validation of LES models for inhomogeneously premixed turbulent combustion*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [Eck88] ECKBRETH, A. C. ; SIRIGNANO, W. A. (Hrsg.): *Combustion Science and Technology Book Series*. Bd. 3: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Second Edition. Gordon and Breach Publishers, 1988
- [Esc86] ESCUDIER, M. P.: Vortex Breakdown in technology and nature. In: *Von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series Programm* (1986)
- [Esc88] ESCUDIER, M.: Vortex Breakdown: Observation and Explanation. In: *Progress Aerospace Sciences* 25 (1988), S. 189–229
- [Fis04] FISCHER, A.: *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*, Technische Universität München, Diss., 2004
- [FKS01] FRITZ, J. ; KRÖNER, M. ; SATTELMAYER, T.: Flashback in a swirl burner with cylindrical premixing zone. In: *Proceedings of ASME TURBO EXPO 2001 2001-GT-0054*, 2001
- [FMP08] FISCHER, V. ; MURALIDHARAN, B. ; POLIFKE, W.: Simulation of ternary mixing in a coannular jet-in-crossflow. In: *Proceedings of the International Conference in Jets, Wakes and Separated Flows*, 2008

- [FP00] FLOHR, P. ; PITSCH, H.: A turbulent flame speed closure model for LES of industrial burner flows. In: *Center of Turbulence Research Summer Program 2000*, 2000
- [Fri03] FRITZ, J.: *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Diss., 2003
- [Gru07] GRUBER, A.: *Direct Numerical Simulation Of Turbulent Combustion Near Solid Surfaces*, Norwegian University of Science and Technology, Diss., 2007
- [Hal67] HALL, M.G.: A new approach to vortex breakdown. In: *Fluid Mech.* (1967), S. 319–333
- [Hal72] HALL, M. G.: Vortex Breakdown. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 4 (1972), S. 195–218
- [HBB⁺08] HEEGER, Ch. ; BÖHM, B. ; BOXX, I. ; MEIER, W. ; AHMED, S.F. ; MASTORAKOS, E. ; DREIZLER, A.: Planar Laser Diagnostics at High Repetition Rates: Acquisition and Analysis of transient Combustion Processes. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air*, 2008
- [HGD⁺09] HEEGER, C. ; GORDON, R. ; DREIZLER, A. ; KONLE, M. ; SATTELMAYER, T. ; TUMMERS, M. J.: Experimental investigation of stability limits and upstream flame propagation in a lean premixed, swirled annular slot burner. In: *International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2009
- [HMN⁺02] HASEGAWA, T. ; MICHIKAMI, S. ; NOMURA, T. ; GOTOH, D. ; SATO, T.: Flame development along a straight vortex. In: *Combustion and Flame* 129 (2002), S. 294–304
- [HNM01] HASEGAWA, T. ; NISHIKI, S. ; MICHIKAMI, S.: Mechanism of flame propagation along a vortex tube. In: *IUTAM Symposium on Geometry and Statistics of Turbulence* (2001), S. 235–240
- [HNN02] HASEGAWA, T. ; NAKAMICHI, R. ; NISHIKI, S.: mechanism of flame evolution along a fine vortex. In: *Combustion Theory and Modelling* 6 (2002), S. 413–424

- [Hof94] HOFFMANN, S.: *Untersuchungen des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 1994
- [IMH⁺98] ISHIZUKA, S.; MURAKAMI, T.; HAMASAKI, T.; KOUMURA, K.; HASEGAWA, R.: Flame speeds in combustible vortex rings. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 542–553
- [KFS02] KRÖNER, M. ; FRITZ, Y. ; SATTELMAYER, T.: Flashback limits for combustion induced vortex breakdown in a swirl burner. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air GT2002-30075*, 2002
- [Kie05] KIESEWETTER, F.: *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*, Technische Universität München, Diss., 2005
- [KKS07a] KIESEWETTER, F. ; KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Analysis of Combustion Induced Vortex Breakdown Driven FLame Flashback in a Premix Burner With Cylindrical Mixing Zone. In: *ASME Journal of Engineering for GasTurbines & Power* 129 (2007), S. 929–936
- [KKS07b] KONLE, M. ; KOMAREK, Th. ; SATTELMAYER, Th.: Conditioned PIV-PLIF-measurements of CIVB driven flashback with 1 kHz repetition rate. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting 2007, Chania, Greece*, 2007
- [KKS08] KONLE, M. ; KIESEWETTER, F. ; SATTELMAYER, T.: Simultaneous high repetition rate PIV-LIF-measurements of CIVB driven flashback. In: *Exp. Fluids* 44 (2008), S. 529–538
- [Kon05] KONLE, M.: *Simultane PIV-LIF-Messungen zur Bestimmung der Flammenstreckungsrate*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2005
- [Kon07] KONLE, M.: Einfluss der Drallströmungsform auf das verbrennungsinduzierte Aufplatzen in Wirbelröhren / Technische Universität München. 2007. – Zwischenreview
- [Krö03] KRÖNER, M.: *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Diss., 2003

- [Kra85] KRAUSE, E.: A contribution to the problem of vortex breakdown. In: *AGARD CP no. 342: aerodynamics of vortical type flows in 3D, paper 26*, 1985
- [KS08] KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Interaction of Heat Release and Vortex Breakdown in Swirling Flames. In: *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2008
- [KS09a] KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Interaction of Heat Release and Vortex Breakdown During Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown. In: *Exp. Fluids Online First* (2009)
- [KS09b] KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Prediction of CIVB Driven Flame Flashback for CH_4 - H_2 -Air Mixtures and Moderate Turbulence. In: *International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2009
- [KS09c] KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Time Scale Model for the Prediction of the Onset of Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown (CIVB). In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air*, 2009
- [KSF⁺07] KRÖNER, M.; SATTELMAYER, T.; FRITZ, Y.; KIESEWETTER, F.; HIRSCH, C.: Flame propagation in swirling flows-effect of local extinction on the combustion induced vortex breakdown. In: *Combustion Science and Technology* 179 (2007), S. 1385–1416
- [KWK⁺06] KONLE, M. ; WINKLER, A. ; KIESEWETTER, F. ; WÄSLE, J. ; SATTELMAYER, T.: CIVB Flashback Analysis with Simultaneous and Time Resolved PIV-LIF Measurements. In: *13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2006
- [LC98] LUQUE, J. ; CROSLLEY, D. R.: Transition probabilities in the $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$; electronic system of OH. In: *Journal of Chemical Physics* 109 (1998), S. 439–448
- [LE87] LEWIS, B. ; ELBE, G. von: *Combustion, Flames and Explosions of Gases - Third Edition*. Academic Press Inc., 1987
- [Lev83] LEVEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion*. 1983

- [LLL91] LIU, Y. ; LENZE, B. ; LEUCKEL, W.: Investigation on the Laminar and Turbulent Burning Velocities of Premixed Lean and Rich Flames of CH₄-H₂-Air Mixtures. A.L. Kuhl, J.-C. Leyer, A.A. Borisov, W.A. Sirignano (ed.), 1991, Kapitel Dynamics of Deflagrations and Reactive Systems: Flames. (Progress in Astronautics and Aeronautics), S. 259 – 274
- [LNO01] LUCCA-NEGRO, O. ; O'DOHERTY, T.: Vortex breakdown: a review. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 27 (2001), S. 431–481
- [LS09] LAUER, M. ; SATTELMAYER, T.: On the Adequacy of Chemiluminescence as a Measure for Heat Release in Turbulent Flames with Mixture Gradients. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air*, 2009
- [Lud62] LUDWIG, H.: Zur Erklärung der Instabilität der über angestellten Deltaflügeln auftretenden freien Wirbelkerne. In: *Z. Flugwiss.* 10 (1962), S. 437–442
- [May08] MAYER, C.: Entwicklung eines brennstoffflexiblen Verbrennungssystems für wasserstoffhaltige Brennstoffe / Technische Universität München. 2008. – Zwischenreview
- [MH76] MAGNUSSEN, B.F. ; HJERTAGER, B.H.: On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion With Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. In: *16th Symposium (Int.) Combustion*, 1976
- [Nas89] NASTOLL, W.: *Untersuchung zur instationären turbulenten Flammenausbreitung in geschlossenen Behältern*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 1989
- [NZS⁺06] NOBLE, D. R. ; ZHANG, Q. ; SHAREEF, A. ; TOOTLE, J. ; MEYERS, A. ; LIEUWEN, T.: Syngas Mixture Composition Effects upon Flashback and Blowout. In: *Proceedings of GT2006 ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air GT2006-90470*, 2006
- [Pan96] PANTON, R. L.: *Incompressible Flow*. Wiley Interscience, 1996
- [Pet86] PETERS, N.: Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. In: *Twenty-First Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh*, 1986

- [Pet94] PETERS, N.: Turbulente Brenngeschwindigkeit. In: *Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben Pe 241/9-2*, 1994
- [Pet06] PETERS, N. ; PRESS, Cambridge U. (Hrsg.): *Turbulent Combustion*. 2006
- [PJ48] PUTNAM, A.A. ; JENSEN, R.A.: Application of Dimensionless Numbers to Flashback and Other Combustion Phenomena. In: *3rd International Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*, 1948
- [PVC90] POINSOT, T.J. ; VEYNANTE, D. ; CANDEL, S.: Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation. In: *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1990
- [RWK98] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry*. Springer-Verlag Berlin, 1998
- [Sch82] SCHLICHTING, H. ; VERLAG G. BRAUN, Karlsruhe (Hrsg.): *Grenzschicht-Theorie*. 1982
- [Sch95] SCHMID, H.P.: *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 1995
- [Sch03] SCHNEIDER, C.: *Über die Charakterisierung von Turbulenzstrukturen in verdrahteten Strömungen*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2003
- [SHL98] SCHMID, H.P. ; HABISREUTHER, P. ; LEUCKEL, W.: A Model for Calculating Heat Release in Premixed Turbulent Flames. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 79–91
- [Squ60] SQUIRE, H. B.: Analysis of the vortex breakdown phenomenon, Part I, Department Report no. 102 / Imperial College of Science and Technology Aeronautics. 1960. – Forschungsbericht
- [TPKS09] TANGERMANN, E. ; PFITZNER, M. ; KONLE, M. ; SATTELMAYER, T.: Large-Eddy Simulation and Experimental Observation of Combustion-Induced Vortex Breakdown. In: *Proceedings of the Sixth Mediterranean Combustion Symposium*, 2009

- [Tur00] TURNS, S.R. ; MECHANICAL ENGINEERING, McGraw-Hill S. (Hrsg.): *An Introduction to Combustion - Concepts and Applications*. 2000
- [URG09] UMEH, C.O.U. ; RUSAK, Z. ; GUTMARK, E.J.: Experimental Study of Reaction and Vortex Breakdown in a Swirl-Stabilized Combustor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air*, 2009
- [UT01] UMEMURA, A. ; TOMITA, K.: Rapid flame propagation in a vortex tube in perspective of vortex breakdown phenomena. In: *Combustion and Flame* 125 (2001), S. 820–838
- [VKT⁺09] VOIGT, T.; KONLE, M.; TANGERMANN, E.; HABISREUTHER, P.; ZARZALIS, N.; SATTELMAYER, T.; PFITZNER, M.: Comparison of Different Combustion Models with Respect to the Simulation of Combustion Induced Vortex Breakdown. In: *International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2009
- [Wil06] WILCOX, D. C.: *Turbulence Modeling for CFD*. third edition. Birmingham Press, Inc., San Diego, California, 2006
- [Win07] WINKLER, A.: *Validierung eines Modells zur Vorhersage turbulenter Verbrennungslärms*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [WMS⁺09] WANG, Q. ; MCDONNELL, V. ; STEINTHORSSON, E. ; MANSOUR, A. ; HOLLON, B.: Correlating Flashback Tendencies for Premixed Injection of Hydrogen and Methane Mixtures at elevated Temperature and Pressure. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air*, 2009
- [Wäs07] WÄSLE, J.G.: *Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [Zie91] ZIEREP, J. ; VERLAG G. BRAUN, Karlsruhe (Hrsg.): *Theoretische Gasdynamik*. 1991
- [ZL95] ZIMONT, V.L. ; LIPATNIKOV, A.N.: A Numerical Model of Premixed Turbulent Combustion of Gases. In: *Chem. Phys. Reports* 14 (7) (1995), S. 993–1025

- [ZSL09] ZHANG, Q. ; SHANBHOUE, S.J. ; LIEUWEN, T.: Dynamics of Premixed H_2/CH_4 Flames Under Near Blowoff Conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air*, 2009

Abbildungsverzeichnis

1.1	Chemilumineszenzsequenz eines Flammenrückschlags aufgrund des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens [KKS08].	2
2.1	Statistische Beschreibung eines zeitlich veränderlichen Signals $p(t)$.	6
2.2	Schematische Darstellung des Spektrums turbulenter kinetischer Energie über die Wellenzahl k [Pet06].	9
2.3	Verlauf der adiabaten Flammentemperatur und der laminaren Flammengeschwindigkeit von Methan als Funktion der Luftzahl λ [Pet94].	12
2.4	Verlauf der laminaren Flammengeschwindigkeit für Methan-Wasserstoff-Gemische als Funktion der Luftzahl λ : Vergleich der Korrelationen nach [Pet94] mit experimentellen Daten [Nas89].	13
2.5	Flammenstruktur einer laminaren Flamme mit schematischen Verläufen der Temperatur und der volumetrischen Wärmefreisetzung: Die Flammenfront kann in die Vorwärmzone, die Reaktionszone und die Gleichgewichtszone unterteilt werden.	14
2.6	Unterteilung der Flammenstruktur nach [Pet06]: Die Reaktionszone δ_l einer Flamme muss unterschieden werden in eine Reaktionsschicht l_δ (innere Reaktionszone), in der die entscheidenden Startreaktionen ablaufen, und in eine Oxidationszone, in der weitere Oxidationsreaktionen zum Gleichgewichtszustand führen.	16
2.7	Schematische Darstellung des Einflusses von Turbulenz auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Flammen nach [Tur00].	17
2.8	Diagramm zur Charakterisierung vorgemischter, turbulenter Verbrennung nach Peters [Pet06].	18
2.9	Beobachtung von Escudier zur Bildung und Propagation eines axialsymmetrischen Wirbelaufplatzens [Esc86].	20
2.10	Koordinatensystem mit Bezeichnung der Geschwindigkeits- und Wirbelstärkenkomponenten.	23
2.11	Prinzip der Verwendung von Staukörpern als Flammenhalter in Nachbrennern [Brä01].	25

2.12	Schematische Darstellung des kritischen Wandgradienten g_c nach [LE87].	28
2.13	Chemilumineszenzsequenz einer CIVB getriebenen Flamme bei einer thermischen Leistung $P_{th} = 40kW$ und einer Luftzahl $\lambda = 1,6$ [KKS08].	29
2.14	Schematische Darstellung des von Fritz und Kröner untersuchten Drallbrenners [Krö03].	31
2.15	Stabilitätskarte des von Fritz und Kröner untersuchten Brenners mit Vorhersagekorrelation nach Gl.(2.34) für zwei verschiedene Brennstoffmischungen [Krö03].	33
2.16	Schema nach [Ash96] zur Bildung von azimuthaler Wirbelstärke aufgrund des baroklinen Drehmoments in einer Wirbelröhre.	35
2.17	Vergleich der experimentell und numerisch bestimmten Rückschlagsgrenzen [Kie05].	36
2.18	Verteilung der Damköhlerzahl Da für die von Kiese Wetter untersuchte stabile und instabile Variante [Kie05].	37
2.19	Änderung der azimuthalen Wirbelstärke durch die Einleitung einer Flammenpropagation (Luftzahlabsenkung von $\lambda = 1,5 \rightarrow 1,2$), aufgeteilt in die Terme Streckung/Umorientierung, Volumenexpansion und baroklines Drehmoment [KKS07a].	38
2.20	Schema zur Erklärung des Flammenrückschlages aufgrund von CIVB nach [Kie05].	40
3.1	Schematische Darstellung der Versuchsanlage mit dem untersuchten TD ¹ -Brenner innerhalb der genutzten Infrastruktur.	46
3.2	Spektrale Verteilung der Chemilumineszenz einer leicht mageren Methanflamme [LS09].	50
3.3	Messaufbau für die Particle Imaging Velocimetry (PIV).	51
3.4	Schema der Doppelpulstechnik für die Hochgeschwindigkeits-PIV.	53
3.5	Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz: Übergänge des Hydroxylradikals zwischen Grundzustand $X^2\Pi_i$ und angeregten Zustand $A^2\Sigma^+$ nach [LC98].	55
3.6	Skizze des Messaufbaus und Triggerungsschema für die simultane Anwendung der PIV und der OH-PLIF mit hoher zeitlicher Auflösung.	58
3.7	Prozentualer Anteil des unverdrallten Kernmassenstroms am Gesamtmassenstrom für verschiedene axiale Bohrungsdurchmesser d	60

3.8	Vergleich der Verteilung $c \cdot (1 - c)$ (links) mit dem durch einen Da_t -Grenzwert modifizierten Quellterm $\bar{\omega}$. Beide Größen sind jeweils auf ihr Maximum normiert.	65
3.9	Vergleich der normierten Verteilung $c \cdot (1 - c)$ des Reaktionsfortschritts aus LIF-Messungen (links) mit dem normierten RANS-Quellterm $\bar{\omega}$ nach Gl.(3.7) für den TD^1 -Brenner.	66
4.1	Entwicklung des Axial- und des Tangentialgeschwindigkeitsprofils innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0.	68
4.2	Turbulente Schwankung der Axialgeschwindigkeitsprofile innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0.	69
4.3	Entwicklung des Axial- und des Tangentialgeschwindigkeitsprofils innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-9.0.	70
4.4	Stabilitätskarte des untersuchten TD^1 -Brenners für die Konfigurationen 4022-12.0 und 4032-12.0: Reduzierter Drall erweitert den sicheren Betriebsbereich.	71
4.5	Stabilitätskarte des untersuchten TD^1 -Brenners für die Variation des Kernmassenstroms: Größere Wirbelkernradien erweitern den sicheren Betriebsbereich.	72
4.6	Simultane Aufnahme des Geschwindigkeitsfeldes und der Flammenfront für die Transition der Flamme durch das Mischrohr.	74
4.7	Zeitreihen der Flammenpropagation nahe der kritischen Luftzahl (links) und bei fetteren Luftzahlen (rechts): Höhere volumetrische Wärmefreisetzung steigert das Auftreten der Flammen-Blasen-Interaktion und verzögert dadurch die makroskopische Stromaufbewegung.	75
4.8	Normierte Häufigkeitsverteilung der Ausbreitungsgeschwindigkeit für drei verschiedene Leistungen an der jeweiligen Rückschlagsgrenze: Normiert auf die jeweilige mittlere Strömungsgeschwindigkeit ergeben sich ähnliche Verläufe.	76
4.9	Normierte Häufigkeitsverteilung des Abstandes zwischen Flammenspitze und Staupunkt für $P_{th} = 40$ kW und $P_{th} = 60$ kW an der jeweiligen Rückschlagsgrenze: Es ergibt sich ein leistungsinvarianter Mittelwert $\Delta x/D$	77
4.10	Erklärung für den leistungsinvarianten kritischen Abstand Δx_{krit} : Durch die geringen Strömungsgeschwindigkeiten ist die Positionierung der Flammenfront innerhalb der Strömungsblase ein Resultat eines Diffusionsgleichgewichts.	78

4.11	Simulierte Zeitreihe der Flammenpropagation bei Erreichen der kritischen Luftzahl für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 bei $P_{th} = 40$ kW und bei $P_{th} = 60$ kW.	81
4.12	Stabilitätskarten der TD^1 -Konfigurationen 4022-12.0 und 4022-15.0: Vergleich der experimentell ermittelten Grenzen mit Simulationsergebnissen.	82
4.13	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf CIVB-Rückschlagsgrenzen: Die numerischen Ergebnisse stimmen gut mit den experimentell bestimmten, kritischen Luftzahlen λ_{krit} als Funktion der Vorwärmtemperatur $T_{preheat}$ überein.	83
4.14	Planare Verteilung der zeitlichen Änderung azimuthaler Wirbelstärke während der Transition durch das Mischrohr, aufgeteilt in die von Reaktion abhängigen Terme der Gl.(2.35): Die von Kiese-wetter postulierte, gegensätzliche Wirkung von Volumenexpansi-on (oben) und baroklinen Drehmoment (unten) ist offensichtlich.	84
5.1	Flammenregimes der kritischen Betriebspunkte für den von Krö-ner untersuchten Brenner und den TD^1 -Brenner im Diagramm nach [Pet06]: Offensichtlich liegen im Bereich der Flammenwur-zel unterschiedliche Flammenregimes für die untersuchten Bren-ner vor.	90
5.2	Prinzipschema zur Erklärung des verbrennungsinduzierten Wirbe-laufplatzens für Betriebsparameter mäßiger Turbulenz [KS09c]: Fall a) schildert die Situation des stabilen Betriebs, Fall b) die Sit-uation beim Einsetzen plötzlicher Flammenpropagation aufgrund von CIVB.	92
5.3	Stabilitätskarte der TD^1 -Konfiguration 4022-12.0: Vergleich von experimentell bestimmten und durch das C_b -Modell nach Gl.(5.3) skalierten Rückschlagsgrenzen. Die zusätzlich eingetragene Vor-hersage mittels des C_{quench} -Modells verdeutlicht die Notwendig-keit des neuen Skalierungsmodells.	94
5.4	Einfluss der Vorwärmtemperatur auf CIVB-Rückschlagsgrenzen: Kritische Luftzahlen λ_{krit} als Funktion der Vorwärmtemperatur $T_{preheat}$ für drei Leistungen.	97
5.5	Einfluss der Brennstoffzusammensetzung auf die Stabilität der TD^1 -Konfiguration 4022-12.0: Die Verschiebung der Stabilitäts-grenzen zu magereren Luftzahlen durch Erhöhung des Wasser-stoffanteils im Brennstoff wird durch Gl.(5.4) erfolgreich skaliert.	98

5.6	Instantanes Strömungsbild während der Flammenpropagation aufgrund von CIVB für den TECFLAM-Brenner [HGD ⁺ 09].	99
5.7	Experimentell ermittelte Stabilitätskarte des TECFLAM-Brenners und Vergleich mit der Korrelation nach Gl.(5.5).	100
5.8	Experimentell ermittelte Stabilitätskarte des skalierten TD^1 -Brenners und Vergleich mit der Korrelation nach Gl.(5.5).	101
5.9	Vergleich der Stabilitätsgrenzen des originalen TD^1 -Brenners nach Abb. 5.3 und der skalierten Geometrie.	102
5.10	Experimentell ermittelte Stabilitätskarte eines 500 kW-Brenners [May08] und Vergleich mit der Korrelation nach Gl.(5.4).	103
5.11	Stabilitätskarte des von Kröner untersuchten Brenners und Skalierung der Rückschlagsgrenzen mittels Gl.(2.34) und Gl.(5.4): Das C_b -Modell skaliert im Bereich niedriger Durchsätze die Stabilitätsgrenze korrekt. Durch Modellkombination kann somit die mangelhafte Skalierung des C_{quench} -Modells in diesem Bereich ausgeglichen werden [KS09c].	107
A.1	Axialgeschwindigkeitsprofile für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 für die Durchsätze $\dot{V} = 1100$ l/min und $\dot{V} = 1650$ l/min bei $x/D = 0.25$	131
A.2	Axialgeschwindigkeitsprofile für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 für den isothermen und reagierenden Fall bei $x/D = -0.5$	132
A.3	Simultane Aufnahme des Geschwindigkeitsfeldes, vektoriiell dargestellt, und der Flammenfront für einen stabilen Betriebspunkt [KKS08].	133
A.4	Entwicklung des Axial- und des Tangentialgeschwindigkeitsprofiles innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 in der numerischen Simulation.	134
A.5	Planare Verteilung der zeitlichen Änderung azimuthaler Wirbelstärke während der Transition durch das Mischrohr, aufgeteilt in die von Reaktion abhängigen Terme der Gl.(2.35): Die von Kiewe Wetter postulierte, gegensätzliche Wirkung von Volumenexpansion (oben) und baroklinen Drehmoment (unten) ist offensichtlich.	135
A.6	Analyse horizontaler PIV-Messungen hinsichtlich der Präzession des Wirbelkerns für $P_{th} = 40$ kW, $\lambda = 1,6$: Die Rotation des Wirbelkerns, visualisiert mit Hilfe des Zeigers, erreicht eine Umlauffrequenz von etwa 166 Hz.	136

A.7 Analyse der numerischen Simulation hinsichtlich der Präzession des Wirbelkerns für $P_{th} = 40$ kW, $\lambda = 1,6$: Die Rotation des Wirbelkerns, visualisiert mit Hilfe des Zeigers, erreicht eine Umlauffrequenz von etwa 180 Hz. 136

Tabellenverzeichnis

2.1	Brennstoffspezifische Konstanten zur Bestimmung der laminaren Flammgeschwindigkeit nach [Pet94].	12
5.1	Skalierungskonstante C_b für unterschiedliche TD^1 -Brennerkonfigurationen: Die Erweiterung des Wirbelkernradius und die Reduzierung des Dralls reduzieren vergleichbar die geometriespezifische Konstante und haben damit ähnliche, stabilisierende Wirkung.	96

Anhang A

A.1 Zusätzliche Beobachtungen

A.1.1 Reynolds-Ähnlichkeit der Strömung

Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten und den daraus resultierenden Reynoldszahlen der untersuchten Strömung von $Re = [25.000 - 96.000]$ kann die Strömung des untersuchten Brenners als Re-ähnlich im gesamten Leistungsbe-
reich betrachtet werden. Abbildung A.1 zeigt einen Vergleich zweier Strömungs-
profile stromab des Brenneraustritts bei $x/D = 0.25$ für einen Massenstrom von
1100 l/min (entspricht dem Referenzbetriebspunkt $P_{th} = 40$ kW und $\lambda = 1,6$) und
für einen Massenstrom von 1650 l/min. Offensichtlich liegt für die Strömung die
Re-Ähnlichkeit vor und durch einfache Skalierung können Betriebspunkte inein-
ander überführt werden.

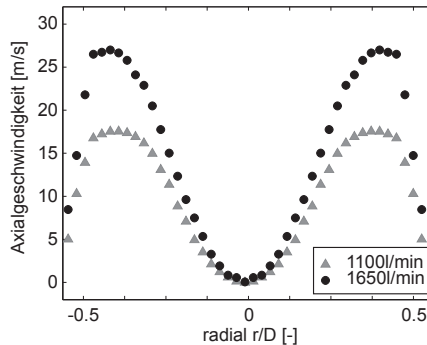


Abbildung A.1: Axialgeschwindigkeitsprofile für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 für die Durchsätze $\dot{V} = 1100$ l/min und $\dot{V} = 1650$ l/min bei $x/D = 0.25$.

A.1.2 Einfluss der Verbrennung auf die Strömung

Dass das Wirbelaufplatzen durch die Reaktion in seiner Wirkung verstärkt wird, kann nicht nur durch die zusätzlichen, reaktionsabhängigen Terme der Wirbeltransportgleichung (Gl.(2.35)) verstanden werden. Bereits der einfache Vergleich der Profile der Axialgeschwindigkeit am Brenneraustritt in die Brennkammer für den isothermen Fall mit dem reagierenden zeigt deutlich den Einfluss (Abb. A.2). Nähere Informationen hierzu finden sich in [KS09a].

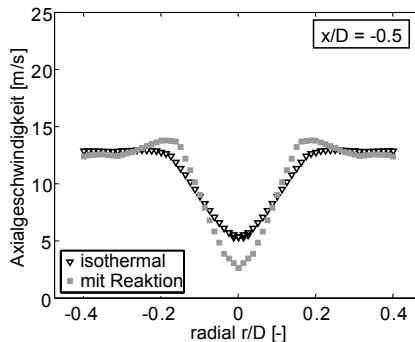


Abbildung A.2: Axialgeschwindigkeitsprofile für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 für den isothermen und reagierenden Fall bei $x/D = -0.5$.

A.1.3 Instantane Untersuchung im stabilen Betrieb

Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ist ein wesentliches Ergebnis der Arbeiten von Kiese Wetter [Kie05; KKS07a] die Beobachtung, dass die Relativlage der Flamme bezüglich der Rückströmblase entscheidend für das Auftreten von CIVB-getriebener Flammenpropagation ist. Die ersten Versuche zur Analyse der Interaktion von Reaktionszone und Rückströmgebiet wurden dabei für stabile Betriebspunkte durchgeführt. Deren Ergebnisse wurden bereits in [KKS07b; KKS08] publiziert. Abbildung A.3 zeigt für einen stabilen Betriebspunkt ($P_{th} = 30$ kW, $\lambda = 1,2 > \lambda_{krit}$) eine simultane Aufnahme eines instantanen Geschwindigkeitsfeldes, dargestellt durch entsprechende Vektoren, und der Flammenfront.

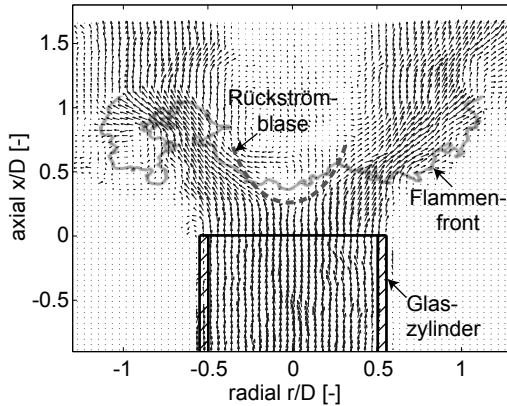


Abbildung A.3: Simultane Aufnahme des Geschwindigkeitsfeldes, vektoriell dargestellt, und der Flammenfront für einen stabilen Betriebspunkt [KKS08].

A.2 Weitere Ergebnisse der numerischen Simulationen

A.2.1 Validierung der Strömungsprofile

In Abb. A.4 sind die Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofile innerhalb des Mischrohres aus der numerischen Simulation des Betriebspunktes $P_{th} = 40$ kW, $\lambda = 1,6$ dargestellt. Vergleicht man die Charakteristika der einzelnen Profile mit den experimentellen Ergebnissen (Abb. 4.1), so findet man eine gute Übereinstimmung. Im Speziellen sind dies folgende Aspekte:

- Der Wert der maximalen Axialgeschwindigkeit weit stromauf bei $x/D = -2,5$ beträgt ca. 30 m/s.
- Die axiale Geschwindigkeitsüberhöhung erreicht etwa bei $x/D = -1,0$ das Niveau der Aussenströmung.
- Die axiale Verzögerung der Strömung bei $x/D = -0,5$ führt zu $u_{axial} \approx 5$ m/s.
- Der Wirbelkernradius beträgt $r_{vc}/D = 0,20$.
- Die maximal auftretende Tangentialgeschwindigkeit ist ca. 18 m/s.

- Die Aufweitung des Wirbelkerns erfolgt in der Numerik vergleichbar der experimentellen Beobachtung.

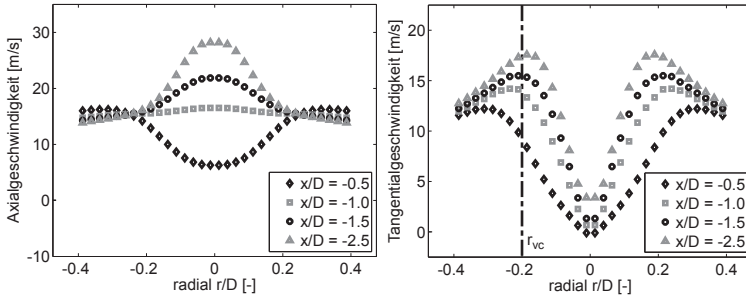


Abbildung A.4: Entwicklung des Axial- und des Tangentialgeschwindigkeitsprofils innerhalb des Mischrohres für die TD^1 -Konfiguration 4022-12.0 in der numerischen Simulation.

A.2.2 Auswertung der azimuthalen Wirbelstärke

Um die Allgemeingültigkeit des Erklärungsansatzes von Kiesewetter [Kie05] für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen zu überprüfen, wurden die Simulationen des TD^1 -Brenners hinsichtlich der Produktion azimuthaler Wirbelstärke η analysiert. Abbildung A.5 zeigt die Produktion azimuthaler Wirbelstärke innerhalb des Mischrohres während der Flammenpropagation. Die Zeitreihe umfasst vier instantane Verteilungen mit einer zeitlichen Separation von $\Delta t = 5$ ms. Neben der Verteilung der Produktion von η aufgrund der Volumenexpansion (oben) und des baroklinen Drehmoments (unten) sind die Linien der Fortschrittsvariablen $c = 0,05$ und $c = 0,95$ dargestellt. Zusätzlich visualisieren Pfeile im Bereich der Flammenwurzel die jeweilige Drehrichtung der produzierten Wirbelstärke. Offensichtlich führt während der Transition der Beitrag des baroklinen Drehmoments zur Induktion einer stromaufgerichteten Strömung, während der Beitrag der Volumenexpansion entgegen wirkt. Das von Kiesewetter formulierte Erklärungsprinzip zum CIVB-getriebenen Flammenrückschlag wird von diesen Ergebnissen zweifelsfrei belegt. Die Theorie nach Abb. 2.20 ist somit geometrieunabhängig.

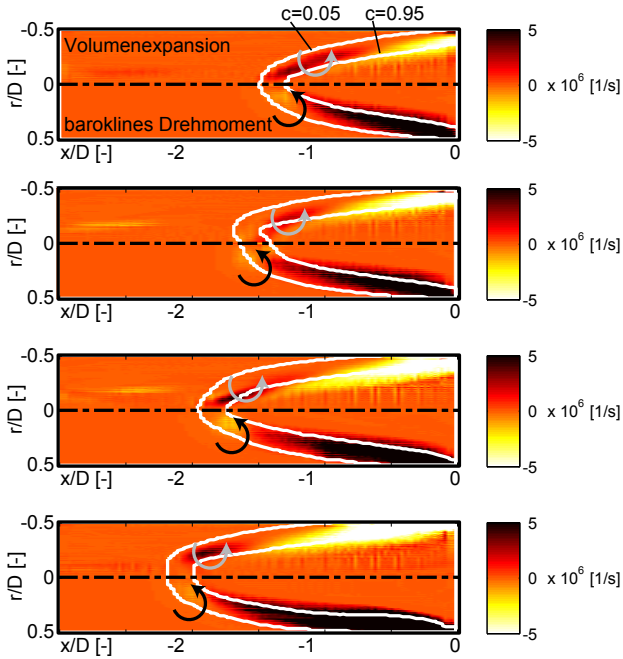


Abbildung A.5: Planare Verteilung der zeitlichen Änderung azimuthaler Wirbelstärke während der Transition durch das Mischrohr, aufgeteilt in die von Reaktion abhängigen Terme der Gl.(2.35): Die von Kiewewetter postulierte, gegensätzliche Wirkung von Volumenexpansion (oben) und baroklinen Drehmoment (unten) ist offensichtlich.

A.2.3 Präzession des Wirbelkerns

Ein offensichtlicher, dreidimensionaler Effekt, der für den untersuchten TD^1 -Brenner beobachtet werden kann, ist das Präzessieren des Wirbelkerns. Dieses Phänomen wurde in der Literatur oft schon durch den Einsatz verschiedener Messtechniken erforscht (z.B. [Sch03]). In dieser Arbeit wird die horizontale Anwendung der PIV (d.h. senkrecht zur Strömungsachse) sowie die numerische Simulation für die Analyse des *precessing vortex core* (PVC) genutzt. In den Abbildungen

A.6 und A.7 wird ein horizontaler Schnitt durch das Mischrohr in einem Zeitfenster von jeweils 2,5 ms für das Experiment und die Simulation präsentiert.

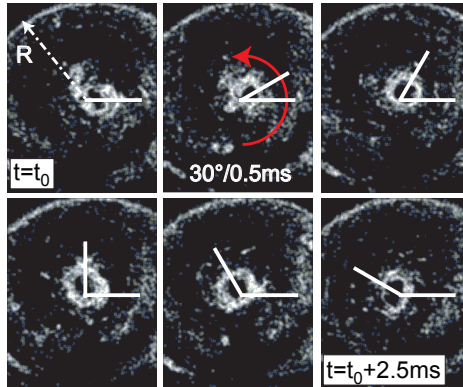


Abbildung A.6: Analyse horizontaler PIV-Messungen hinsichtlich der Präzession des Wirbelkerns für $P_{th} = 40 \text{ kW}$, $\lambda = 1,6$: Die Rotation des Wirbelkerns, visualisiert mit Hilfe des Zeigers, erreicht eine Umlauffrequenz von etwa 166 Hz.

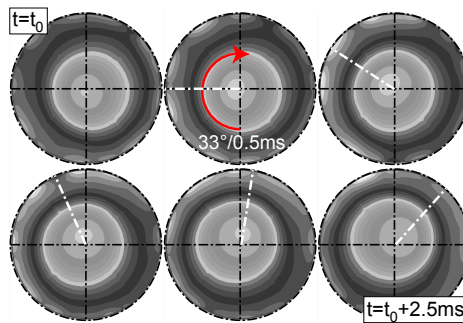


Abbildung A.7: Analyse der numerischen Simulation hinsichtlich der Präzession des Wirbelkerns für $P_{th} = 40 \text{ kW}$, $\lambda = 1,6$: Die Rotation des Wirbelkerns, visualisiert mit Hilfe des Zeigers, erreicht eine Umlauffrequenz von etwa 180 Hz.

In beiden exemplarischen Zeitfolgen ist ein Zeiger schematisch dargestellt, der in seiner Drehbewegung dem präzessierenden Wirbelkern folgt. Für die experimentelle Untersuchung ergibt sich eine Winkelgeschwindigkeit von $60^\circ/1\text{ms}$ und damit eine Umlauffrequenz von ca. 166 Hz. Die numerische Simulation zeigt eine Präzession mit einer Umlauffrequenz von ca. 180 Hz, die damit in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat diesen dreidimensionalen Effekt wiedergibt.