

**Forschungsberichte aus dem  
Institut für Thermische Strömungsmaschinen**  
Hrsg.: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Georg Blesinger

# **Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen**

Ähnlichkeitsanalyse unter Berücksichtigung  
von Baugröße und Brennstoffeigenschaften



# Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen Ähnlichkeitsanalyse unter Berücksichtigung von Baugröße und Brennstoffeigenschaften

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

angenommene

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Georg Blesinger  
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung:  
Hauptreferent:  
Korreferent:

9. Juni 2021  
Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer, Ord.  
Prof. Dr.-Ing. N. Zarzalis

Forschungsberichte aus dem  
Institut für Thermische Strömungsmaschinen

herausgegeben von:  
Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer,  
Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)  
Kaiserstr. 12  
D-76131 Karlsruhe

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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



©Copyright Logos Verlag Berlin GmbH 2022

Alle Rechte vorbehalten.

ISSN 1615-4983  
ISBN 978-3-8325-5475-0

Logos Verlag Berlin GmbH  
Georg-Knorr-Str. 4, Geb. 10,  
12681 Berlin  
Tel.: +49 030 42 85 10 90  
Fax: +49 030 42 85 10 92  
INTERNET: <http://www.logos-verlag.de>



Flammenrückschlag durch  
verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen  
Ähnlichkeitsanalyse unter  
Berücksichtigung von Baugröße  
und Brennstoffeigenschaften

von

Dipl.-Ing. Georg Blesinger

Karlsruhe 2022



# Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Turbomaschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken, die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten - hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen - genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Bei der Verbrennung flüssiger und gasförmiger Brennstoffe in Brennkammern von Gasturbinen und Flugtriebwerken können aufgrund hoher Prozesstemperaturen große Mengen an Stickoxiden erzeugt werden. Diese Tendenz wird durch die zur Steigerung der Prozesseffizienz erforderliche Anhebung des Gesamtdruckverhältnisses und der damit verbundenen höheren Brennkammer-eintrittstemperatur sowie durch weiter zunehmende Turbineneintrittstemperaturen noch weiter verschärft. Durch eine magere Vormischverbrennung lassen sich hohe Verbrennungstemperaturen vermeiden und dadurch nahezu unabhängig vom Druckverhältnis äußerst geringe Stickoxidemissionen erreichen. Allerdings treten bei der mageren Vormischverbrennung mehrere systemimmanente Probleme auf. Dazu zählt unter anderem der Flammenrückschlag in die Vormischstrecke. Im vorliegenden Band der Schriftenreihe untersucht der Autor experimentell und mit begleitenden vereinfachten numerischen Ansätzen die Mechanismen des verbrennungsinduzierten Flammenrückschlags in die Vormischzone von schadstoffarmen Brennkammern. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen ist es dem Autor gelungen, Strömungs- und Verbrennungsphänomene aufzudecken, die bislang nicht mit der erforderlichen Genauigkeit erfasst wurden. Exemplarisch sei die staupunktbezogene Mittelung des Geschwindigkeitsfeldes innerhalb der Vormischstrecke genannt, die die unbeabsichtigte Glättung einer örtlichen Mittelung des Strömungsfeldes vermeidet. Erst durch diese Vorgehensweise wurden Strömungsstrukturen

sichtbar, die für das Verständnis der lokalen Flammenstabilisierung bzw. des Verlöschens aufgrund hoher Streckung erforderlich sind. Bei den Rückschlagprozessen unterscheidet der Autor zwischen dem klassischen verbrennungsinduzierten Flammenrückschlag (CIVB) und einem Flammenrückschlag in eine bereits aerodynamisch hervorgerufene aufgeplatzte Drallströmung (TBVA). Die Erkenntnis, dass die reynoldszahlabhängige Dissipation des Dralls in der Vormischstrecke durch eine Anpassung der Drallzahl zur Sicherstellung der Strömungsähnlichkeit innerhalb der Brennkammer notwendig ist, stellt eine weitere wichtige Erkenntnis der vorgestellten Arbeit dar. Erst dadurch ist es möglich, den Einfluss einer geometrischen Skalierung erfassen zu können. Die aus den experimentellen Ergebnissen abgeleiteten Korrelationen zur Berechnung der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags drallstabilisierter Vormischflammen sind für die Auslegung schadstoffarmer Brennkammern von großer praktischer Bedeutung.

# Danksagung des Autors

Die vorliegende Dissertation beruht auf den Ergebnissen meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) des Karlsruher Instituts für Technologie. Sie wurde im Rahmen des DFG-Forschungsprojektes „Einfluss der brennstoffspezifischen Reaktionsmechanismen auf das verbrennungsinduzierte Aufplatzen in Wirbelröhren“ gefördert. Das ITS stellte mir diese Förderung sowie das für meine wissenschaftliche Tätigkeit notwendige Umfeld zur Verfügung. Wesentliche Teile dieses Umfeldes waren einerseits die zahlreichen erfahrenen und hilfsbereiten Kolleginnen und Kollegen, andererseits eine in vielen Bereichen hervorragende technische und wissenschaftliche Infrastruktur und nicht zuletzt auch die zur Verfügung gestellten materiellen und zeitlichen Ressourcen, um das gegebene Umfeld zu nutzen und weiter zu entwickeln. Für dieses Umfeld und das zu dessen Nutzung entgegengebrachte Vertrauen danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer - dem Leiter des ITS - und allen zeitigen und ehemaligen Institutsangehörigen. Sie alle haben wichtigen Anteil an der Bereitstellung dieses einmaligen Umfeldes. Mein Dank gilt Herrn Prof. Bauer auch für die Übernahme des Hauptreferats und ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis für das umfassende Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferats.

Unverzichtbar für das Gelingen der vorliegenden Arbeit waren die umfassende Unterstützung seitens der Angehörigen des ITS und das freundschaftliche und engagierte Miteinander des ITS-Kollegiums. Vor allem danke ich Herrn Dr.-Ing. Rainer Koch, dem Leiter der Abteilung „Verbrennung und Zweiphasenströmung“ der meine Arbeit mit seiner ganzen Erfahrung, umfassendem Wissen und seinem scharfen Blick für die wesentlichen technischen Zusammenhänge über viele Jahre hinweg wissenschaftlich begleitete und unterstützte. Seine Unterstützung schlug sich in zahlreichen konstruktiven Impulsen und gradlinigen Lösungsansätzen nieder und trug wesentlich zur wissenschaftlichen Qualität und Originalität der Arbeit bei. Weiterhin habe ich sehr von dem fachlichen Erfahrungsaustausch und der direkten Zusammenarbeit mit erfahrenen und interessierten Kollegen wie beispielsweise Christian Beck, Jens Färber und Enrico Bärow profitiert. Sie haben mir Umwege erspart und richtungsweisende Erkenntnisse an entscheidenden Weggabelungen ermöglicht. Wichtig für diese Arbeit waren auch die Beiträge der zahlreichen Studierenden, welche als Hiwi oder Abschlussarbeiter bei Voruntersuchungen, Berechnungen, Simulationen, Konstruktionen, bei der Entwicklung von Methoden und der Durchführung von Untersuchungen einen wesentlichen Beitrag leisteten. Eine notwendige Voraussetzung für das Gelingen der Arbeit war auch der materielle Fundus, der Ideenreichtum und die stete Unterstützung der Werkstätten und der Personen, welche nicht nur die Bestandteile des Versuchsaufbaus bereitstellten, sondern auch die technische und administrative Unterstützung am ITS sicherstellten. Ihnen allen danke ich von ganzem Herzen. Ich behalte Ihre Aufgeschlossenheit und Hilfsbereitschaft in guter Erinnerung. Ebenfalls möchte ich den Kollegen von anderen Instituten und Forschungseinrichtungen danken, wie beispielsweise Herr Dr. Peter Habisreuther, Herr Dr. Jordan Denev und Herr Dr. Thorsten Voigt vom Enlger-Bunte-Institut des KIT, von deren Erfahrung, Wissen und Anregungen meine Arbeit profitierte. Ich danke von ganzem Herzen auch allen Personen, die ich nicht erwähnt habe, die aber ebenfalls zur Erstellung dieser Arbeit beigetragen haben.

Abschließend danke ich meiner geliebten Familie, die mein Tun vom Anfang bis zum Abschluss dieser Arbeit stets mit Geduld und Zuversicht mitgetragen hat, allen voran meine Eltern Ursula und Rudi und meine Frau Natalya.

Karlsruhe, im April 2022

Georg Blesinger



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Symbole</b>	<b>xiv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen und Zielsetzung der Arbeit</b>	<b>5</b>
2.1 Flammenstabilisierung . . . . .	5
2.2 Einfluss der Turbulenz auf die lokalen Eigenschaften der Flammenfront . . . . .	8
2.3 Stabilisierung und Destabilisierung von Flammen durch Wirbelaufplatzen . . . . .	12
2.4 Axiale Drallströmungen . . . . .	16
2.5 Wirbelaufplatzen . . . . .	19
2.5.1 Analyse des Wirbelaufplatzens: „lokale“ Theorie . . . . .	23
2.5.2 Analyse des Wirbelaufplatzens: „globale“ Theorie . . . . .	26
2.5.3 Einfluss der Abströmungsrandbedingungen auf das Wirbelaufplatzen . . . . .	31
2.5.4 Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des Wirbelaufplatzens . . . . .	35
2.6 Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen . . . . .	36
2.6.1 Flammenbeschleunigung in Wirbelzentren . . . . .	37
2.6.2 Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen . . . . .	41
2.6.3 Besondere Herausforderungen bei der Untersuchung des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen . . . . .	45
2.6.4 Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen . . . . .	48
2.7 Forschungsziele . . . . .	53
<b>3 Experimentelle Methodik</b>	<b>56</b>
3.1 Zielsetzung der experimentellen Untersuchungen . . . . .	56
3.2 Versuchsaufbau . . . . .	59
3.3 Versuchskonfigurationen . . . . .	63
3.4 Versuchsprogramm . . . . .	64
3.5 Definition der Stabilitätsgrenze . . . . .	67
3.6 Methoden zur Auswertung und Analyse der Messdaten . . . . .	67

3.6.1	Auswertung im mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinatensystem . . .	70
3.6.2	Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit an stark intermittierenden Flammenfronten . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Grundlegende Betrachtung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen</b>	<b>78</b>
4.1	Kräftebilanz und Transitions geschwindigkeit . . . . .	78
4.2	Numerisches Stromfadenmodell . . . . .	80
4.3	Mögliche Zustände einer Drallströmung . . . . .	82
4.4	Einfluss von Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Charakterisierung der untersuchten Strömung</b>	<b>89</b>
5.1	Einstellung der Drallströmung . . . . .	89
5.1.1	Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von der Lage des Wirbelaufplatzens	90
5.1.2	Konsequenzen für die Gestaltung des Experiments . . . . .	93
5.2	Charakterisierung der nicht-reagierenden Strömung . . . . .	94
5.2.1	Die nicht-reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 1 zur Unter- suchung des Flammenrückschlags durch CIVB . . . . .	95
5.2.2	Die nicht-reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 1 zur Unter- suchung des Flammenrückschlags durch TBVA . . . . .	97
5.2.3	Wichtige Strömungsbereiche für die Flammenstabilisierung . . . . .	99
5.2.4	Die nicht-reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 2 . . . . .	101
5.3	Charakterisierung der reagierenden Strömung . . . . .	103
5.3.1	Charakterisierung des untersuchten Flammenrückschlags anhand instan- taner Geschwindigkeitsfelder . . . . .	104
5.3.2	Charakterisierung des untersuchten Flammenrückschlags anhand von Mittelwerten . . . . .	108
5.3.3	Aerodynamik des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen . . . . .	116
5.3.4	Charakterisierung der stabilen reagierenden Strömung . . . . .	121
5.3.5	Qualitative Schlussfolgerungen . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Einfluss der Betriebsbedingungen auf die reagierende Strömung</b>	<b>132</b>
6.1	Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Verbrennungsregime . . . . .	133
6.1.1	Untersuchung der räumlichen Verteilung der Dicke der Vorreaktionszone	135
6.1.2	Analyse des Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Verdickung der Flammenfront . . . . .	139
6.2	Das Verbrennungsregime an der Stabilitätsgrenze . . . . .	144
6.3	Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Strömungsfeld an der Stabilitätsgrenze	145



---

6.3.1	Die Mittellage der Flammenfront an der Stabilitätsgrenze . . . . .	146
6.3.2	Die Verbrennungsbedingungen an der Stabilitätsgrenze . . . . .	151
6.3.3	Die Flammenstabilisierung an der Stabilitätsgrenze und während des Flammenrückschlags . . . . .	153
6.3.4	Einfluss des Brennstoffs auf die Flammenstabilisierung an der Stabili- tätsgrenze . . . . .	155
<b>7</b>	<b>Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags</b>	<b>160</b>
7.1	Einfluss der untersuchten Betriebsparameter auf die Stabilitätsgrenze . . . . .	160
7.2	Korrelation für die Stabilitätsgrenze . . . . .	164
7.3	Vergleich mit bestehenden Korrelationen . . . . .	169
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>175</b>
	<b>Literatur</b>	<b>177</b>
	<b>Anhang</b>	<b>185</b>
A.1	Historischer Hintergrund . . . . .	185
A.2	Erläuterungen zur Flammenstreckung . . . . .	186
A.3	Erläuterungen zur turbulenten Brenngeschwindigkeit . . . . .	187
A.4	Einfluss der Strömungsbedingungen auf die turbulente Verbrennung . . . . .	188
A.5	Gegenüberstellung gemittelter und instantaner Betrachtung einer Drallflamme .	191
A.6	Auftreten negativer Brenngeschwindigkeiten in Rezirkulationszonen . . . . .	192
A.7	Erläuterungen zur Aerodynamik der Gasexpansion einer Flammenfront . . . . .	194
A.8	Impulsstromdefekt des mittleren Geschwindigkeitsfeldes . . . . .	196
A.9	Erläuterungen zur Wirbelstärke . . . . .	197
A.10	Erläuterungen zur Wirbeltransportgleichung . . . . .	198
A.11	Berechnung der nominellen Drallzahl des Brenners . . . . .	200
A.12	Erläuterung zum Stromfadenmodell des Wirbelaufplatzens . . . . .	203
A.13	Erläuterungen zum Diffusor-Paradoxon von Drallströmungen . . . . .	203
A.14	Transitionsbedingte Axialimpulsstromänderung in Drallströmungen . . . . .	204
A.15	Einfluss von Reynolds-Zahl, Drallniveau und Form der Drallströmung . . . . .	207
A.16	Dissipationsbedingte Drehimpulsstromänderung in Rohrwirbeln . . . . .	209
A.17	Einfluss des radialen Einschlusses der Strömung . . . . .	212
A.18	Erläuterung zur Bestimmung der Dicke der Formaldehyd-Schicht . . . . .	213
A.19	Vergleich der gemessenen und der geschätzten Brenngeschwindigkeit . . . . .	216
A.20	Ergänzung zum Einfluss der globalen Karlovitz-Zahl . . . . .	217

---

A.21 Übersicht der untersuchten Betriebspunkte und Stabilitätsgrenzen . . . . .	218
A.22 Vergleich der Korrelation für den Flammenrückschlag durch TBVA . . . . .	224
A.23 VK1 - Selbstähnlichkeit der untersuchten Strömung . . . . .	225
A.24 Entwicklung des Strömungsfeldes bei Annäherung der Stabilitätsgrenze . . . .	232

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Drei Momentaufnahmen einer drallstabilisierten Vormischflamme beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. . . . .	3
2.1	lokale Geschwindigkeitsverhältnisse an der Flammenfront: links propagierende Flammenfront, rechts ruhende Flammenfront. . . . .	6
2.2	Schematische 2D-Darstellung einer turbulenten Flamme; durchgehende rote Linie: repräsentative Oberfläche einer exemplarischen instantanen Flammenfront; gestrichelte rote Linie: repräsentative Oberfläche der mittleren Flammenfront . . . . .	6
2.3	Charakteristische verbrennungstechnische Größen der verwendeten Brennstoffe . . . . .	11
2.4	Schematische Darstellung einer Brennkammer mit drallstabilisierter Flamme: zeitgemittelte und instantane Strömung oberhalb beziehungsweise unterhalb der Symmetrieachse . . . . .	13
2.5	Schematische Gegenüberstellung einer stabilen Drallflamme und des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. . . . .	15
2.6	Koordinatenkonvention für die axiale Drallströmung . . . . .	16
2.7	Vergleich verschiedener Wirbelformen . . . . .	17
2.8	Axialschnittdarstellung typischer Drallströmungstypen . . . . .	19
2.9	Axialschnittdarstellung des Wirbelaufplatzens: Transition einer kolumnaren, axialen Drallströmung zu einer annularen, axialen Drallströmung . . . . .	19
2.10	Lichtbildaufnahme des Aufplatzen der Wirbelschlepe eines schräg angeströmten Deltaflüglermodells. Quelle: Institut für Luft- und Raumfahrt der RWTH Aachen	20
2.11	Axialschnittdarstellung von Stromfläche und Stromfaden einer axialen Drallströmung mit Verengung und Erweiterung des Strömungsquerschnitts . . . . .	22
2.12	Änderung des Lösungsraums bei Erhöhung des Drallniveaus . . . . .	28
2.13	Aufnahme von Escudier und Keller (1983) der zweistufigen Transition des Wirbelaufplatzens in einem zylindrischen Rohr . . . . .	29
2.14	Stabilitätsdiagramm für Rankine-Wirbel mit homogener Zuströmung . . . . .	30
2.15	Axiale Kopplung am Beispiel der Taylor-Proudman-Säule . . . . .	32
2.16	Rohrwirbelströmungen durch einen Querschnittssprung . . . . .	33
2.17	Axiale Drallströmung durch ein generisches Vormischverbrennungssystem . . . . .	34
2.18	Ausbreitung von Flammen innerhalb von Wirbeln . . . . .	37
2.19	Erläuterung zur Wirbelexpansion . . . . .	38
2.20	Wirkungskette des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens . . . . .	40
2.21	Schematische Gegenüberstellung der stabilen Strömung und der Strömung beim Stromaufpropagieren des Flammenrückschlags: Detail-Darstellung der relativen Lage von Flamme und Rezirkulationszone in Anlehnung an Abbildung 2.5 . . . . .	43

2.22	Messdaten von Kröner (2003) für Methan-Wasserstoff-Mischungen . . . . .	52
3.1	Gegenüberstellung CIVB und TBVA . . . . .	58
3.2	Prüfstand . . . . .	59
3.3	Versuchs- und Messaufbau . . . . .	61
3.4	Eigenschaften der verwendeten Tracer-Partikel . . . . .	62
3.5	Versuchskonfiguration 1 . . . . .	64
3.6	Versuchskonfiguration 2 . . . . .	65
3.7	Schematische Darstellung der Auswertung der PIV- und LIF-Rohdaten . . . . .	68
3.8	Unterschiede bei der Bestimmung mittlerer Strömungsgrößen in raumfesten und mitbewegten Koordinaten am Beispiel einer Drallströmung . . . . .	71
3.9	Gegenüberstellung der Eigenschaften des Strömungsfeldes in raumfesten und in mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinaten . . . . .	73
3.10	Fehlerhafte Bestimmung der Brenngeschwindigkeit am Rand einer sich periodisch bewegenden Rezirkulationszone . . . . .	75
3.11	Bestimmung der lokalen Brenngeschwindigkeit durch selektive Mittelung von Geschwindigkeiten an der Flammenfront . . . . .	76
4.1	Axial-Kräfte und Transitions geschwindigkeit des Aufplatzens einer axialsymmetrischen, zylindrischen Drallströmung . . . . .	79
4.2	Ablösung beim Wirbelaufplatzen mit und ohne Stagnation . . . . .	81
4.3	Vergleich zwischen „globaler Theorie“ und Ergebnissen des Stromfadenmodells . . . . .	82
4.4	Exemplarische Mengen möglicher Strömungslösungen in Abhängigkeit von Drallzahl und Strömungsform. . . . .	83
4.5	Einteilung der radialen Bereiche im Stromfadenmodell des Wirbelaufplatzens mit Flamme - Wirbelkernradius $r_{vc}$ , Innenradius $r_i$ der Abströmung, Außenradius $r_{f,a}$ der Flamme. . . . .	85
4.6	Einfluss von Verbrennung auf die Menge der möglichen Strömungslösungen. . . . .	86
5.1	Variable Geometrie des verwendeten Drallbrenners . . . . .	90
5.2	Zusammenhang zwischen axialer Position des Wirbelaufplatzens und nomineller Drallzahl . . . . .	91
5.3	Zusammenhang zwischen nomineller Drallzahl, axialer Position des Wirbelaufplatzens und Stabilitätsgrenze . . . . .	92
5.4	Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt des Strömungsfeldes der Versuchskonfiguration 1 bei $D = 40$ mm, $Re = 30\,000$ und $\vartheta_0 = 50$ °C für $\bar{z}_{sp,0} = 0$ . . . . .	95
5.5	Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt des Strömungsfeldes der Versuchskonfiguration 1 bei $D = 40$ mm, $Re = 30\,000$ und $\vartheta_0 = 50$ °C für $\bar{z}_{sp,0} = -1D$ . . . . .	98

5.6	Bevorzugte Stabilisierungszonen der Verbrennung . . . . .	99
5.7	Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt des Strömungsfelds der Versuchskonfiguration 2 bei $D = 40$ mm, $Re = 30\,000$ und $\vartheta_0 = 50$ °C	102
5.8	Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit Flammenfront an der Stabilitätsgrenze des CIVB mit $\bar{z}_{sp,0} = 0$ für $D = 40$ mm, $Re = 15\,000$ , $\vartheta_0 = 50$ °C und Methan, $S_{l,0}/U = S_{l,0,crit}/U = 0,0187$ . . . . .	105
5.9	Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit Flammenfront über der Stabilitätsgrenze des CIVB mit $\bar{z}_{sp,0} = 0$ für $D = 40$ mm, $Re = 15\,000$ , $\vartheta_0 = 50$ °C und Methan, $S_{l,0}/U = 0,0256$ , $S_{l,0,crit}/U = 0,0187$ . . . . .	107
5.10	Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit Flammenfront an der Stabilitätsgrenze des TBVA mit $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ für $D = 40$ mm, $Re = 15\,000$ , $\vartheta_0 = 50$ °C und Methan, $S_{l,0}/U = S_{l,0,crit}/U = 0,0174$ . . . . .	109
5.11	Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des CIVB . . . . .	111
5.12	Entwicklung der Statistik der axialen Position des Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des CIVB . . . . .	112
5.13	Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des TBVA . . . . .	114
5.14	Entwicklung der Statistik der axialen Position des Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des TBVA . . . . .	114
5.15	Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bei $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ mit Distanz zwischen Wirbelaufplatzens und Flammenspitze größer $1D$ . . . . .	117
5.16	Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilung für $z_{sp,0}$ der nicht-reagierenden Strömung mit $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ . . . . .	118
5.17	Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bei $\bar{z}_{sp,0} = 0$ mit einer Distanz zwischen dem Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze größer $0,5D$ . . . . .	119
5.18	Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilung von $z_{sp,0}$ der nicht-reagierenden Strömung mit $\bar{z}_{sp,0} = 0$ . . . . .	120
5.19	Zoneneinteilung der Flammenfront . . . . .	122
5.20	Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt der stabilen reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 bei $D = 40$ mm, $Re = 30\,000$ und $\vartheta_0 = 50$ °C für $\bar{z}_{sp,0} = 0$ und Propan bei $S_l/U = 0,0211$ und $S_{l,crit}/U = 0,0228$ . . . . .	124
5.21	Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt der stabilen reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 bei $D = 40$ mm, $Re = 30\,000$ und $\vartheta_0 = 50$ °C für $\bar{z}_{sp,0} = -1,2D$ und Propan bei $S_l/U = 0,0187$ und $S_{l,crit}/U = 0,0203$ . . . . .	125
5.22	CH*-Chemilumineszenz der reagierenden Strömung der VK1 . . . . .	126
5.23	Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt der reagierenden Strömung der VK2 . . . . .	130
6.1	Einfluss von $Re$ und $D$ auf $\delta_{CH_2O}$ für $\vartheta_0 = 50$ °C und Propan . . . . .	136

6.2	Einfluss von Brennstoff und $\vartheta_0$ auf $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$ für $D = 40$ mm und $\text{Re} = 30\,000$ . . .	138
6.3	Verdickung der Vorreaktionszone in Abhängigkeit der turbulenten Karlovitz-Zahl	140
6.4	Verdickung der Vorreaktionszone für verschiedene Brennstoffe und Brennerdurchmesser in Abhängigkeit von $\text{Ka}_t$ . . . . .	141
6.5	Verdickung der Vorreaktionszone in Abhängigkeit von $\hat{\text{K}}_{a_t}$ . . . . .	143
6.6	Geschätzte Flammendicke an der Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von $\text{Ka}_{D,\text{crit}}$	144
6.7	Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze des CIVB in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C und Methan, in raumfesten Koordinaten	147
6.8	Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze des CIVB in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C und Heptan, in raumfesten Koordinaten	148
6.9	Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze des CIVB in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C und Heptan, in raumfesten Koordinaten	149
6.10	Streudiagramm der axialen Position $\bar{z}_{ff,\text{crit}}$ der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze über der Streckungsrate $K_D$ . . . . .	150
6.11	Gegenüberstellung turbulenter Karlovitz-Zahlen und turbulenter Brenngeschwindigkeiten an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB für alle untersuchten Betriebsbedingungen . . . . .	152
6.12	Kritische Karlovitz-Zahl $\text{Ka}_{t,\text{crit}}$ an der Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von der Streckungsrate $K_D$ . . . . .	156
7.1	Einfluss der Reynolds-Zahl und der Baugröße auf die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags . . . . .	162
7.2	Vergleich der Abhängigkeit verschiedener charakteristischer chemischer Zeitmaße von der Streckungsrate $K_D^* = 1/\tau_D^*$ . . . . .	165
7.3	Vergleich zwischen experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen und der Korrelation für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen gemäß Gleichung (7.4) . . . . .	167
7.4	Vergleich zwischen experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen und der Korrelation für den Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse gemäß Gleichung (7.5) . . . . .	168
7.5	Vergleich der Korrelation von Kröner (2003) mit der in dieser Arbeit entwickelten Korrelation . . . . .	171
7.6	Vergleich der Korrelation von Konle und Sattelmayer (2010) mit der in dieser Arbeit entwickelten Korrelation . . . . .	173
A.1	Turbulente Deformation der Flammenfront; links: Anordnung von Ortsvektor $\vec{x}$ , Geschwindigkeitsvektor $\vec{u}$ und Normalenvektor $\vec{n}_f$ an der Flammenfront; mittig: Diffusionsströme bei divergenter Strömung (Fall A); rechts: Diffusionsströme bei Ausbreitung einer gekrümmten Flammenfront (Fall B) . . . . .	186

A.2	Borghi-Diagramm: Verbrennungsregime als Funktion der charakteristischen Skalenverhältnisse $u_{rms}/S_{L,0}$ und $L_t/\delta l,0$ . . . . .	189
A.3	Frei brennende, drallstabilisierte Vormischflamme . . . . .	192
A.4	Flammenausbreitung innerhalb der Rezirkulationszone einer Drallflamme - Einfluss des axialen und radialen Fluidtransports des Spiralwirbelsystems . . . . .	193
A.5	Einfluss des turbulenten Transports auf die Flammenfront - Faltung, Verdickung und Verlöschen . . . . .	194
A.6	Aerodynamische Wirkung des Druckverlustes über Flammenfronten . . . . .	195
A.7	Eigenbeschleunigung einer ebenen freien Flamme in ruhender Umgebung . . . . .	196
A.8	Strom- und Wirbellinien als materielle Linien auf einer Stromfläche in einem axialen Drallströmungsfeld . . . . .	198
A.9	Schematische Darstellung der substanziellen Wirbelstärkeänderung durch Geschwindigkeitsgradienten . . . . .	200
A.10	Schematische Darstellung der substanziellen Wirbelstärkeänderung durch Dichtegradienten . . . . .	201
A.11	Maße der Brennergeometrie zur Bestimmung der nominellen Drallzahl . . . . .	202
A.12	radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS1 von $R = R_0$ auf $R = 1,5R_0$ . . . . .	205
A.13	radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS2 bei konstantem Strömungsquerschnitt . . . . .	206
A.14	radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS3 bei konstantem Strömungsquerschnitt . . . . .	206
A.15	radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS4 bei konstantem Strömungsquerschnitt . . . . .	207
A.16	Einfluss des Wirbelkernradius in der Zuströmung auf das Drallströmungsfeld in einer generischen Brennkammer . . . . .	208
A.17	Einfluss von Drallzahl und Reynolds-Zahl auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens für den untersuchten Brenner . . . . .	209
A.18	Reynolds-Zahl-Einfluss auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens . . . . .	210
A.19	Umfangsgeschwindigkeitsverläufe verschiedener axialer Positionen in der Vormischzone bei $D = 40$ mm, $Re = 30\,000$ und $\bar{z}_{sp,0} = 0$ . . . . .	211
A.20	Drehimpulsdissipation in der Vormischzone . . . . .	211
A.21	Einfluss des radialen Einschluss der Strömung durch eine Brennkammer (BK) . . . . .	213
A.22	Exemplarische Gegenüberstellung der schrittweisen Bestimmung von $\delta_{CH_2O}$ . . . . .	214
A.23	Geometrische Zusammenhänge zwischen tatsächlicher und gemessener Dicke der Formaldehyd-Schicht . . . . .	215
A.24	Vergleich von gemessenen, turbulenten Brenngeschwindigkeit an der Spitze und an der inneren Flanke der Flammenfront mit Schätzwerten . . . . .	216
A.25	Geschätzte Flammendicke an der Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von $LeKa_{D,crit}$ . . . . .	217

A.26	Gegenüberstellung der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen - $\bar{z}_{sp,0} = 0$ - und des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse - $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ - für die untersuchten Frischgastemperaturen $\vartheta_0$ . . . . .	219
A.27	Vergleich der Korrelation von Kröner (2003) mit der in dieser Arbeit entwickelten Korrelation für die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse . . . . .	224
A.28	Vergleich der Korrelation von Konle und Sattelmayer (2010) mit der in dieser Arbeit entwickelten Korrelation für die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse . . . . .	225
A.29	Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der $r$ - $z$ -Ebene, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	226
A.30	Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der $r$ - $z$ -Ebene, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	227
A.31	Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der $r$ - $z$ -Ebene, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	228
A.32	Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der $r$ - $z$ -Ebene, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	229
A.33	Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der $r$ - $z$ -Ebene, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 200$ °C . . . . .	230
A.34	Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der $r$ - $z$ -Ebene, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 300$ °C . . . . .	231
A.35	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	233
A.36	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	234
A.37	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	235
A.38	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	236
A.39	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	237
A.40	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	238
A.41	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	239



A.42	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	240
A.43	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	241
A.44	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	242
A.45	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	243
A.46	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	244
A.47	Reagierendes Strömungsfeldes, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 200$ °C . . . . .	245
A.48	Reagierendes Strömungsfeldes, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 200$ °C . . . . .	246
A.49	Reagierendes Strömungsfeldes, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 300$ °C . . . . .	247
A.50	Reagierendes Strömungsfeldes, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 40$ mm, $\vartheta_0 = 300$ °C . . . . .	248
A.51	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	249
A.52	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	250
A.53	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	251
A.54	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	252
A.55	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	253
A.56	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 50$ °C . . . . .	254
A.57	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	255
A.58	Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	256
A.59	Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	257

---

A.60 Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	258
A.61 Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	259
A.62 Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan, $D = 28$ mm, $\vartheta_0 = 100$ °C . . . . .	260

## Tabellenverzeichnis

2.1	Lewis-Zahlen der in dieser Arbeit verwendeten Brennstoffe für Äquivalenzverhältnisse $\Phi \leq 1$ . . . . .	9
2.2	Forschungsarbeiten zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen . . . . .	42
2.3	Forschungsarbeiten zum Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen . . . . .	50
3.1	Betriebsbedingungen für Versuchskonfiguration 2 zur Untersuchung der Verbrennungsbedingungen; M: Methan; P: Propan; H: N-Heptan . . . . .	66
3.2	Betriebspunkte zur Bestimmung von Stabilitätsgrenzen für CIVB und TBVA mit der Versuchskonfiguration 1; M: Methan; P: Propan; H: N-Heptan . . . . .	67
6.1	Turbulenzgrößen im Zentrum und im Nachlauf der Rezirkulationsblase für $\bar{z}_{sp,0} = 0$ und $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ , mit dem Staupunkt mitbewegtes Bezugssystem . . . . .	154
A.1	Eigenschaften der Strömung DS1 vor und nach der Transition von $R = R_0$ auf $R = 1,5R_0$ . . . . .	205
A.2	Eigenschaften der Strömung DS2 vor und nach der Transition bei konstantem Strömungsquerschnitt . . . . .	205
A.3	Eigenschaften der Strömung DS3 vor und nach der Transition bei konstantem Strömungsquerschnitt . . . . .	206
A.4	Eigenschaften der Strömung DS4 vor und nach der Transition bei konstantem Strömungsquerschnitt . . . . .	207
A.5	Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch CIVB mit $\bar{z}_{sp,0} = 0$ und $D = 40$ mm . . . .	220
A.6	Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch CIVB mit $\bar{z}_{sp,0} = 0$ und $D = 28$ mm . . . .	221
A.7	Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch TBVA mit $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ und $D = 40$ mm . .	222
A.8	Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch TBVA mit $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ und $D = 28$ mm . .	223

# Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Bezeichnung
<i>lateinische Symbole</i>		
$A$	$m^2$	Querschnitts- oder Ober-Fläche
$a$	$m^2/s$	Temperaturleitwert
$B$	$m^2/s^2$	Potentialfeld
$b$	$m$	Laufkoordinate oder Breite eines Bereiches
$C$	-	Korrelationswert oder - wenn mit Index versehen - Konstante
CIVB	-	verbrennungsinduziertes Wirbelaufpatzen - Combustion Induced Vortex Breakdown
$c$	$m/s$ , -	Wellengeschwindigkeit beziehungsweise Reaktionsfortschritt
$D$	$m^2/s$ , $m$	Diffusionskoeffizient eines Stoffes bezüglich des Gasgemisches oder Durchmesser (ohne Index: Durchmesser der Vormischzone)
$\dot{D}$	$kgm^2/s^2$	Drehimpulsstrom
$Da$	-	Damköhler-Zahl
$Di$	$m^2/s^3$	Dissipationsrate
$E$	$kgm^2/s^2$	Energie
$\dot{E}$	$kgm^2/s^3$	Energieänderungsrate oder Energiestrom
$F$	$N$	Kraft
$\vec{F}$	$m/s^2$	eingepägtes Beschleunigungsfeld
$f(b_1, b_2, \dots) = y$	$[y]$	Funktion für die Abhängigkeit der Größe $y$ von den Größen $b_1, b_2, \dots$
$g$	$m/s^2$	Beschleunigung eines Schwerfeldes
$H$	$m^2/s^2$	spezifische, mechanische Totalenergie, $H = \frac{p_{tot}}{\rho} = \frac{p}{\rho} + \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2}$
$I$	$m^4/s^2$	erweiterte Zirkulationsfunktion
$\dot{I}$	$kgm/s^2$	Axialimpulsstrom
$I$	-	Einheitsmatrix
$K$	$1/s$	Streckungsrate
$Ka$	-	Karlovitz-Zahl
$L$	$m$	Länge oder Längenmaß
$Le$	-	Lewis-Zahl: $Le = a/D_{minor}$
$\vec{l}$	$m$	Verbindungsvektor zweier Fluidpartikel
$Ma$	-	Markstein-Zahl
$m$	-	Exponent
$n$	-	Reaktionsordnung
$\vec{n}$	-	Oberflächen-Normalenvektor
$O(b)$	-	Größenordnung der Größe $b$
$P$	-	Wahrscheinlichkeit

Pe	-	Peclet-Zahl, Verhältnis von konvektivem und diffusivem Stofftransport
$p$	N/m <sup>2</sup>	Druck
$\dot{q}$	J/(kgs)	Wärmefreisetzungsrate
$R$	m	Außenradius oder Referenzradius der Wirbelströmung
R	J/(kgK)	Spezielle Gaskonstante
Re	-	Reynolds-Zahl, bezüglich des verwendeten Versuchsaufbaus gilt $Re = UD/\nu$
RANS	-	Reynolds Averaged Navier-Stokes
$r$	m	radiale Koordinate
$S$	m/s	Brenngeschwindigkeit
S	-	Drallzahl
$T$	K	absolute Temperatur
TBVA	-	turbulente Flammenausbreitung auf der Wirbelachse - Turbulent Burning along the Vortex Axis
$t$	s	Zeit
$U$	m/s	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
URANS	-	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
$u$	m/s	ohne Index: Betrag des Geschwindigkeitsvektors $\vec{u}$ , mit Index: Geschwindigkeitskomponente
$\vec{u}$	m/s	Geschwindigkeitsvektor der Strömung $\vec{u} = (u_z u_\varphi u_r)$
$V$	m <sup>3</sup>	Volumen
$x$	m	lokale Raumkoordinate in Richtung normal zur Flammenfront
$\vec{x}, \vec{y}$	(m rad m)	Ortsvektoren ( $r \varphi z$ )
$\vec{Y}$	kg/kg	Vektor der Molekülmassenbrüche einer Gasmischung
$y$	m <sup>2</sup>	Ersatzkoordinate für Koordinatentransformation $y = r^2/2$
$z$	m	axiale Koordinate

*griechische Symbole*

$\alpha$	-	Koeffizient
$\beta$	-	Konstante
$\Gamma$	m <sup>2</sup> /s	Zirkulation, reduziert um den Faktor $2\pi$
$\Delta$ bzw. $\Delta x$	-	Differenz oder Abstand bzw. Änderung des Wertes von $x$
$\delta$	m	Flammendicke
$\zeta$	1/s	axiale Wirbelstärke
$\eta$	1/s	azimutale Wirbelstärke
$\theta$	-	logischer Binärkoeffizient
$\vartheta$	°C	relative Temperatur
$\lambda$	m	Taylor-Längenmaß
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	kinematische Viskosität
$\xi$	1/s	radiale Wirbelstärke

$\Phi$	-	Äquivalenzverhältnis
$\varphi$	rad	azimutale Koordinate
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\sigma$	-	Anteil des Wirbelkernmassenstroms, der von der Flamme er- fasst wird
$\tau$	N/m <sup>2</sup> , s	Schubspannung oder Zeitmaß
$\Psi$	m <sup>3</sup> /s	Stromfunktion mit der Eigenschaft: $u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}$ und $w = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}$
$\vec{\omega}$	1/s	Wirbelstärkevektor der Strömung $\vec{\omega} = (u_z \ u_\varphi \ u_z)$

*Indizes*

0 oder 1	Ausgangs- oder Referenzwert
<i>AB</i>	Eigenschaft der Axial-Blende des verwendeten Drallbrenners
<i>a</i>	Wert, dessen Erreichen zur Aktivierung notwendig ist bzw. äußerer Wert, beispielsweise Außenradius $R_a$
<i>abs</i>	Wert im ruhenden Absolutsystem
<i>ad</i>	Wert unter adiabaten Bedingungen
<i>air</i>	Wert in der der Verbrennung zugeführten Luft
<i>b</i>	Wert im Rauchgas (abgeleitet vom Englischen: burned)
<i>baro</i>	bedingt durch Baroklinität
<i>C</i>	Größe zur Korrelation
<i>c</i>	Wert der chemischen Reaktion
<i>crit</i>	Wert des kritischen Zustandes (abgeleitet vom Englischen: critical), beispielsweise der Wert an der Stabilitätsgrenze
<i>dis</i>	bedingt durch Dissipation
<i>ea</i>	Außenlage
<i>ei</i>	Innenlage
<i>exp</i>	bedingt durch Gasexpansion
<i>eff</i>	effektiv
<i>est</i>	geschätzt
<i>f</i>	Flamme
<i>ff</i>	Flammenfront beziehungsweise Flammenspitze
<i>flow</i>	Strömung
<i>fuel</i>	Brennstoffgemisch
<i>g</i>	Gibson-Scale gemäß Peters (1988)
<i>I</i>	Impuls
<i>i</i>	innerste, radiale Position
<i>ign</i>	Zündung
<i>int</i>	intermediärer Mittelwert zweier oder mehrerer Referenzwerte
<i>j</i>	Laufindex
<i>k</i>	Kolmogorov-Skalen

<i>l</i>	laminar
<i>m</i>	Mittellage
<i>max</i>	Maximal- bzw. Extermwert
<i>min</i>	Minimalwert
<i>minor</i>	Minoritätsspezies
<i>n</i>	Normalkomponente
<i>nom</i>	Nominalwert
<i>o</i>	Periode
<i>p</i>	Druck
<i>psr</i>	Rührkesselreaktorbedingungen
<i>quench</i>	Grenzwert für Verlöschen
<i>r</i>	in radialer Richtung
<i>ref</i>	Referenzwert
<i>rms</i>	Quadratisches Mittel
<i>rot</i>	rotationsbedingt
<i>rz</i>	Rezirkulationszone
<i>S</i>	Stabilitätsgrenze
<i>s</i>	statisch
<i>sf</i>	Stromfadens bzw. Stromfläche
<i>sp</i>	Staupunkt
<i>T</i>	Transition
<i>TS</i>	Tangentialschlitze
<i>t</i>	turbulent
<i>tot</i>	Total- bzw. Absolutwert
<i>u</i>	Frischgas
<i>vc</i>	Wirbelkern
<i>vc – exp</i>	radiale Expansion des Wirbelkerns
<i>z</i>	in axialer Richtung
$\lambda$	Taylor-Längenmaß
$\varphi$	in Umfangsrichtung
$\sigma$	Rand des Wirbelkernmassenstroms der von der Flamme erfasst wird
"	fehlerhafter Wert
*	alternativer oder modifizierter Wert, Wert in mitbewegtem Bezugssystem, angeregter Zustand
—	zeitlicher Mittelwert
==	Mittelwert über Querschnittsfläche
^	Schwankungsamplitude oder alternativer Wert





# 1 Einleitung

Der Energiebedarf der Menschheit wird derzeit noch zu ca. 85% durch fossile Energieträger gedeckt. Kann der damit verbundene CO<sub>2</sub>-Ausstoß in den nächsten 40 Jahren nicht auf unter 10% gesenkt werden, prognostiziert die Klimaforschung eine globale Erwärmung zwischen 4 und 10 °C mit intolerablen Folgen für unser Ökosystem. Aber durch die fortschreitende Industrialisierung der Entwicklungs- und Schwellenländer steigen der Energiebedarf und der Umsatz fossiler Energieträger weiter an. Um das Ausmaß der globalen Erwärmung einzudämmen, wurden im Rahmen zahlreicher Weltklimakonferenzen völkerrechtlich bindende Vereinbarungen der Staaten zur Reduktion ihres CO<sub>2</sub>-Ausstoß getroffen. Diese sehen ab 2020 alle 10 Jahre eine Halbierung des Umsatzes von fossilen Energieträgern vor. Parallel dazu muss der aktuelle Trend bei der Erschließung regenerativer Energiequellen - eine Verdopplung alle 5 Jahre - bis 2050 fortgesetzt werden. Angefacht von dem Ausbau der regenerativen Energieversorgung werden in der Energietechnik zwei Entwicklungen stattfinden. Erstens wird der Anteil volatiler Solar- und Windenergieversorgung steigen und damit der Bedarf, deren Schwankungen auszugleichen. Hierzu werden enorme Kapazitäten zur Speicherung regenerativer Energie benötigt. Neben der Stromspeicherung werden dafür auch regenerativ erzeugte Brennstoffe zum Einsatz kommen. Zweitens wird der Bedarf an Energiewandlungsmaschinen zunehmen, die mit den vielfältigen, hoch- und niederkalorischen Bio- und Synthese-Brennstoffen betrieben werden können. Die einzige Maschine, welche beide Anforderungen nicht nur im Kleinkraftwerks- sondern auch im Großkraftwerksbereich erfüllen kann, ist die Gasturbine.

Gasturbinen werden vom Prozessmedium kontinuierlich durchströmt. Aus diesem Grund erreichen sie eine extrem hohe Leistungsdichte und sind äußerst robust und langlebig. Im Vergleich zu Kolbenmaschinen liefern Gasturbinen der oberen Leistungsklasse bei gleichem Gewicht mehr als die zehnfache Leistung mit einer überragenden Zuverlässigkeit. Daher sind Gasturbinen auch besonders geeignete Flugzeugantriebe. Außerdem bieten Gasturbinen vielfältige Einsatzmöglichkeiten und sie sind seit den 60er Jahren bis heute nicht nur in der Antriebstechnik, sondern auch in der Energie- und Prozesstechnik unentbehrlich geworden. Stationäre Gasturbinen erreichen heute Nennleistungen bis 500 MW, benötigen im Vergleich zu Dampfturbinen ein Minimum an Infrastruktur und können innerhalb weniger Minuten aus dem Stand Strom in das Stromnetz einspeisen. Aufgrund dieser Eigenschaften werden Gasturbinen zukünftig für den Stromnetzbetrieb nicht nur zum Abfangen von Lastspitzen gebraucht, sondern auch zur Überbrückung von wetterbedingten Engpässen in der Versorgung mit Wind- und Sonnenenergie. Aber Gasturbinen bieten eine weitere Flexibilität, die im Rahmen einer CO<sub>2</sub>-armen Energieversorgung wichtig ist. Gasturbinen können mit nahezu jedem fluiden Brennstoff betrieben werden. Statt Erdgas ließe sich mit einer Gasturbine beispielsweise auch Wasserstoff aus einem mit Wind- oder Sonnenenergie getriebenen Elektrolyseur oder daraus hergestelltes Synthesegas oder Biogas aus einem Anaerob-Reaktor CO<sub>2</sub>-neutral in Strom und Wärme wandeln. Um diese Brennstoffe sauber und sicher zu verbrennen, muss die Gasturbine allerdings mit einem geeigneten Verbrennungssystem ausgestattet sein. Die Erhöhung der Brennstoffflexibilität und die Reduktion der Schadstoffemissionen sind neben der Steigerung des Gesamtwirkungsgrades und der Laständerungsgeschwindigkeit die beiden wichtigsten Anforderungen, welche im Zuge der Energiewende an Gasturbinen gestellt werden. Beide Anforderungen betreffen das Verbrennungssystem von Gasturbinen.

Im Verbrennungssystem der Gasturbine wird die im Brennstoff gebundene chemische Energie durch Verbrennung in Form von Wärme freigesetzt und auf das Prozessmedium übertragen. Der Verbrennungsprozess ergibt sich als hoch komplexes Zusammenspiel von Strömung, chemischer

Reaktion, Wärme- und Stoffübertragung, Strahlung und Akustik. Dem Verbrennungssystem kommt dabei die Aufgabe zu, die an der Verbrennung beteiligten Stoff- und Energieströme so zu führen, dass die Verbrennung über den gesamten Betriebsbereich der Maschine möglichst optimal, das heißt stabil, sicher, effizient, auf kleinem Raum, verschleißfrei und nicht zuletzt schadstoffarm abläuft. In dieser Hinsicht als sehr praktikabel hat sich die *Drallstabilisierung* der Flamme erwiesen. Hierbei tritt die Hauptströmung verdrallt in den Brennraum ein und bildet dort getrieben durch die Zentrifugalkräfte der Rotation auf der Rotationsachse eine Rezirkulationszone, die als Flammenhalter dient. Aufgrund der inneren Heißgasrezirkulation verfügt diese Art der Verbrennungsführung in Verbindung mit einer Brennstoffeinbringung unmittelbar stromauf der Rezirkulationszone über eine besonders sichere und kompakte Stabilisierung der Flamme im Brennraum. Die unmittelbare Brennstoffeinbringung an der Flammenwurzel führt zu Verbrennung bei lokal hoher Brennstoffkonzentration und hoher Verbrennungstemperatur. Die hohen Verbrennungstemperaturen tragen positiv zur Stabilität der Verbrennung bei, sie führen aber zu einer übermäßigen Bildung der gesundheits- und umweltschädlichen Stickoxide.

Die Bildungsrate der Stickoxide ist exponentiell von der Temperatur abhängig. Ein vielversprechender technologischer Ansatz zur Einhaltung der gesetzlichen Stickoxidemissionsgrenzwerte für Gasturbinen ist daher die *magerer Vormischverbrennung*. Bei dieser Art der Verbrennungsführung wird versucht, die Stickoxidbildung durch Absenkung der mittleren und der lokalen Flammentemperatur zu minimieren. Hierzu soll erstens dem Verbrennungsprozess ein möglichst großer Anteil des Prozessluftmassenstroms der Gasturbine zugeführt werden. Zweitens soll durch eine möglichst homogene Vormischung von Luft und Brennstoff im Brennraum eine homogene Temperaturverteilung erreicht werden. Durch Erhöhung des Luftanteils und des Vormischungsgrades steigt jedoch die Anfälligkeit des Verbrennungssystems gegenüber gefährlichen Verbrennungsinstabilitäten wie Abblasen, Schwingen und Rückschlag der Flamme stark an. Es ist daher eine zentrale Herausforderung bei der Entwicklung moderner emissionsarmer Verbrennungssysteme, solche Instabilitäten für den gesamten Betriebsbereich der Gasturbine auszuschließen. Diese Herausforderung wird aktuell weiter erhöht durch die zukünftig geforderte Brennstoffflexibilität. Die Stabilität der Verbrennung muss dann für ein breites Spektrum an brennstoffspezifischen Eigenschaften gewährleistet werden. Die brennstoffspezifischen Eigenschaften haben wiederum erheblichen Einfluss auf die Stabilisierung der Flamme im Brennraum, der noch nicht ausreichend untersucht ist. Hieraus ergibt sich der bestehende Forschungsbedarf zur Verbesserung der Sicherheit und der Brennstoffflexibilität magerer Vormischverbrennungssysteme mit Drallstabilisierung. Dieser Forschungsbedarf wird durch die vorliegende Arbeit adressiert.

Da Drallflammen rein aerodynamisch stabilisiert sind, werden die Lage, die Form und die Struktur von Drallflammen und damit deren Betriebs- und Emissionscharakteristik wesentlich durch die Lage, die Form und die Struktur der axialen Rezirkulationszone bestimmt. Die Rezirkulationszone wiederum wird über die Zuströmung der Brennkammer vorgegeben. Leider ist in der Praxis eine direkte Auslegung des Verbrennungssystems nicht immer möglich, weil die Verbrennung eine Rückwirkung auf das Strömungsfeld stromauf der Flamme hat. Diese Rückwirkung ist beispielsweise maßgeblich für thermoakustische Brennkammerschwingungen. Bei Drallflammen kann Sie auch zu dem sogenannten *verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen* führen, wobei es durch den aerodynamischen Einfluss der Verbrennung zu einer Verbreiterung oder zu einer Stromaufverlagerung der Rezirkulationszone kommt. Das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen gewinnt Bedeutung im Rahmen der Entwicklung von Mager-Vormischverbrennungssystemen mit drallbehafteter Durchströmung der Vormischzone stromauf der Brennkammer. Durch den Drall kann einerseits die Vormischung verbessert und die Vormischzone entsprechend verkürzt werden. Andererseits wurde festgestellt, dass sich die Rezirkulationszone unter dem Einfluss der

Verbrennung in die Vormischzone stromauf der Brennkammer verlagern kann und dadurch den in Abbildung 1.1 dargestellten Flammenrückschlag in die Vormischzone einleitet.

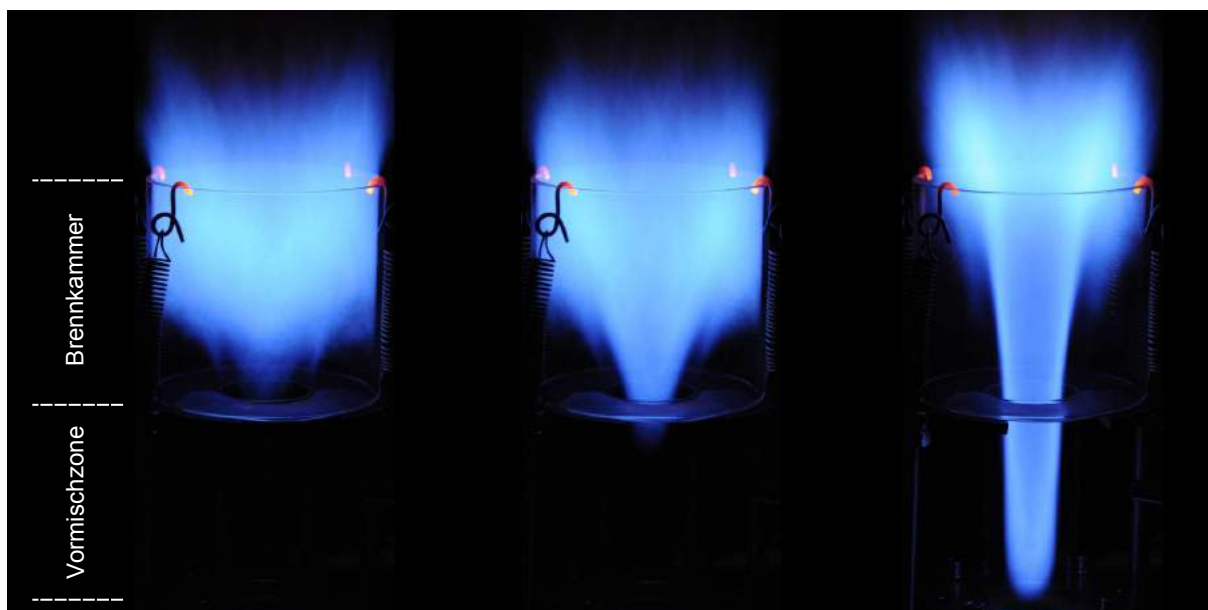


Abbildung 1.1: Drei Momentaufnahmen einer drallstabilisierten Vormischflamme beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen.

Diese Art der Instabilität wird als *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen* bezeichnet. Sie kann nicht nur zu einer Überhitzung der Vormischzone führen, sondern auch zu einer Verlängerung der Flamme, was letztendlich eine Überhitzung der nachfolgenden Turbinenstufe bewirkt. Bei der Entwicklung der nächsten Generation emissionsärmerer Verbrennungssystemen mit verdrahter Durchströmung der Vormischzone ist daher der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen unter allen möglichen Betriebsbedingungen auszuschließen. Um das dafür notwendige Verständnis zu gewinnen, wurde diese Art des Flammenrückenschlags bereits im Rahmen mehrere Arbeiten<sup>1</sup> für ein breites Spektrum an Betriebsbedingungen experimentell und numerisch untersucht. Dabei wurden die folgenden zwei zentralen Forschungsziele verfolgt: Erstens sind die aerodynamischen Mechanismen zu erfassen, welche für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen eine Rolle spielen. Zweitens ist die *Stabilitätsgrenze* des Flammenrückenschlags zu bestimmen und dabei zu verstehen, welche Abhängigkeit zwischen dem Auftreten des Flammenrückenschlags und den Betriebsbedingungen besteht. Daher wurden im Zuge der Vorarbeiten einzelne Flammenrückenschlagsereignisse anhand laseroptischer Hochgeschwindigkeitsmessungen und numerischen Simulationen im Detail analysiert. Des Weiteren wurde für den untersuchten Betriebsbereich Korrelationen für die Stabilitätsgrenze entwickelt. Es wurde jedoch noch nicht der Einfluss der Baugröße des Verbrennungssystems auf den Flammenrückschlag und der Einfluss der Reynolds-Zahl auf die Drallströmung in der Vormischzone berücksichtigt. Der Flammenrückschlag wurde auch noch nicht für Brennstoffe untersucht, deren Lewis-Zahl größer als 1 ist. Außerdem beschränkten sich die Analyse der Interaktion zwischen Drallströmung und Flamme auf einzelne Rückenschlagsereignisse an ausgewählten Betriebspunkten und auf das Strömungsgebiet in unmittelbare Umgebung der Flammenspitze.

<sup>1</sup>Diese Arbeiten sind in Tabelle 2.3 aufgeführt

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die genannten Lücken im Kenntnisstand zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen zu schließen. Hierzu wird zum Ersten der Flammenrückschlag für zwei geometrisch ähnliche Brenner unterschiedlicher Größe und für Brennstoffe mit Lewis-Zahlen  $1 \leq Le \leq 3$  untersucht. Dabei wird erstmals der Einfluss der Reynolds-Zahl auf die Drallströmung in der Vormischzone berücksichtigt und so kompensiert, dass die Zuströmung in der Vormischzone selbstähnlich bleibt. Die Selbstähnlichkeit der Zuströmung ist für die Analyse des Einflusses der verschiedenen Betriebsparameter unverzichtbar, denn im Rahmen der Vorarbeiten wurde ein dominierender Einfluss der Drallströmungsform auf die Stabilitätsgrenze festgestellt. Zum Zweiten wird das Strömungsfeld an der Stabilitätsgrenze für einen weiten Bereich von Betriebsparametern anhand laseroptischen Messungen analysiert, und daraus werden wiederum Erkenntnisse zu den relevanten Stabilisierungsmechanismen und möglichen Ähnlichkeitsgesetzen für den Flammenrückschlag gewonnen. Dies wird ergänzt durch planare Formaldehyd-LIF-Messungen, anhand derer der Einfluss der Turbulenzbedingungen auf die Dicke der Vorreaktionszone bestimmt und das für den Flammenrückschlag relevante Verbrennungsregime identifiziert wird. Zum Dritten wird in die Analyse der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens erstmals auch die Aerodynamik der gesamten Drallströmung in der Vormischzone mit einbezogen und dabei geprüft, ob das *Prinzip des zweidimensionalen Zwangs* ein relevanter aerodynamischer Mechanismus des untersuchten Flammenrückschlags ist.

Der Inhalt dieser Arbeit ist in 6 Kapitel gegliedert. In Kapitel 2 werden der Wissensstand, die Zielsetzung und die Vorgehensweise dieser Arbeit erläutert. Daran schließt die Darstellung der experimentellen Methodik in Kapitel 3 an. Der Ergebnisteil der Arbeit beginnt mit einer grundlegenden Analyse der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Kapitel 4 und wird gefolgt von der Charakterisierung der untersuchten Strömung und des darin auftretenden Flammenrückschlags in Kapitel 5. In Kapitel 6 erfolgt schließlich die Analyse des beobachteten Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Flammenstabilisierung und das Verbrennungsregime an der Stabilitätsgrenze. Die dabei identifizierten Zusammenhänge sind die Basis für die Entwicklung einer neuen Korrelation für die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, die in Kapitel 7 diskutiert wird.

## 2 Grundlagen und Zielsetzung der Arbeit

Mit diesem Kapitel wird die vorliegende Arbeit begründet. Hierzu werden zunächst die Grundlagen der drallstabilisierten vorgemischten Verbrennung und die in dieser Arbeit untersuchte Verbrennungsinstabilität vorgestellt. Darauf folgt die Diskussion der Grundlagen und des wissenschaftlichen Kenntnisstands zur Aerodynamik des Wirbelaufplatzens und zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzten. Anschließend werden auf Basis der identifizierten Lücken im Kenntnisstand die Zielsetzung der Arbeit und der gewählte Lösungsansatz erläutert.

### 2.1 Flammenstabilisierung

Die Stabilisierung einer Flamme in einer Strömung wird bestimmt durch das lokale Gleichgewicht zwischen der Strömungsgeschwindigkeit  $\vec{u}$  und der Brenngeschwindigkeit  $S$ . Letztere ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Flammenfront relativ zum Frischgasgemisch bewegt. Es sind drei Brenngeschwindigkeiten zu unterscheiden:

- Die Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  einer ungestörten, laminaren Flamme ist eine charakteristische brennstoffspezifische Größe und nur abhängig von Druck, Temperatur und Zusammensetzung des Frischgasgemisches.
- Die Brenngeschwindigkeit  $S_l$  ist die Brenngeschwindigkeit einer gestörten, laminaren Flamme. Die Störung wird durch räumliche und zeitliche Gradienten im Geschwindigkeitsfeld verursacht und äußert sich durch Krümmung und Dehnung beziehungsweise Stauchung der Flammenoberfläche. Weitere Erläuterungen hierzu werden in Abschnitt 2.2 gegeben.
- Die Brenngeschwindigkeit  $S_t$  einer turbulenten Flamme bezeichnet die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Flammenfront, die auf Grund von Strömungsturbulenz lokal und fluktuierend deformiert ist. Sofern die Flamme lokal noch laminar ist, kann die lokal und instantan vorliegende laminare Brenngeschwindigkeit wiederum mit  $S_l$  bezeichnet werden.

Die folgenden Erklärungen zu  $S_l$  gelten gleichermaßen für  $S_{l,0}$ . Die laminare Brenngeschwindigkeit  $S_l$  wird im Wesentlichen durch den Temperaturanstieg durch die in der Reaktionszone freigesetzte Wärme und der Temperaturleitfähigkeit des Frischgasgemisches bestimmt. Daraus kann die Dicke  $\delta_l$  und das chemische Zeitmaß  $\tau_{c,f}$  der laminaren Flammenfront abgeschätzt werden:

$$\delta_l = \frac{a}{S_l} \quad \text{und} \quad \tau_{c,f} = \frac{a}{S_l^2} \quad (2.1)$$

Zur Veranschaulichung des lokalen Gleichgewichtes zwischen  $\vec{u}$  und  $S_l$  ist in Abbildung 2.1 eine Strömung mit Flammenfront im Gleichgewicht und eine Strömung mit Flammenfront im Nichtgleichgewicht vektoriell dargestellt. Hierbei bezeichnet  $\vec{u}$  den Strömungsgeschwindigkeitsvektor des Frischgasgemisches und  $\vec{n}_f$  den Normalenvektor der Flammenfront. Die Flammenfront bewegt sich relativ zum Frischgasgemisch und normal zu sich selbst mit  $S_l \vec{n}_f$ . Im Nichtgleichgewicht

bewegt sich die Flammenfront relativ zur Umgebung mit der sogenannten Propagationsgeschwindigkeit  $U_f$  der Flammenfront in Richtung  $\vec{n}_f$ . Im Gleichgewicht liegt eine stationäre Flamme vor, wobei gemäß Gleichung (2.2) die Propagationsgeschwindigkeit der Flammenfront verschwindet.

$$0 \stackrel{!}{=} U_f = |\vec{u}_{n,f}| - S_l \quad (2.2)$$

Im Gleichgewicht sind die Flammenfront und der Vektor der Strömungsgeschwindigkeit so ausgerichtet, dass sich Brenngeschwindigkeit und die Komponente der Strömungsgeschwindigkeit normal zur Flammenfront ausgleichen. Durch die Anstellung der Flammenfront gegenüber dem Strömungsgeschwindigkeitsvektor vergrößert sich die Oberfläche der Flammenfront entsprechend.

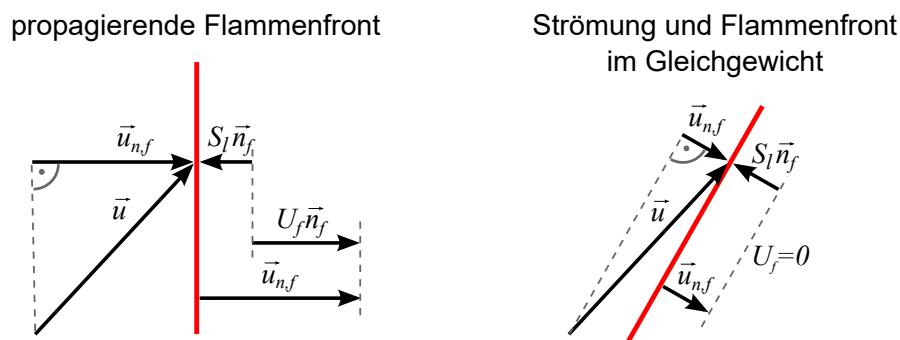


Abbildung 2.1: lokale Geschwindigkeitsverhältnisse an der Flammenfront: links propagierende Flammenfront, rechts ruhende Flammenfront.

Das Prinzip des lokalen Gleichgewichts gilt nicht nur für stationäre beziehungsweise laminare Strömungen. Die dargestellten Zusammenhänge sind direkt auf instationäre beziehungsweise turbulente Strömungen übertragbar, indem diese im zeitlichen Mittel betrachtet werden. Die Bildung entsprechender Mittelwerte wird im Folgenden anhand Abbildung 2.2 für eine turbulente Flammenfront diskutiert.

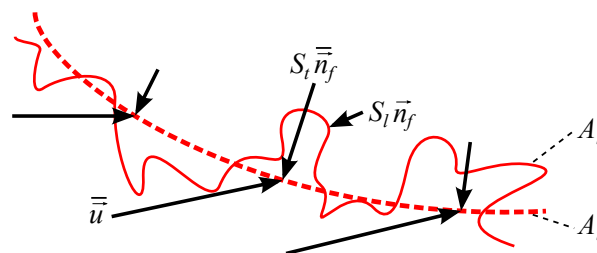


Abbildung 2.2: Schematische 2D-Darstellung einer turbulenten Flamme; durchgehende rote Linie: repräsentative Oberfläche einer exemplarischen instantanen Flammenfront; gestrichelte rote Linie: repräsentative Oberfläche der mittleren Flammenfront

Gegenübergestellt sind die repräsentative Oberfläche  $A_l$  einer exemplarischen instantanen Flammenfront und die repräsentative Oberfläche  $A_t$  der mittleren Flammenfront. Die repräsentative Oberfläche einer Flammenfront ist hierbei definiert als die Temperatur-Isofläche der Temperatur  $T_{int}$ , die den Mittelwert aus der Frischgastemperatur  $T_0$  und der Rauchgastemperatur  $T_b$  darstellt. Mit dieser Definition ist die Oberfläche der mittleren Flammenfront identisch mit der Mittellage der turbulenten Flammenfront. Ein beliebiger Punkt auf dieser Oberfläche befindet sich zu 50%

der Zeit im unverbrannten beziehungsweise im verbrannten Bereich der Strömung. Des Weiteren wird angenommen, dass die instantane Flammenfront lokal laminar<sup>1</sup> ist. Die Oberfläche der instantanen Flammenfront bewegt sich somit mit der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_l$  relativ zum Frischgasgemisch. Die Oberfläche der mittleren Flammenfront bewegt sich relativ zum Frischgasgemisch mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit  $S_t$ . Dabei ist zu beachten, dass  $S_l$  und  $S_t$  von den lokalen Strömungsbedingungen und der lokalen Frischgasbeschaffenheit abhängig sind. Wie bereits erwähnt, ist bei instationären Strömungen das Gleichgewicht zwischen Strömung und Flamme im zeitlichen Mittel zu betrachten. Gleichgewicht liegt vor, wenn  $A_t$  an jeder Stelle im Strömungsfeld so zum Vektor  $\vec{u}$  der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ausgerichtet ist, dass Gleichung (2.3) analog zu Gleichung (2.2) an jeder Stelle der Oberfläche  $A_t$  erfüllt ist.

$$0 \stackrel{!}{=} U_f = |\vec{u} \cdot \vec{n}_f| - S_t \quad (2.3)$$

Wie im Beispiel dargestellt, ist  $A_l$  aufgrund der instationären Turbulenz gegenüber  $A_t$  stark vergrößert. Da beide Oberflächen vom gleichen Fluidstrom durchströmt werden, kann die in Gleichung (2.4) angegebene Beziehung zwischen dem Verhältnis der laminaren und der turbulenten Flammenoberfläche und dem Verhältnis der laminaren und der turbulenten Brenngeschwindigkeit hergestellt werden.

$$\frac{\overline{A}_l}{A_t} = \frac{\overline{S}_t}{\overline{S}_l} \quad (2.4)$$

Hierbei steht  $\overline{A}_l$  für den zeitlichen Mittelwert der Oberfläche der instationären laminaren Flammen,  $\overline{S}_l$  steht für die über die Oberfläche der laminaren Flamme und die Zeit gemittelte laminare Brenngeschwindigkeit und  $\overline{S}_t$  steht für die über die Oberfläche der turbulenten Flamme gemittelte turbulente Brenngeschwindigkeit. Weitere Erläuterung des Einfluss der Turbulenz auf die Flammenfront sind in den Abschnitten 2.2 und A.3 gegeben.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass zwei Mechanismen die Form und die Lage der Flamme im Strömungsfeld bestimmen und zur Vergrößerung der effektiven Oberfläche der Flamme im Strömungsfeld führen:

- Im zeitlichen Mittel betrachtet ergibt sich der räumliche Verlauf der Flammenfront innerhalb eines Strömungsfeldes, indem sich die Flammenfront an jeder Stelle ihrer Oberfläche gemäß dem beschriebenen Gleichgewicht an den lokalen Strömungsgeschwindigkeitsvektor anpasst. Die mittlere Flammenoberfläche vergrößert sich dabei durch Anstellung der Flammenfront gegenüber dem Strömungsgeschwindigkeitsvektor.
- Instantan betrachtet wird die Flammenoberfläche durch den Einfluss der Turbulenz instationär deformiert und vergrößert. Dies führt im zeitlichen Mittel betrachtet zu einer entsprechenden Vergrößerung der turbulenten Brenngeschwindigkeit.

Die genannten Mechanismen werden bei der Entwicklung technischer Verbrennungssysteme bewusst einkalkuliert, um den Verbrennungsprozess an die Anforderungen anzupassen. Für Gasturbinen-Verbrennungssysteme ist das Strömungsfeld in der Brennkammer so zu gestalten, dass sich darin eine sehr kompakte, emissionsarme und stabile Flamme ausbildet. Als zielführend hat sich hierzu die Drallstabilisierung der Verbrennung erwiesen. Auf sie wird im Abschnitt 2.3 weiter eingegangen.

<sup>1</sup>Dies entspricht der Annahme, dass die Flammenfront nur durch turbulente Wirbel beeinflusst wird, die größer sind als die Dicke der laminaren Flammenfront. In Wissenschaft und technischer Praxis wird davon ausgegangen, dass diese Annahme für die meisten turbulenten Flammen zutreffend ist.

## 2.2 Einfluss der Turbulenz auf die lokalen Eigenschaften der Flammenfront

In Abschnitt 2.1 wurde zur Berechnung der mittleren turbulenten Brenngeschwindigkeit  $\bar{S}_t$  unter anderem die über die Zeit und die Flammenfront gemittelte laminare Brenngeschwindigkeit  $\bar{S}_l$  herangezogen. Die Mittelung ist aus zwei Gründen notwendig. Zum einen kann in nicht vorgemischten Flammen die lokal vorliegende Frischgaszusammensetzung und somit die laminare Brenngeschwindigkeit zeitlich und räumlich fluktuieren. Zum anderen kann die Turbulenz die Transportprozesse innerhalb der Flammenfront beeinflussen und dadurch selbst bei vorgemischter Verbrennung zu zeitlich und räumlichen fluktuierenden Eigenschaften<sup>2</sup> der Flammenfront führen. Dabei sind zwei Wirbelklassen zu unterscheiden:

- Wirbel im Skalenbereich der ungestörten Flammendicke  $\delta_{l,0}$  und kleiner könnten prinzipiell zu einer konvektiv verstärkten Durchmischung und einer lokal turbulenten<sup>3</sup>, verdickten Flammenfront führen. Solche Wirbel treten allerdings nur bei extrem hohen Reynolds-Zahlen auf und ihre Wirkung auf die Transportprozesse innerhalb der Flammenfront ist bis dato noch nicht nachgewiesen<sup>4</sup>.
- Große technische Relevanz kommt den Turbulenzwirbeln zu, die größer als die Dicke der laminaren Flammenfront sind. Deren Einfluss äußert sich durch eine instationäre Deformation der Flammenfront. Die Deformation beeinflusst den Energietransport und somit die Wärmefreisetzung innerhalb der Flammenfront, wenn sie zu einer lokalen Änderungsrate der Flammenoberfläche führt. Diese Änderungsrate wird über die sogenannte *Streckung* erfasst.

Streckung bezeichnet das lokale Anwachsen<sup>5</sup> oder Schrumpfen<sup>6</sup> der Flammenfront, das durch die Fluidbewegung und durch die Ausbreitung der Flamme relativ zum Fluid verursacht wird. Die Streckung wird quantifiziert durch die Streckungsrate  $K$ . Diese ist entsprechend Gleichung (2.5) definiert als die relative Änderungsrate der Flammenoberfläche und kann gemäß Law und Sung (2000), Poinot et al. (1992) und Driscoll (2008) als Funktion des Geschwindigkeitsgradienten an der Flammenoberfläche, der Krümmung der Flammenoberfläche und der Brenngeschwindigkeit ausgedrückt werden.

$$K = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} = \underbrace{\nabla \cdot \vec{u}(\vec{x}_f)}_{\text{totale Volumenänderungsrate}} - \underbrace{\vec{n}_f(\vec{x}_f) \cdot (\vec{n}_f(\vec{x}_f) \cdot \nabla \vec{u}(\vec{x}_f))}_{\text{Änderungsrate normal zur Flammenfront}} + \underbrace{S_l \nabla \cdot \vec{n}_f(\vec{x}_f)}_{\text{Änderungsrate durch Krümmung}} \quad (2.5)$$

<sup>2</sup>Gemeint sind vor allem die lokale Dicke  $\delta(\vec{x}, t)$  der Flammenfront und die lokale Brenngeschwindigkeit  $S(\vec{x}, t)$ , die deutlich von den Größen  $\delta_{l,0}$  und  $S_{l,0}$  der ungestörten, laminaren Flammenfront abweichen können.

<sup>3</sup>Im Gegensatz dazu ist die Flammenfront turbulenter Flammen in der Regel lokal noch laminar.

<sup>4</sup>Beispielsweise ist aus Untersuchungen von Meneveau und Poinot (1991) zu schließen, dass allein der Einfluss der Wirbel in diesem Skalenbereich aufgrund ihrer niedrigen Lebensdauer und der hohen Viskosität im Heißgasbereich in den meisten technischen Strömungen auch bei hohen Turbulenzintensitäten sehr gering ist.

<sup>5</sup>auch als Dehnung bezeichnet

<sup>6</sup>auch als Stauchung bezeichnet



Der Vektor  $\vec{x}_f$  stellt den Ortsvektor der Flammenoberfläche dar. Der Strömungsgeschwindigkeitsvektor  $\vec{u}$  ist auf der Frischgasseite der Flammenfront auszuwerten. Der Normalenvektor  $\vec{n}_f$  der Flammenoberfläche ist hier in Ausbreitungsrichtung der Flammenfront definiert. Die Vektoren sind im linken Teil von Abbildung A.1 grafisch dargestellt. Die Streckungsrate setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Die *Änderungsrate tangential zur Flammenfront* ist gleich der tangentialen Komponente der Strömungsdivergenz, die bei divergenten oder konvergenten Stromflächen vorliegt. In turbulenten Flammen ist diese Streckungskomponente im Mittel deutlich größer Null<sup>7</sup>. Die *Änderungsrate durch Krümmung* entsteht durch die Ausbreitung einer gekrümmten Flammenfront. Durch Streckung kann es zu einer Verdünnung oder zu einer Konzentration der diffusiven Ströme von Wärme- und Bindungsenergie im Fluid kommen, was eine Änderung der adiabaten Flammentemperatur  $T_b$  der Brenngeschwindigkeit  $S_l$  und der Dicke  $\delta_l$  der laminaren Flamme zur Folge hat. Die dabei ablaufenden Prozesse innerhalb der Flammenfront und der Einfluss der Streckung auf die Wärmefreisetzung beziehungsweise die Energiebilanz der Flammenfront wird in Abschnitt A.2 genauer erläutert.

Die Wirkung von Streckung wird durch das Verhältnis der Diffusionsgeschwindigkeiten von Wärme und Stoff bestimmt. Entscheidend ist das Verhältnis aus Temperaturleitfähigkeit und dem Diffusionskoeffizienten der im Unterschuss vorliegenden Edukt-Spezies, was auch als Lewis-Zahl  $Le$  bezeichnet wird.

$$Le = \frac{\alpha}{D_{minor}} \quad (2.6)$$

Die Lewis-Zahl gibt an, ob die Ausbreitung der Flammenfront relativ zum Frischgas durch den Wärmetransport oder den Stofftransport limitiert wird, und ist ein grobes Maß für die Sensitivität der Flammenfront gegenüber Streckung. In Tabelle 2.1 sind die Lewis-Zahlen der in dieser Arbeit verwendeten Brennstoffe aufgeführt. Bei  $Le > 1$  - dominierendem Wärmetransport wie

Brennstoff	Methan	Propan	Heptan
$Le$	0,91	1,63	3,0

Tabelle 2.1: Lewis-Zahlen der in dieser Arbeit verwendeten Brennstoffe für Äquivalenzverhältnisse  $\Phi \leq 1$

beispielsweise für Propan- oder Heptan-Flammen - sinkt  $S_l$  mit zunehmender Streckung aufgrund der streckungsbedingten Erhöhung des Wärmestroms aus der Flammenfront in das Frischgas. Bei  $Le < 1$  - dominierendem Stofftransport wie beispielsweise bei Wasserstoff-Flammen - steigt  $S_l$  mit zunehmender Streckung aufgrund der streckungsbedingten Erhöhung des Stoffstroms aus dem Frischgas in die Flammenfront. Für Lewis-Zahlen nahe 1 - wie beispielsweise für Methan-Flammen - ist eine Insensitivität gegenüber Streckung zu beobachten.

Gemäß Gleichung (2.5) ist die Änderungsrate der Flammenoberfläche auch eine Funktion der lokalen Brenngeschwindigkeit  $S_l$ . Diese ist wiederum von  $K$  abhängig. Zwischen  $S_l$  und  $K$  besteht gemäß Karlovitz et al. (1953), Markstein (1964) und Clavin (1985) für stationäre, laminare Flammen und kleine Streckungsraten ein linearer Zusammenhang:

$$\frac{S_l}{S_{l,0}} = 1 - KaMa \quad \text{mit} \quad Ka = K\tau_{c,f,0} = K \frac{\delta_{l,0}}{S_{l,0}} \quad (2.7)$$

<sup>7</sup>Das heißt es liegt eine zur Flammenoberfläche überwiegend tangentiale Divergenz der Stromflächen vor. Dies ergibt sich aus der turbulenzbedingten Vergrößerung der Flammenoberfläche.

Die Intensität der Streckung ist gegeben durch die Karlovitz-Zahl  $Ka$ . Diese ist das Produkt aus der Streckungsrate  $K$  und dem charakteristischen chemischen Zeitmaß der Flamme  $\tau_{c,f,0} = \delta_{l,0}/S_{l,0}$ . Die Markstein-Zahl  $Ma$  quantifiziert die Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber der Streckungsintensität<sup>8</sup>. Demnach führt das Anwachsen der Flammenoberfläche, das durch die turbulente Fluidbewegung verursacht wird, bei positiver beziehungsweise negativer Markstein-Zahl zu einer Verringerung beziehungsweise zu einer Erhöhung der lokal vorliegenden laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_l$  gegenüber  $S_{l,0}$ . Gemäß Gleichung (2.1) ist die Änderung der laminaren Brenngeschwindigkeit mit einer Änderung der Dicke der laminaren Flamme verbunden. Eine streckungsbedingte Reduktion von  $S_l < S_{l,0}$  äußert sich somit auch in einer Verdickung der Flammenfront mit  $\delta_l > \delta_{l,0}$ .

Wie  $S_{l,0}$  und  $\delta_{l,0}$  ist  $Ma$  eine vom Zustand der Gasmischung abhängige Größe. Für diese Größen wurden beispielsweise von J. Göttgens und Peters (1992) und Müller et al. (1997) Korrelationen entwickelt, wobei die Dicke der Flammenfront definiert ist über die Dicke der Temperaturgrenzschicht gemäß Gleichung (2.8).

$$\delta_{l,0} = \delta_T = (T_b - T_0) \left( \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{max} \right)^{-1} \quad (2.8)$$

Die genannten Korrelationen werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Bestimmung der charakteristischen, brennstoffspezifischen Eigenschaften der Brennstoffe Methan, Propan und Heptan verwendet. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.3 die Größen  $\delta_{l,0}$ ,  $S_{l,0}$ ,  $Ma$  und die adiabate Flammentemperatur  $\vartheta_b$  für die genannten Brennstoffe für  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$  und atmosphärischen Bedingungen in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses  $\Phi$  aufgetragen. Die Markstein-Zahl weist im Vergleich der Brennstoffe Propan, Heptan und Methan charakteristische Unterschiede auf. Im Gegensatz zu Heptan und Propan, deren Markstein-Zahlen im Bereich  $5 < Ma < 15$  liegen und mit zunehmendem Äquivalenzverhältnis abnehmen, ist  $Ma$  für Methan bei  $\Phi = 0,5$  leicht negativ und tendiert für  $\Phi \rightarrow 1$  gegen 1. Dementsprechend sind Methan-Flammen wie bereits erläutert im Vergleich zu Propan- oder Heptan-Flammen sehr viel weniger sensitiv gegenüber Streckung und neigen deutlich weniger zum Verlöschen durch positive Streckung. Für turbulente Strömungen ist es möglich, eine turbulente Streckungsrate  $K_t$  gemäß Gleichung (2.9) durch den Kehrwert des Zeitmaßes der Kolmogorov-Wirbel  $\tau_k$  zu quantifizieren. Dabei wird  $\tau_k$  als Verhältnis des Taylor-Längenmaßes<sup>9</sup>  $\lambda$  und der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation  $u_{rms}$  abgeschätzt.

$$K_t = \frac{1}{\tau_k} = \frac{u_{rms}}{\lambda} \quad \text{mit} \quad \lambda = C_\lambda \frac{L_t}{\sqrt{Re_t}} \quad \text{und} \quad Re_t = \frac{u_{rms} L_t}{\nu} \quad (2.9)$$

Für die Konstante  $C_\lambda$  wird beispielsweise von Bradley et al. (1992) der Wert 6,36 vorgeschlagen. Im Weiteren wird der von Weiß et al. (2008) bei Bomben-Experimenten mit turbulenten vorge-mischten Flammen ermittelte Wert für  $C_\lambda = 4$  angenommen. Unter Verwendung des chemischen

<sup>8</sup>Gleichung (2.7) wird zur experimentellen Bestimmung von  $Ma$  herangezogen. Im Gegensatz zur Markstein-Zahl ist die Lewis-Zahl ein qualitativer Richtwert für die Sensitivität einer Flamme gegenüber Streckung

<sup>9</sup>Das Taylor-Längenmaß ist ein turbulentes Mikrolängenmaß. Es trennt den Trägheitsbereich, in dem die Turbulenten Wirbel vorwiegend zerfallen, von Dissipationsbereich, in dem die turbulenten Wirbel vorwiegend dissipieren.

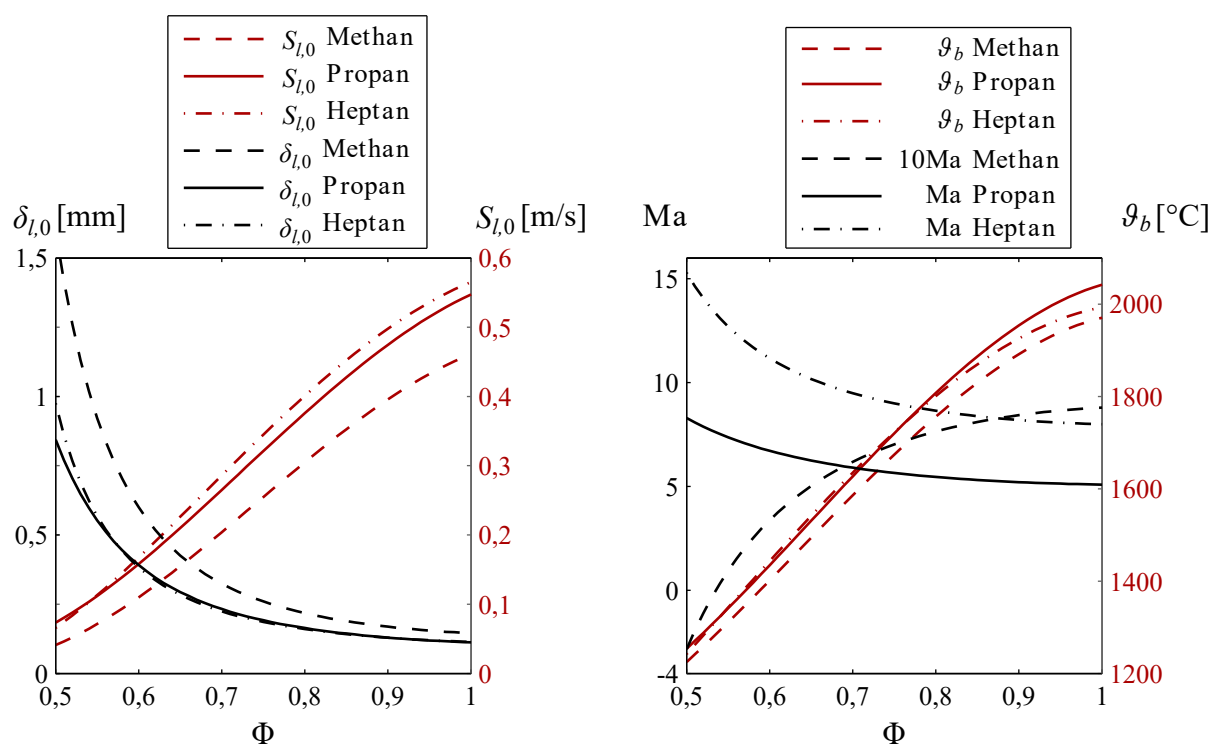


Abbildung 2.3: Charakteristische verbrennungstechnische Größen der verwendeten Brennstoffe als Funktion von  $\Phi$  bei  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$ ; Ma für Methan um Faktor 10 vergrößert

Zeitmaßes der Flamme  $\tau_{c,f,0}$  ergibt sich die turbulente Karlovitz-Zahl  $\text{Ka}_t$  zu:

$$\text{Ka}_t = \frac{\tau_{c,f,0}}{\tau_k} = \frac{\delta_{l,0}}{S_{l,0}} \frac{u_{rms}}{4L_t} \sqrt{\frac{u_{rms}L_t}{\nu}} \quad (2.10)$$

$\text{Ka}_t$  dient als Maß für die Intensität der turbulenten Flammenstreckung. Jedoch ist die Wirkung turbulenter Streckung auf die lokale laminare Brenngeschwindigkeit beziehungsweise die turbulente Brenngeschwindigkeit noch Gegenstand aktueller Forschung. Im Gegensatz zur laminaren Streckung  $K$  ergibt sich die turbulente Streckung durch das gesamte Spektrum der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen. Daher besteht zwischen  $\text{Ka}_t$  und  $S_l$  beziehungsweise  $S_t$  keine Beziehung analog zu Gleichung (2.7). Beispielsweise wurde von Weiß et al. (2008) festgestellt, dass die Sensitivität der Flamme gegenüber turbulenter Streckung auf Grund ihrer Intermittenz stark reduziert ist. Dementsprechend können in turbulenten Flammen mit  $\text{Ma} > 0$  Karlovitz-Zahlen deutlich größer als 1 auftreten, ohne dass eine wesentliche Verdickung oder gar ein Verlöschen der Flammenfront zu beobachten ist. Vor diesem Hintergrund dient die turbulente Karlovitz-Zahl in erster Linie zur Charakterisierung der turbulenten Verbrennungsbedingungen. Für die Charakterisierung der turbulenten Verbrennungsbedingungen werden neben dem Zeitskalenverhältnis  $\text{Ka}_t$  auch das Längenmaßverhältnis  $L_t/\delta_{l,0}$  und das Geschwindigkeitsverhältnis  $u_{rms}/S_{l,0}$  herangezogen. Dabei bezeichnet  $L_t$  das integrale Längenmaß der Turbulenz und  $u_{rms}$  die mittlere turbulente Geschwindigkeitsfluktuation. In Abhängigkeit dieser Skalenverhältnisse werden sogenannte *Regime* der turbulenten Verbrennung definiert. Entscheidend für das Verständnis und die Modellierung turbulenter Verbrennung ist dabei, ob die Flamme trotz der turbulenten Fluidbewegung lokal noch laminar ist. Das heißt, dass der Transport von Stoff und Wärme innerhalb der Flammenfront rein diffusiv erfolgt. In diesem Fall liegt das sogenannte *Flamelet*-Regime

vor. Wird der Transport von Stoff und Wärme innerhalb der Flammenfront bereits durch turbulente Wirbel im Längenskalenbereich  $l_t < \delta_l$  beeinflusst, wird von einer lokal, turbulent verdickten Flammenfront gesprochen. Diese tritt im Übergangsbereich zwischen dem Flamelet-Regime und dem Extremfall des *Rührkesselreaktor*-Regimes auf, in dem die turbulenten Transportprozesse zu einer homogenen Mischung von Frischgemisch und Abgas führen. Im Rührkesselreaktor-Regime ist die Flamme *entartet*, da kein Übergangsbereich zwischen Frischgemisch und Abgas existiert und die Wärmefreisetzung nicht räumlich diskret innerhalb einer Flammenfront erfolgt, sondern im gesamten Volumen.

Die Kenntnis des Verbrennungsregimes ist grundlegend für das Verständnis turbulenter Verbrennungsprozesse, wie beispielsweise dem in dieser Arbeit untersuchten Flammenrückschlag. Die Identifikation des Verbrennungsregimes anhand der genannten Skalenverhältnisse ist jedoch mit einer großen Unsicherheit behaftet. Diese Unsicherheit basiert zum einen auf der Komplexität der Turbulenz<sup>10</sup> an sich. Zum anderen ist die Wechselwirkung zwischen der Turbulenz und der Flammenfront, wie beispielsweise die Sensitivität gegenüber Streckung, *brennstoffspezifisch*. Hinzu kommt, dass diese Wechselwirkung gerade hinsichtlich der Prozesse *Verdickung* und *Verlöschen* der Flammenfront, also die Prozesse, die für den Übergang zwischen Flamelet- und Rührkesselreaktor-Regime entscheidend sind, stark nichtlinear von den Betriebsbedingungen abhängen. Dies erhöht die Unsicherheit einer Abschätzung des Verbrennungsregimes anhand der Skalenverhältnisse erheblich. Daher ist insbesondere an der Grenze des Flamelet-Regimes für eine eindeutige Identifikation des Verbrennungsregimes die experimentelle Bestimmung des Verbrennungsregimes erforderlich. Hierzu kann beispielhaft die in Abschnitt 6.1 dargestellte Analyse angeführt werden. Weiterführende Erläuterungen zu den möglichen Regimen turbulenter Verbrennung und deren Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen sind in Abschnitt A.4 gegeben.

### 2.3 Stabilisierung und Destabilisierung von Flammen durch Wirbelauflagen

Eine wesentliche Herausforderung bei der Stabilisierung von Verbrennung in Gasturbinenbrennkammern ist die Tatsache, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der Regel die laminare Brenngeschwindigkeit der Flamme um mehr als zwei Größenordnungen übersteigt. Um die Flamme dennoch innerhalb eines relativ kleinen Brennkammerraums zu stabilisieren, muss die Oberfläche der Flamme entsprechend erhöht werden. Wie im vorangehenden Abschnitt ausgeführt, erfolgt dies zum einen durch die Strömungsturbulenz. Zum anderen wird die Stabilisierung beziehungsweise die Form und die Lage der Flamme in einer Brennkammer durch das lokale Gleichgewicht zwischen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der mittleren Brenngeschwindigkeit bestimmt. Das Strömungsfeld in einer Brennkammer muss demnach so beschaffen sein, dass es der Flamme notwendige Ankerzonen bietet und darüber hinaus der Flamme im gegebenen Brennraum eine ausreichend große Oberfläche aufprägt. Beides wird erreicht, indem an geeigneten Stellen Rezirkulationszonen in das Strömungsfeld eingebracht werden.

Im Weiteren wird die Bildung und die Wirkung von Rezirkulation bei der drallstabilisierten Verbrennung genauer erläutert. Hierzu dient der in Abbildung 2.4 schematisch dargestellte Axi-

<sup>10</sup>Was sich auch darin äußert, dass die wesentlichen Eigenschaften der Strömungsturbulenz nicht hinreichend durch die zwei Turbulenzparameter  $L_t$  und  $u_{rms}$  erfasst werden können.

alschnitt eines Brennkammerströmungsfeldes. Zur Veranschaulichung der unterschiedlichen Struktur des instantanen und des zeitgemittelten Strömungsfeldes sind die Rezirkulationszonen, die Fluidbewegung und die Flammenoberfläche oberhalb der Symmetrieachse im zeitlichen Mittel und unterhalb der Symmetrieachse für einen exemplarischen Zeitpunkt dargestellt. Der Rauchgasbereich ist zur Unterscheidung vom Frischgasbereich rot eingefärbt. Unter Vernachlässigung der Frischgemischbildung und der Kühl- und Mischluftströme in die Brennkammer reduziert sich die Zuströmung des Verbrennungssystems auf das zentral in die Brennkammer eintretende Frischgemisch. Dieses wird unmittelbar stromauf der Brennkammer durch einen Drallerzeuger in axialer Richtung verdrallt und erfährt bei Eintritt in die Brennkammer eine drastische Erweiterung des Strömungsquerschnitts. Wie in Abbildung 2.4 dargestellt, kann bereits direkt am Eintritt der Brennkammer eine Ablösung der Strömung erreicht werden, wodurch sich eine äußere Rezirkulationszone bildet. In der äußeren Rezirkulationszone verankert sich eine äußere Flamme, welche das in die Brennkammer eintretende Frischgemisch von außen umfasst und umsetzt. Die Bildung einer äußeren Rezirkulationszone ist bei der drallstabilisierten Verbrennung nicht unbedingt erforderlich. Sie kann durch geeignete Gestaltung des Strömungsquerschnittsverlaufs und der Zuströmung vermieden werden. Wesentlich für Verbrennungssysteme mit drallstabilisierter Verbrennung ist die Bildung einer inneren Rezirkulationszone im Zentrum der Brennkammer. An der inneren Rezirkulationszone verankert sich ausgehend von der Spitze der Rezirkulationszone eine innere Flamme, welche sich stromab entlang des Randes der Rezirkulationszone weiter in radialer Richtung aufweitet und das Frischgemisch in der Brennkammer von innen nach außen umsetzt.

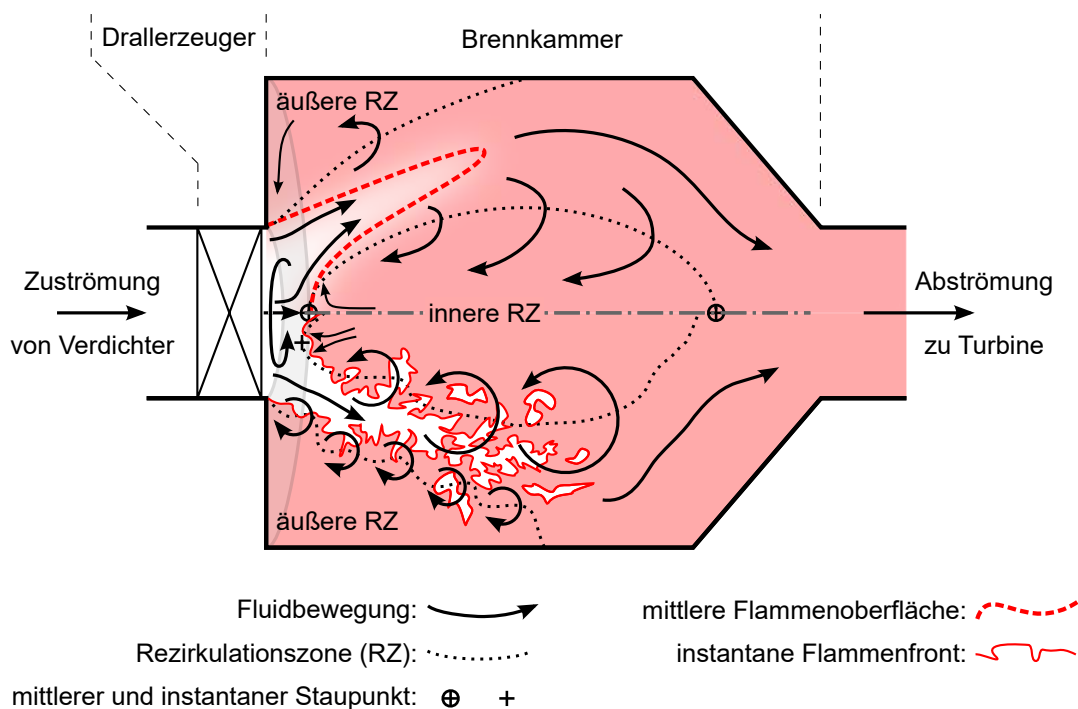


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer Brennkammer mit drallstabilisierter Flamme: zeitgemittelte und instantane Strömung oberhalb beziehungsweise unterhalb der Symmetrieachse

Die innere Rezirkulationszone entsteht aufgrund der Verdrallung der Zuströmung durch das sogenannte *Wirbelaufplätzen*. Hierbei kommt es aufgrund der zentrifugalen Strömungskräfte und

die Erweiterung des Strömungsquerschnitts beim Eintritt in die Brennkammer zu einer radialen Expansion der Drallströmung und einer inneren Strömungsablösung auf der Rotationsachse. Die innere Strömungsablösung hat die Bildung eines axialen Staupunktes und einer stromab des Staupunktes liegenden Rezirkulationszone zur Folge. Bei den für technische Drallflammen typischen Drall- und Reynolds-Zahlen führt die Spitze der inneren Rezirkulationszone in der Regel eine präzedierende Bewegung um die Rotationsachse aus. Infolgedessen sind die axiale Rezirkulationszone und die Staustromlinie spiralförmig verwunden. Des Weiteren ist die innere Rezirkulationszone mit großskaligen, umlaufenden Wirbeln behaftet, welche sich in der inneren Scherzone zwischen Hauptströmung und Rezirkulationszone bilden und ausgehend vom Staupunkt spiralförmig um die Rezirkulationszone winden. Diese Wirbel treten jedoch nur instantan in Erscheinung. Sie verschmelzen bei gemittelter Betrachtung zu einer rotationssymmetrischen Rezirkulationszone. Die Struktur des Spiralwirbelsystems ist in Abschnitt A.5 anhand der in dieser Arbeit untersuchten Strömung exemplarisch veranschaulicht. Wegen des großen Einflusses der Spiralwirbelsysteme auf die Eigenschaften von Drallflammen<sup>11</sup>, werden deren Entstehung, deren Struktur und deren Dynamik seit langem intensiv untersucht (Syred (2006), Syred und Beer (1974)). Jüngere Untersuchungen für drallbrennertypische Strömungen wurden beispielsweise von Jochmann (2007), Jochmann et al. (2005, 2006) und von Stöhr et al. (2012) sowie für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen von Biagioli (2006), Heeger et al. (2009) durchgeführt. Von besonderer Bedeutung im Kontext der vorliegenden Arbeit ist die mit dem Auftreten der Spiralwirbelsysteme verbundene Asymmetrie der Strömung. Sie führt zusammen mit der Rotation zu charakteristischen periodischen Schwankungen, aufgrund derer sich besondere Anforderungen an die Untersuchung von Drallflammen ergeben. Auf diese Anforderungen wird in den Abschnitten 2.6.3 und 3.6.2 näher eingegangen.

Die innere Rezirkulationszone trägt auf verschiedene Weisen zur Stabilisierung der Verbrennung bei. Zum einen, indem heißes Abgas und hoch reaktive Spezies aus dem Rückraum der Flamme stromauf zur Flammenwurzel geführt werden und dort die Zündung und Umsetzung des Frischgases unterstützen. Zum anderen treten aufgrund der Präzession und der Durchsetzung der inneren Rezirkulationszone mit großskaligen, umlaufenden Wirbeln in der Rezirkulationszone außergewöhnlich hohe Turbulenzintensitäten auf. Der damit verbundene turbulente Fluidaustausch zwischen Hauptströmung und Rezirkulationszone führt zu einer wesentlichen Verdichtung und Beschleunigung der Verbrennung. Darüber hinaus führt die Kombination aus Heißgas-Rezirkulation und turbulenter Einmischung von Frischgas dazu, dass die Verbrennung im Bereich der inneren Rezirkulationszone nicht mehr allein durch eine selbständig propagierende turbulente Flammenfront zu charakterisieren ist. Zusätzlich treten in der Flamme lokal Konstellationen der reagierenden Strömung auf, die als Gegenstromflamme aus Frischgas und heißem Abgas zu beschreiben sind. Des Weiteren kann die hochturbulente Rezirkulationszone insgesamt auch als Rührkesselreaktor verstanden werden. Sowohl die Frischgas-Heißgas-Gegenstromflamme als auch der Rührkesselreaktor weisen vielfach höhere Umsatzraten und Verlöschgrenzen auf als frei propagierende, turbulente Flammenfronten. Aus den genannten Gründen sind mit drallstabilisierten Flammen extrem hohe Leistungsdichten bei gleichzeitig hoher Stabilität erreichbar.

Das für die drallstabilisierte Verbrennung grundlegende Strömungsphänomen ist das Wirbelaufplatzen. Die Form und die Lage der sich dabei bildenden Rezirkulationszone ist maßgeblich für die Form und die Lage der Drallflamme. Es besteht außerdem eine Rückwirkung der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen beziehungsweise die Rezirkulationszone. In diesem Zusammenhang ist vom *verbrennungsinduziertem* Wirbelaufplatzen<sup>12</sup> die Rede, wobei eine Drallströmung unter dem

<sup>11</sup>insbesondere für die Thermoakustik von Drallflammen

<sup>12</sup>Geprägt wurde der Begriff *verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen* und dessen aus dem Englischen abgeleitete

aerodynamischen Einfluss eines Verbrennungsvorgangs an einer Position aufplatzt, an der die Strömung ohne Verbrennung nicht aufplatzen würde, oder die Drallströmung unter dem Einfluss der Verbrennung weiter aufplatzt als ohne Verbrennung. In Verbrennungssystemen von Gasturbinen mit drallstabilisierter Vormischverbrennung kann es beispielsweise in der Vormischzone des Brenners zu *Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen* kommen. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.5 schematisch anhand zweier axialen Halbschnitte durch die Rotationsachse des Strömungsfeld eines Gasturbinenbrennkammersegments visualisiert. Im oberen Halbschnitt ist das stabile reagierende Strömungsfeld, im unteren Halbschnitt der Flammenrückschlag in die Vormischzone dargestellt. Der Flammenrückschlag erfolgt, sobald der aerodynamische Einfluss der Flamme auf die Drallströmung ausreicht, um eine Stromaufverlagerung der axialen Rezirkulationszone in die Vormischzone zu bewirken, und die Flamme in der Lage ist, der Verlagerung der Rezirkulationszone in die Vormischzone hinein zu folgen. Es

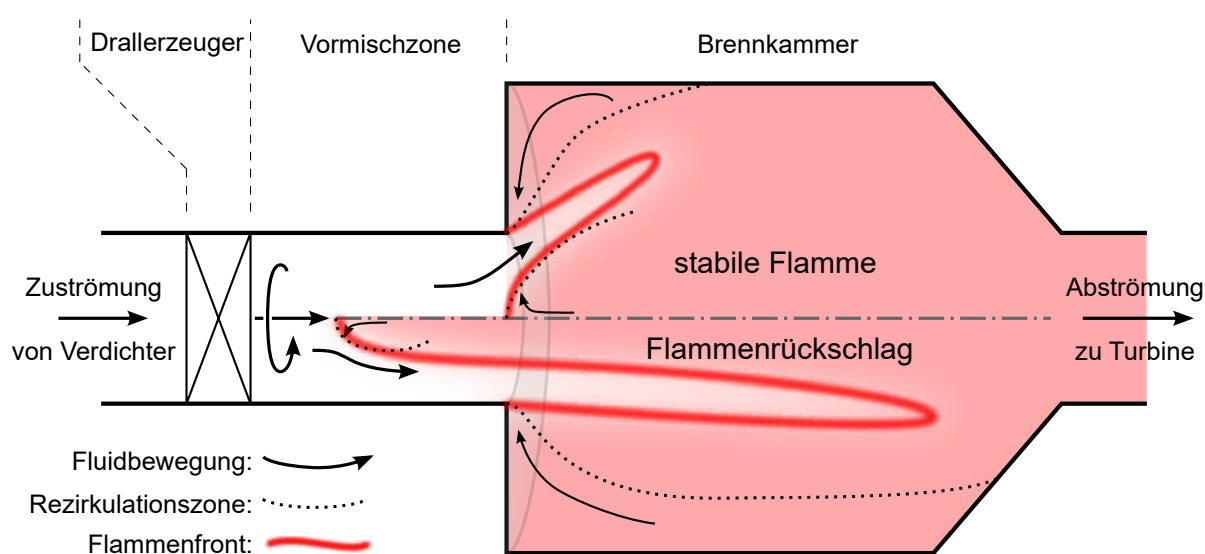


Abbildung 2.5: Schematische Gegenüberstellung einer stabilen Drallflamme und des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen.

handelt sich dabei um eine schlagartige Transition der reagierenden Drallströmung, bei der sich die Form der Strömung und der Flamme grundlegend in der dargestellten Weise ändern. Diese Art des Flammenrückschlags ist für das Verbrennungssystem in mehrerlei Hinsicht gefährlich. Neben dem Verlust der gewünschten Vormischung kann der Flammenrückschlag zu einer thermischen Überlastung der Vormischzone führen. Darüber hinaus bewirkt die Anwesenheit der Flamme in der Vormischzone eine axiale Beschleunigung der Außenströmung. Dadurch nehmen in der Brennkammer die radiale Ausdehnung der Flamme ab und die axiale Ausdehnung der Flamme stark zu. Letzteres führt zu unvollständiger Verbrennung und einer thermischen Überlastung des Brennkammerrückraums.

In den folgenden Abschnitten wird das inzwischen gute Verständnis der Aerodynamik des Wirbelaufplatzens erläutert. Dies dient als Basis und Ausgangspunkt für die Diskussion des wissenschaftlichen Kenntnisstands zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Abschnitt 2.6 sowie für die Zielsetzung dieser Arbeit in Abschnitt 2.7.

## 2.4 Axiale Drallströmungen

Charakteristisch für Drallströmungen ist die kreisförmige Bewegung von Fluidpartikeln um eine gemeinsame Achse und, im Falle einer axialen Drallströmung, die gleichzeitige Bewegung parallel zur Rotationsachse. Es ist daher zweckmäßig, Drallströmungen in einem zylindrischen Koordinatensystem  $(r, \varphi, z)$  zu beschreiben, dessen  $z$ -Achse die Rotationsachse darstellt und dessen  $z$ -Einheitsvektor in Richtung der axialen Fluidbewegung weist. Zur Veranschaulichung dient Abbildung 2.6. Die axiale Drallströmung wird durch einen axialen und einen dazu konzentrischen Kreis Pfeil symbolisiert. Die Fluidpartikel bewegen sich entlang spiralförmiger Stromlinien. Der zugehörige Geschwindigkeits- und Wirbelstärkevektor wird mit  $\vec{u} = (u_r, u_\varphi, u_z)$  beziehungsweise  $\vec{\omega} = (\xi, \eta, \zeta)$  bezeichnet. Die Definition und weitere Erläuterungen zur Wirbelstärke sind in den Abschnitten A.9 und A.10 gegeben. Wesentlich für die Charakterisierung von Drallströmungen

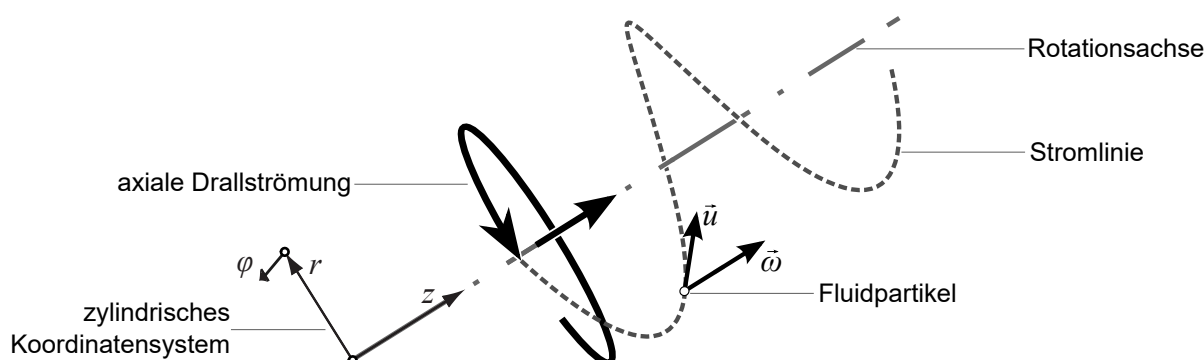


Abbildung 2.6: axiale Drallströmung mit zugehörigem zylindrischen Koordinatensystem sowie Geschwindigkeits- und Wirbelstärkevektoren

ist die Umfangsgeschwindigkeitsverteilung der Strömung. In der Regel lässt sich diese annähern durch einen Starrkörperwirbel im Kern des Wirbels  $r < r_{vc}$  und einen den Kern umgebenden Potentialwirbeln. Diese stark vereinfachte Umfangsgeschwindigkeitsverteilung ist in Gleichung (2.11) angegeben und wird als Rankine-Wirbel bezeichnet. Realistischere Umfangsgeschwindigkeitsverteilungen mit stetig-differenzierbarem Verlauf sind der Burgers-Wirbel<sup>13</sup> und die Rankine-Approximation. Die zugehörigen Umfangsgeschwindigkeitsverteilungen sind in Gleichung (2.12) und Gleichung (2.13) angegeben. Letztere geht für  $n \rightarrow \infty$  in den Rankine-Wirbel über.

$$\text{Rankine-Wirbel: } u_\varphi(r) = \begin{cases} r \frac{u_{\varphi,vc}}{r_{vc}}, & \text{wenn } r < r_{vc}, \\ \frac{r_{vc} u_{\varphi,vc}}{r}, & \text{wenn } r \geq r_{vc}. \end{cases} \quad (2.11)$$

$$\text{Burgers-Wirbel: } u_\varphi(r) = u_{\varphi,vc} \frac{r_{vc}}{r} \left( 1 - e^{-\left(\frac{r}{r_{vc}}\right)^2} \right) \quad (2.12)$$

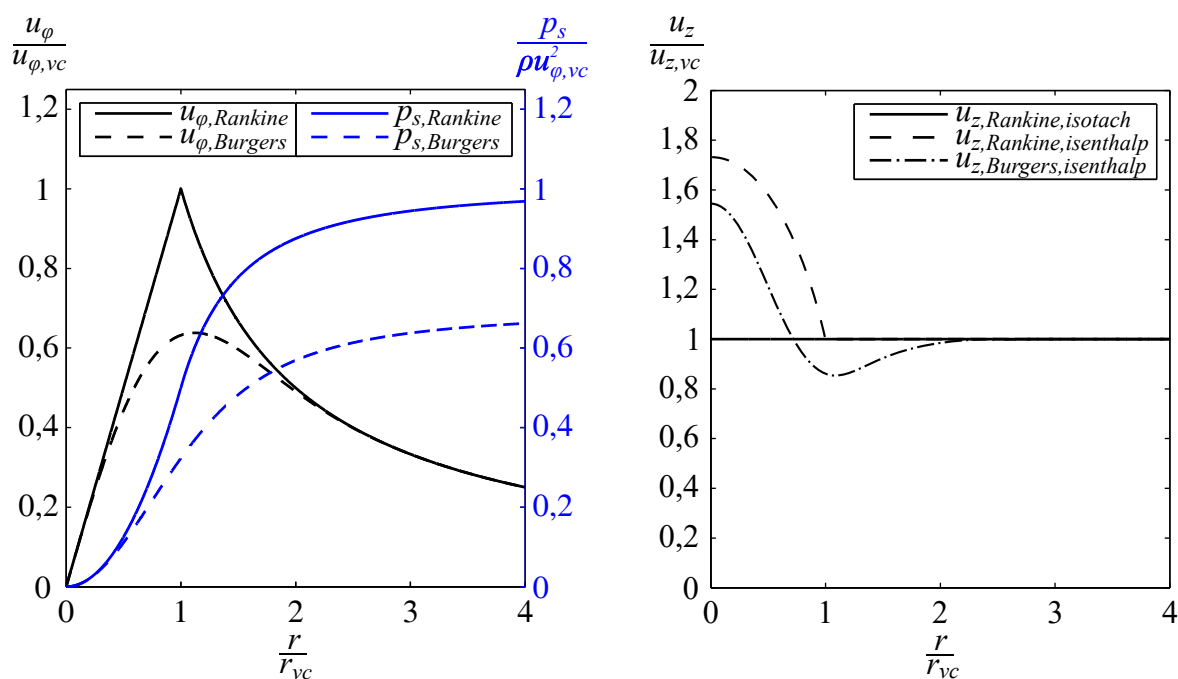
$$\text{Rankine-Approximation: } u_\varphi(r) = u_{\varphi,vc} \frac{r_{vc}}{r} \left( 1 - e^{-\left(\frac{r}{r_{vc}}\right)^n} \right) + u_{\varphi,vc} \frac{r}{r_{vc}} e^{-\left(\frac{r}{r_{vc}}\right)^n} \quad (2.13)$$

Den aufgeführten Umfangsgeschwindigkeitsverteilungen ist gemein, dass diese nahe der Achse den nahezu linearen Verlauf eines Starrkörperwirbels und im Randbereich den hyperbolischen Verlauf des Potentialwirbels aufweisen. Der Potentialwirbel ist drehungsfrei, aber nicht scherungsfrei. Daher kann er nur in einer reibungsfreien Strömung ohne Weiteres fortbestehen. In

<sup>13</sup>wird auch als Batchelor oder  $q$ -Wirbel bezeichnet



einer reibungsbehafteten Strömung führt die Scherung mit der Zeit zum Abbau des Drehimpulses und zur Dissipation des Wirbels, sofern dieser nicht durch äußere Kräfte aufrechterhalten wird. Da die Umfangsgeschwindigkeit und die Scherung bei Potentialwirbel in Richtung der Achse gegen Unendlich ansteigen würde, bildet der Starrkörperwirbel im Kern des Wirbels den Übergangsbereich zur Achse. In realen Strömungen ist die Bildung bzw. die Existenz des Starrkörperwirbels im Kern durch die Reibung bedingt. Der Starrkörperwirbel ist rotationsbehaftet jedoch an sich scherungs- bzw. dissipationsfrei. Die Axialgeschwindigkeitsverteilung der Zuströmung wird entweder als homogen  $u_z(r) = u_{z,0}$  angenommen, oder ergibt sich häufig auch aus der Annahme einer isoenergetischen Strömung mit homogener Totaldruckverteilung  $p_t(r) = p_{t,0}$ . Die Umfangs- und Axialgeschwindigkeitsverteilungen  $u_\varphi(r)$  und  $u_z(r)$  exemplarischer Rankine- und Burgerswirbel sind in Abbildung 2.7 a und b dargestellt. Bemerkenswert ist, dass für isenthalpe Strömungen für beide Wirbelarten innerhalb des Wirbelkerns eine erhebliche Axialgeschwindigkeitserhöhung auftritt, welche großen Einfluss auf Wirbelaufplatzen hat. Mit der Umfangs- und



(a) Radialer Verlauf von Umfangsgeschwindigkeit und statischem Druck

(b) Radialer Verlauf der Axialgeschwindigkeit

Abbildung 2.7: Vergleich verschiedener Wirbelformen

Axialgeschwindigkeitsverteilung über dem Strömungsquerschnitt mit dem Außenradius  $R_a$  sind

auch die Reynolds-Zahl  $Re$  und die Drallzahl  $S$  gegeben.

$$Re = \frac{2R_a \bar{u}_z}{\nu} = \frac{2\dot{V}}{\pi R_a \nu} \quad (2.14)$$

$$S = \frac{\dot{D}}{R_a \dot{I}} = \frac{\int_0^{R_a} \rho u_z u_\varphi r^2 dr}{R_a \int_0^{R_a} (\rho u_z^2 + p(r)) r dr} \approx \frac{\int_0^{R_a} u_z u_\varphi r^2 dr}{R_a \int_0^{R_a} u_z^2 r dr} \quad (2.15)$$

$$S_{\text{Rankine}} = \frac{r_{vc} u_{\varphi,vc}}{R_a \bar{u}_z} \left( 1 - \frac{r_{vc}^2}{2R_a^2} \right) \quad (2.16)$$

Die Definition der Drallzahl in Gleichung (2.15)<sup>14</sup> mit Berücksichtigung des Beitrags des statischen Druckverlaufs zum Axialimpulsstrom stammt von Escudier (1988). Gebräuchlicher ist, die Näherung ohne Druckterm zu verwenden. Allein mit der Drallzahl können Drallströmungen allerdings nur sehr grob charakterisiert werden, da die Drallzahl häufig keine Erhaltungsgröße ist, und die Eigenschaften von Drallströmungen stark von der radialen Verteilung der Dreh- und der Axialimpulsstromdichte<sup>15</sup> abhängen. Entsprechende Beobachtungen wurden beispielsweise von Farokhi und Taghavif (1989) gemacht. Die Drallzahl ändert sich in Strömungsrichtung beispielsweise durch die Dissipation des Drehimpulses. Wie Anhang A.16 zu entnehmen ist, kann die Dissipation des Drehimpulses auch bei hohen Reynolds-Zahlen nicht vernachlässigt werden. Die Drallzahl ändert sich außerdem mit dem Strömungsquerschnittsradius  $R$  oder für einen konstanten Strömungsquerschnitt bei der Transition einer Drallströmung hin zu einem alternativen Strömungszustand (Benjamin (1962, 1967)). Dies ist erstens der Fall, weil sich der Axialimpulsstrom mit dem Axialgeschwindigkeitsniveau und der Strömungsquerschnittsfläche ändert und zweitens, weil das Wirbelaufplatzen an sich mit Dissipation verbunden ist und weil dabei Wellen entstehen können, die einen Impulstransport stromab bewirken. Weitere Erläuterungen hierzu werden in den Abschnitten A.14 und A.16 gegeben.

In Abbildung 2.8 werden vier Typen axialer Drallströmungen aus der Verbrennungstechnik unterschieden, für welche die aerodynamische Interaktion von Wirbelaufplatzen und Verbrennung von wissenschaftlichem und technischem Interesse ist. Der erste Typus repräsentiert freie Wirbel wie beispielsweise Rollenwirbel in Scherzonen oder Turbulenzwirbel. Die anderen drei Drallströmungstypen entsprechen Strömungen in der Vormischzone generischer Vormischverbrennungssysteme, wie sie im Rahmen der Forschungsarbeiten zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen untersucht wurden. Vormischsysteme mit konvergenter Vormischzone wurden zuvor bereits von Maier (2000) untersucht. Die Strömung ist eingeschlossen. Der Strömungskanal ist rotationssymmetrisch und besteht aus einer konvergenten, zylindrischen oder divergenten Vormischzone und nachfolgender Brennkammer. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Drallbrennerströmung mit zylindrischer Vormischzone untersucht. Die Unterscheidung von Drallströmungen nach der Form des Strömungskanals ist wichtig, denn neben Drallzahl und Geschwindigkeitsverteilung der Drallströmung bestimmt die Form des Strömungskanals, wie sich die Drallströmung in axialer Richtung entwickelt und unter welchen Bedingungen es zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen kommt. Für Drallbrennerströmungen ist aber

<sup>14</sup>Im Term  $\dot{D}/R_a \dot{I}$  kann zur Entdimensionierung alternativ zum Außenradius auch die Verwendung eines anderen Referenzradius  $R_{ref}$  sinnvoll sein, siehe Abschnitt A.11.

<sup>15</sup>Die im Rahmen dieser Arbeit zum Einfluss des Wirbelkernradius gemachten Beobachtungen sind in Abschnitt A.15 beschreiben.

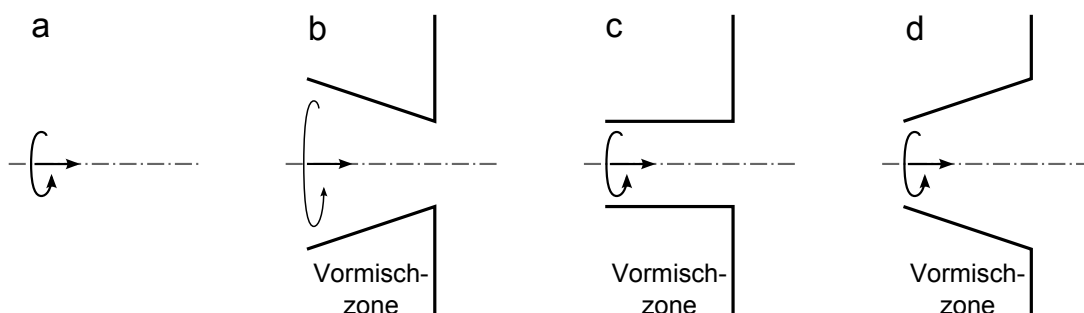


Abbildung 2.8: Axialschnittdarstellung typischer Drallströmungstypen: freie Wirbel (a) und eingeschlossene Drallströmungen in konvergenter (b), zylindrischer (c) und divergenter (d) Vormischzone stromauf der Brennkammer.

nicht nur die Geometrie der Vormischzone, sondern beispielsweise auch der Einfluss der radialen Begrenzung der Strömung durch die Brennkammer stromab der Vormischzone von Bedeutung, wie Abschnitt A.17 zu entnehmen ist.

## 2.5 Wirbelaufplätzen

Wirbelaufplätzen ist eine fluiddynamisch hochkomplexe Transition axialer Drallströmungen, bei der es zu einer drastischen radialen Aufweitung des Wirbelkerns und darin zu einem entsprechenden Abfall der Axialgeschwindigkeit bis hin zur Stagnation kommt<sup>16</sup>. Durch die Stagnation treten ein axialer Staupunkt und stromab davon eine axiale Rezirkulationszone auf. Zur Veranschaulichung dient Abbildung 2.9. Darin ist die Strömungsaufweitung anhand exemplarischer Stromflächen visualisiert. Das Wirbelaufplätzen kann als Transition einer axialen Drallströmung ohne axiale Rezirkulationszone in eine axiale Drallströmung mit axialer Rezirkulationszone verstanden werden. Stromauf der Transition liegt eine sogenannte *kolumnare* Drallströmung vor,

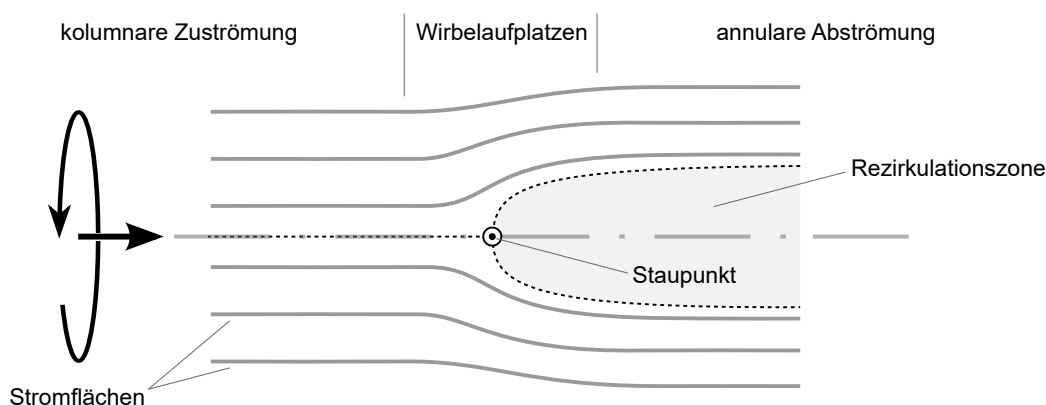


Abbildung 2.9: Axialschnittdarstellung des Wirbelaufplätzens: Transition einer kolumnaren, axialen Drallströmung zu einer annularen, axialen Drallströmung

wobei die Axialgeschwindigkeit über den gesamten Strömungsquerschnitt positiv ist. Stromab der

<sup>16</sup>Wie von Nowak und Sarpkaya (2000) beobachtet, kann das Wirbelaufplätzen durch den Einfluss extrem hoher Turbulenz oder Wärmefreisetzung auch ohne axiale Stagnation auftreten.

Transition liegt im Kern der Strömung eine Rezirkulationszone, welche von der Hauptströmung im verbleibenden ringförmigen Querschnitt umströmt wird. Diese Ringwirbelströmung wird auch als *annulare* Drallströmung bezeichnet. Als praktisches Anschauungsbeispiel für das Wirbelaufplatzen isothermer Drallströmungen dient das in Abbildung 2.10 dargestellte Aufplatzen der Wirbelschlepe eines schräg angeströmten Deltaflügels im Wasserkanal, visualisiert mittels Luftblasen. Die Stagnation auf der Achse wird begleitet durch einen axialen Druckanstieg der sich aus der zentrifugalkraftgetriebenen radialen Expansion des Wirbels ergibt (Hall (1972)). Wegen seiner großen technischen Bedeutung bei Atmosphärenströmungen, bei der Umströmung von Schiffsschrauben-, Trag- und Leitflügelprofilen sowie bei der Durchströmung von Turbomaschinen und Reaktoren, insbesondere Gasturbinenbrennkammern ist das Wirbelaufplatzen seit den 60er Jahren intensiv untersucht worden.

Ein sehr erfolgreiches Konzept der Aerodynamik ist, eine Strömung in Grenzschichten und



Abbildung 2.10: Lichtbildaufnahme des Aufplatzens der Wirbelschlepe eines schräg angeströmten Deltaflüglermodells. Quelle: Institut für Luft- und Raumfahrt der RWTH Aachen

Freiströmung zu unterteilen. Bei vielen aerodynamischen Fragestellungen wie beispielsweise Schaufel- und Tragflügelumströmungen kann der Anteil der Grenzschicht an der Strömung und der Einfluss der Grenzschicht auf die Strömung in erster Näherung vernachlässigt werden. In der Freiströmung wird dann von homogenen Strömungsverhältnissen ausgegangen und davon, dass das Verhalten des Großteils der Strömung durch einen repräsentativen Stromfaden beschrieben werden kann. Für Drallströmungen ist diese Vereinfachung nicht immer möglich. Bedingt durch die Rotation liegen in Drallströmungen große Gradienten normal zur Hauptströmungsrichtung vor. Dies gilt neben der Umfangsgeschwindigkeit vor allem für den statischen Druck. Dessen radialer Gradient ergibt sich aus dem Kräftegleichgewicht in radialer Richtung gemäß der Bewegungsgleichung<sup>17</sup> für allgemeine Medien (2.17) und für newtonsche Medien (2.18). Für rein

<sup>17</sup>Die Bewegungsgleichungen für alle drei Raumrichtungen für kartesische, zylindrische und sphärische Koordinaten können Bird et al. (1977) entnommen werden

axiale Drallströmungen<sup>18</sup> vereinfacht sich der Zusammenhang zu Gleichung (2.19).

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial r} = & \rho g_r - \rho \left( \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \\ & - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \tau_{\varphi r} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zr} - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial r} = & \rho g_r - \rho \left( \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \\ & + \rho \nu \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right] \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{u_\varphi^2}{r} \quad (2.19)$$

Das Auftreten von nicht vernachlässigbaren Kräften in radialer Richtung ist ein charakteristisches Merkmal von Drallströmungen und der Grund für ihre komplexe Aerodynamik. Bevor auf verschiedene Aspekte des Wirbelaufplatzens eingegangen wird, die bei der Diskussion des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens wichtig sind, wird zunächst eine erste Erklärung für das Wirbelaufplatzens nichtreagierender Strömungen gegeben. Dies bildet die Grundlage für die spätere Diskussion des Einfluss der Verbrennung. Die für das Wirbelaufplatzens wesentlichen Effekte können bereits an dem vereinfachten Fall einer rotationssymmetrischen, reibungsfreien und isochoren Drallströmung verdeutlicht werden. Für diesen Fall sind die Totalenergie  $H_{sf}$  beziehungsweise der Totaldruck  $p_{tot,sf}$  auf einem Stromfaden und auf Grund der Drehimpulserhaltung auch die Zirkulation  $\Gamma_{sf}$  innerhalb einer Stromfläche<sup>19</sup> konstant.

$$H_{sf} = \frac{p_{tot,sf}}{\rho} = \left( \frac{p_s}{\rho} + \frac{u_r^2}{2} + \frac{u_\varphi^2}{2} + \frac{u_z^2}{2} \right)_{sf} = const \quad (2.20)$$

$$\Gamma_{sf} = (r u_\varphi)_{sf} = const \quad (2.21)$$

Zur Veranschaulichung wird anhand Abbildung 2.11 für diesen Fall die Verengung und die Erweiterung des Strömungsquerschnitts des Wirbelkerns<sup>20</sup> der Drallströmung betrachtet. Die Verengung und die Erweiterung des Wirbelkerns werden im Weiteren als *Kontraktion* und als *Expansion* des Wirbelkerns bezeichnet. Dargestellt ist der Axialschnitt einer exemplarischen Stromfläche im Wirbelkern und eine zugehörige Stromlinie. Des Weiteren sind für die axiale Positionen  $z_1$  und  $z_2$  vor und nach der Kontraktion, sowie  $z_3$  nach der Expansion die radiale Geschwindigkeits- und Druckverteilung eingetragen. Der radiale Verlauf von  $u_\varphi$  und  $u_z$  ist oberhalb der Symmetrieachse mit gepunkteter und durchgehender Linie und der Verlauf von  $p_s$  ist unterhalb der Symmetrieachse dargestellt. Es wird diskutiert, wie sich diese Größen in dem von der Stromfläche umfassten Strömungsbereich mit dem Radius  $r_{sf}$  der Stromfläche ändern. Da die Drallströmung bei den Positionen  $z_1$ ,  $z_2$  und  $z_3$  keine Radialgeschwindigkeit aufweist, vereinfacht sich Gleichung (2.20) für den Vergleich der Strömungszustände an diesen Positionen

<sup>18</sup>Dies bedingt  $u_r = 0$  und Axialsymmetrie beziehungsweise  $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$

<sup>19</sup>die Stromfläche stellt einen Kontrollbereich mit konstantem Volumen- bzw. Massen- und Drehimpulsstrom dar

<sup>20</sup>Es wird angenommen, dass das Umfangsgeschwindigkeitsprofil des Wirbelkerns in der initialen Zuströmung einem Starrkörperwirbel entspricht. Das Umfangsgeschwindigkeitsprofil weicht im Zuge der Querschnittsänderung aber vom Starrkörperwirbel ab.

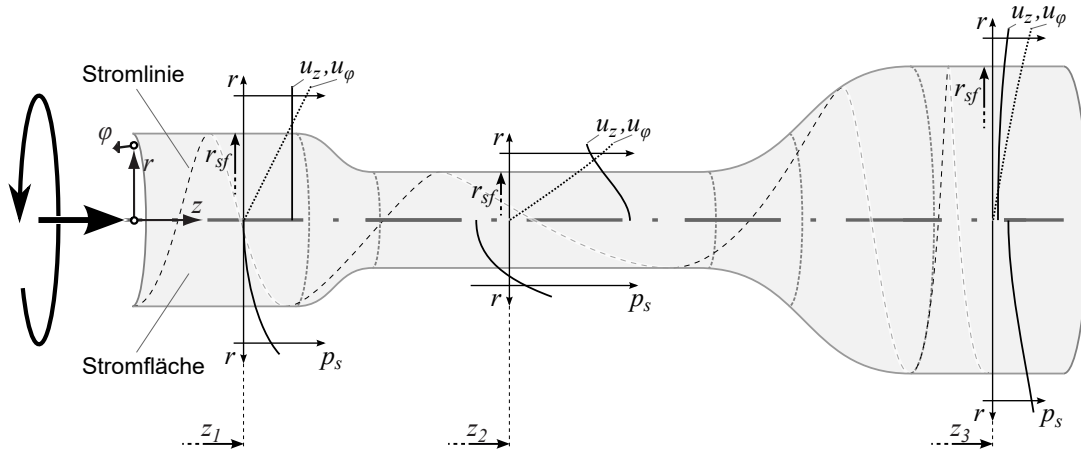


Abbildung 2.11: Axialschnittsdarstellung von Stromfläche und Stromfaden einer axialen Drallströmung mit Verengung und Erweiterung des Strömungsquerschnitts

zu Gleichung (2.22).

$$H_{sf} = \frac{p_{tot,sf}}{\rho} = \left( \frac{p_s}{\rho} + \frac{u_\varphi^2}{2} + \frac{u_z^2}{2} \right)_{sf} = const \quad (2.22)$$

Bei Reduktion des Radius der Stromfläche von  $z_1$  nach  $z_2$ , erhöhen sich gemäß der Drehimpulserhaltung Gleichung (2.21) und der Massenerhaltung die Umfangs- und die Axialgeschwindigkeit auf der Stromfläche. Entsprechend verringert sich bei konstantem Totaldruck der statische Druck. Diese Strömungsgrößen ändern sich gleichermaßen auf den radial weiter innen liegenden Stromflächen. Die Strömungsgrößen benachbarter Stromflächen sind durch die Querdruckgleichung (2.19) in radialer Richtung gekoppelt. Zusammen mit Gleichung (2.21) ergibt sich für die Stromfläche, dass der radiale Druckgradient proportional zu  $r^{-3}$  ist.

$$\left( \frac{\partial p_s}{\partial r} \right)_{sf} = \rho \frac{\Gamma_{sf}^2}{r_{sf}^3} \quad (2.23)$$

Bei der radialen Kontraktion des Wirbels steigt folglich der radiale Druckgradient und somit sinkt das statische Druckniveau innerhalb der Stromfläche stärker als außerhalb. Im Fall eines initialen reibungsfreien<sup>21</sup> Starrkörperwirbels steigt bei der Kontraktion der Stromfläche die Differenz zwischen dem statischen Druck auf der Stromfläche und der Achse quadratisch mit dem Kehrwert des Radius der Stromfläche an.

$$\Delta p_{s,0 \rightarrow sf} = \frac{\Gamma_{sf}^2}{2\rho r_{sf}^2} \quad (2.24)$$

Da im Kern der Drallströmung die Umfangsgeschwindigkeit zur Achse hin auf Null abfällt, wird gemäß Gleichung (2.22) der Abfall des statischen Druckes auf der Achse allein durch den entsprechenden Anstieg der Axialgeschwindigkeit kompensiert. Bei der radialen Kontraktion steigt daher die Axialgeschwindigkeit im achsnahen Bereich stärker an, als auf der Stromfläche. Umgekehrt erzwingt eine radiale Expansion der Stromfläche einen größeren Anstieg des statischen Drucks auf der Achse als auf der Stromfläche. In Folge nimmt die Axialgeschwindigkeit im

<sup>21</sup>trotz der Bedeutung der Reibung für die Bildung eines Starrkörperwirbels, wird dieser hier vereinfachend in einem dissipationfreien Bereich der Strömung betrachtet

Wirbelkern um einen größeren Betrag ab, als auf der Stromfläche. Wie von Hall (1972) für Starrkörperwirbel nachgewiesen, folgt daraus auch, dass der von einer axialen Änderung des Stromlinienradius verursachte axiale Druckgradient auf der Achse betragsmäßig immer größer ist, als auf der Stromfläche:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{r_{sf}} + \rho \frac{u_{\varphi}^2(r_{sf})}{r_{sf}} \frac{\partial r_{sf}}{\partial z} \quad (2.25)$$

Dieser Zusammenhang führt zum Wirbelaufplatzen, sofern die Verzögerung der Strömung im Wirbelkern, welche mit der radialen Expansion der Stromflächen im Wirbelkern und dessen Umgebung verbunden ist, ausreicht, um eine Stagnation der Strömung auf der Achse und die nachfolgende Bildung einer Ablösezone zu bewirken.

Für eine weitergehende Analyse der Aerodynamik des Wirbelaufplatzens gibt es zwei Ansätze. Der traditionelle Ansatz ist die analytische oder numerische Berechnung der Stromfunktionen  $\Psi$ , welche die Masse-, Impuls- und Energieerhaltung für eine stark idealisierte Drallströmung erfüllen. Dieser Ansatz wird im Folgenden als globale Analyse beziehungsweise globale Theorie bezeichnet. Der große Vorteil dieses Ansatzes ist, dass prinzipiell das gesamte Drallströmungsfeld als Antwort der Strömung auf die Strömungsrandbedingungen bestimmt werden kann. Dieser Ansatz ist mathematisch anspruchsvoll und wurde vor allem in der frühen Forschung zum Wirbelaufplatzen von Benjamin (1962, 1967) und später von Keller und Egli (1985), Keller et al. (1988) verfolgt. Durch die Arbeiten von Rusak und Lee (2002), Rusak et al. (1998, 2002), Wang und Rusak (1997a,b) zum Aufplatzen von viskosen und reagierenden Drallströmungen kann die Ausarbeitung dieses Ansatzes inzwischen als weitgehend abgeschlossen angesehen werden. Der zweite Ansatz, der gerade bei der Analyse des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens häufig verwendet wird, ist die Untersuchung des Wirbelaufplatzens in unmittelbarer Umgebung der Rotationsachse und des Staupunktes mit Hilfe der Wirbeltransportgleichung. Dieser Ansatz wird im Weiteren als lokale Analyse beziehungsweise lokale Theorie bezeichnet. Die lokale Analyse bietet den Vorteil, dass das lokale Zusammenspiel der Strömungsgrößen bei der radialen Expansion der Stromflächen, die dem Wirbelaufplatzen vorausgeht, anschaulich studiert werden kann. Bei der Erklärung der Ursachen des Wirbelaufplatzens ist die lokale Analyse des Strömungsfeldes anhand der Wirbeltransportgleichung allerdings nur mäßig hilfreich, weil dabei wichtige Bereiche des Strömungsfeldes, wie die Zuströmung und die Abströmung ignoriert werden. Außerdem wird bei der lokalen Theorie der rotationsfreie Anteil der Strömung vernachlässigt und von einem homogenen Dichtefeld ausgegangen, weshalb diese Theorie nur sehr eingeschränkt zur Untersuchung axialer Drallströmungen mit Verbrennung anwendbar ist. Trotzdem stützen sich viele der neueren Arbeiten zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen auf die lokale Theorie. Insbesondere der Einfluss der Abströmrandbedingungen der Drallströmung auf das Wirbelaufplatzen wird dabei stark unterschätzt. Bei der Erklärung der Ursachen des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in dieser Arbeit wird der globale Ansatz wieder aufgegriffen. Als Grundlage für die Diskussion der Ergebnisse dieser und anderer Arbeiten zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen werden im Folgenden die Grundzüge der lokalen und der globalen Theorie der Aerodynamik des Wirbelaufplatzens erläutert.

### 2.5.1 Analyse des Wirbelaufplatzens: „lokale“ Theorie

Wie bereits erläutert wird in dieser Arbeit als „lokale“ Analyse die Untersuchung des Wirbelaufplatzens in der Umgebung des Staupunktes bezeichnet. Dabei geht es im Wesentlichen um die

Frage, welche Strömungsvorgänge zur Stagnation der Strömung auf der Achse führen. Dies wird meist unter Annahme einer reibungsfreien Strömung auf Basis der Impulstransportgleichung (2.26) durch Gleichung (2.27) für das mit dem Fluidpartikel mitbewegte Koordinatensystem formuliert.

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2.26)$$

$$\left. \frac{Du_z}{Dt} \right|_{r=0} < 0. \quad (2.27)$$

Bei der Untersuchung transientser Prozesse, wie der Stromaufpropagation des Wirbelaufplatzens, ist aber die partielle Zeitableitung in raumfesten Koordinaten gemäß Gleichung (2.28) von Interesse. Wie im Weiteren gezeigt wird, bleibt diese jedoch bei der lokalen Analyse meist unberücksichtigt.

$$\left. \frac{\partial u_z}{\partial t} \right|_{r=0} < 0. \quad (2.28)$$

Die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit kann bereits direkt anhand der Impulstransportgleichung (2.26) analysiert werden. Alternativ dazu wird bei der lokalen Analyse des Wirbelaufplatzens das Strömungsfeld in einen rotationsfreien Teil  $\vec{u}_{irr}$  und einen rotationsbehafteten Teil  $\vec{u}_{rot}$  zerlegt und die zeitliche Geschwindigkeitsänderung des rotationsbehafteten Anteils des Strömungsfelds untersucht.<sup>22</sup> Hierzu wird durch Anwendung der Rotation auf die Impulstransportgleichung (2.26) die Wirbeltransportgleichung (2.29) gebildet, wodurch die Wirbeldynamik des rotationsbehafteten Anteils der Strömung beschrieben wird. Weitere Erläuterungen zur Wirbelstärke  $\vec{\omega}$  und ihre Komponenten  $(\xi, \eta, \zeta)$ , sowie zur Herleitung der Wirbeltransportgleichung und den Termen der rechten Seite von Gleichung (2.29) sind in Anhang A.10 gegeben.

$$\nabla \times \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \nabla \times \frac{\partial \vec{u}_{rot}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = - \underbrace{\vec{u} \nabla \vec{\omega}}_{\text{Konvektion}} + \underbrace{\vec{\omega} \nabla \vec{u}}_{\text{Streckung und Umorientierung}} - \underbrace{\vec{\omega} \nabla \cdot \vec{u}}_{\text{Expansion}} + \underbrace{\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p}_{\text{baroklines Moment}} \quad (2.29)$$

Mit dem Volumenintegral 2.30<sup>23</sup> über das Strömungsgebiet kann aus dem Wirbelstärkefeld wiederum die Geschwindigkeit des rotationsbehafteten Teils der Strömung an der Stelle  $\vec{x}$  berechnet werden (Batchelor (1967)).

$$\vec{u}_{rot}(\vec{x}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{(\vec{x} - \vec{y}) \times \vec{\omega}}{|\vec{x} - \vec{y}|^3} dV(\vec{y}) \quad (2.30)$$

Allerdings gilt dies nur für Strömungen mit konstanter Dichte. Mit Gleichung (2.30) kann das rotationsbehaftete Geschwindigkeitsfeld nur aus dem Wirbelstärkefeld nicht-reagierender Strömungen berechnet werden, also wenn der Expansionsterm und der barokline Term in Gleichung (2.29) gleich Null sind. In diesem Fall ergibt sich für die Axialgeschwindigkeit auf der Achse bei

<sup>22</sup>Die Basis dafür ist die Annahme, dass die Aerodynamik des Wirbelaufplatzens durch das rotationsbehaftete Strömungsfeld bestimmt wird. Tatsächlich ist der rotationsfreie Anteil des Geschwindigkeitsfeldes aber nicht vernachlässigbar, da in einer Drallströmung beispielsweise auch das Axialgeschwindigkeitsniveau des rotationsfreien Teils der Strömung dafür entscheidend ist, ob Wirbelaufplatzens überhaupt auftritt oder nicht.

<sup>23</sup>Gleichung (2.30) ist das fluiddynamische Analogon des Gesetzes von Jean-Baptiste Biot und Félix Savart der Magnetostatik.



$\vec{x}(r = 0, z')$  Gleichung (2.31).

$$u_{z,rot}(r = 0, z') = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} \frac{r^2 \eta(r, z)}{(r^2 + (z' - z)^2)^{\frac{3}{2}}} dr dz \quad (2.31)$$

Auf diesen Zusammenhang wird in den Arbeiten von Brown und Lopez (1990) und Kurosaka et al. (2006) hingewiesen und argumentiert, dass hinsichtlich der axialen Stagnation einer Drallströmung vor allem die azimutale Komponente  $\eta$  der Wirbelstärke in unmittelbarer Umgebung der Achse von Bedeutung ist, weil der Beitrag der Wirbelstärke eines Volumenelements in Gleichung (2.31) mit  $1/r$  gewichtet wird. Folglich muss für eine Verzögerung der Strömung auf der Rotationsachse die azimutale Wirbelstärke im achsnahen Bereich abfallen und für eine Stagnation sogar negativ werden. Dementsprechend wird bei der lokalen Analyse des Wirbelaufplatzens die zeitliche Entwicklung der Azimutal-Komponente der Wirbeltransportgleichung auf der Achse untersucht. Dies erfolgt gemäß Gleichung<sup>24</sup> (2.32) für axialsymmetrische, reibungsfreie Drallströmungen konstanter Dichte anhand der substanziellen Zeitableitung von  $\eta$  in dem *mit dem Fluidpartikel mitbewegten* Koordinatensystem.

$$\frac{D\eta}{Dt} - \underbrace{\frac{\partial \eta}{\partial t}}_{\text{lokale, zeitliche Änderung}} = \underbrace{u_r \frac{\partial \eta}{\partial r} + u_\varphi \frac{\xi}{r} + u_z \frac{\partial \eta}{\partial z}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\xi \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \eta \frac{u_r}{r} + \zeta \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial z}}_{\text{Streckung und Umorientierung}} \quad (2.32)$$

Dabei wird aber von einer stationären Strömung mit  $\partial \eta / \partial t = 0$  ausgegangen. Eine solche lokale Analyse des Wirbelaufplatzens kann folglich keine Erkenntnisse über die Ursachen der Entstehung des Wirbelaufplatzens liefern, sondern lediglich über die fluiddynamischen Vorgänge, welche von einem mitbewegten Beobachter registriert werden können. Anhand Gleichung (2.32) wird klar, dass eine substanzielle Änderung der azimutalen Wirbelstärke  $D\eta/Dt$  mit einem axialen Gradienten der Umfangsgeschwindigkeit  $\partial u_\varphi / \partial z$  verbunden ist. Wie in Abschnitt 2.5 erläutert, stellt sich aufgrund der Drehimpulserhaltung ein axialer Gradient der Umfangsgeschwindigkeit nur zusammen mit einer radialen Expansion oder Kontraktion der Stromflächen ein. Vor diesem Hintergrund wird als Erklärung für das Wirbelaufplätzen in der Literatur häufig ein selbstverstärkender Rückkopplungsmechanismus<sup>25</sup> angeführt, bei dem eine radiale Expansion der Stromflächen durch die *induzierte* azimutale Wirbelstärke stromab verstärkt wird. Dies ist allerdings nicht zutreffend. Für stationäre Strömungen ist der Zusammenhang zwischen Stromflächenneigung und Wirbelstärkeänderung nicht kausal, sondern rein kinematisch, worauf beispielsweise von Batchelor (1967) hingewiesen wird. Bezüglich der Kopplung von azimutaler Wirbelstärke und Stromflächenexpansion ist von Brown und Lopez (1990) der funktionale Zusammenhang hergeleitet worden, mit dem die substanzielle Änderung der azimutalen Wirbelstärke auf einer Stromfläche in Abhängigkeit von der radialen Expansion der Stromfläche sowie den Geschwindigkeits- und Wirbelstärkevektoren der Zuströmung berechnet werden kann. Eine Beziehung, die nicht nur für die lokale Analyse des Wirbelaufplatzens wichtig ist, ist die von Darmofal (1993) hergeleitete und von Burmberger (2008) überarbeitete Gleichung (2.33). Demzufolge ist die substanzielle Änderung der azimutalen Wirbelstärke proportional zur partiellen Ableitung der Totalenergie

<sup>24</sup>Die Herleitung von Gleichung (2.32) kann Darmofal (1993) entnommen werden.

<sup>25</sup>Ein solcher Rückkopplungsmechanismus wurde beispielsweise von Brown und Lopez (1990) und Althaus et al. (1994) postuliert. Erläuterungen dazu finden sich in Anhang A.9

nach der Stromfunktion  $\Psi$  beziehungsweise zum radialen Gradienten der Totalenergie  $H$ .

$$\frac{D\eta}{Dt} = -u_r \frac{\partial H}{\partial \Psi} = -\frac{u_r}{u_z r} \frac{\partial H}{\partial r} \quad (2.33)$$

Anhand Gleichung (2.33) wird wiederum deutlich, dass der Abfall der azimuthalen Wirbelstärke eine radiale Expansion der Stromflächen beziehungsweise eine Radialgeschwindigkeit voraussetzt und mit abnehmender Axialgeschwindigkeit und abnehmendem Radius zunimmt. Des Weiteren ist Gleichung (2.33) zu entnehmen, dass die azimuthale Wirbelstärke nur dann abfallen kann, wenn der Totaldruck in radialer Richtung ansteigt. Folglich können Drallströmungen, in welchen der Totaldruck zum Wirbelkern hin konstant bleibt oder zunimmt, nicht aufplatzen.

Die Erkenntnisse, die in bisherigen Forschungsarbeiten durch die lokale Analyse des Wirbelaufplatzens anhand der Wirbeltransportgleichung zum Aufplatzen von Drallströmungen gewonnen werden konnten, betreffen die lokale Kopplung zwischen der radialen Expansion von Stromflächen, den zeitlichen und räumlichen Gradienten der Geschwindigkeit und der azimuthalen Wirbelstärke. Davon hervorzuheben ist die Erkenntnis, dass die substanzielle Änderung azimuthaler Wirbelstärke mit abnehmendem Radius zunimmt und dass eine Stagnation auf der Achse in Strömungen mit negativem radialen Totaldruckgradienten nicht möglich ist. Erwähnt sei auch die für die Praxis relevante Untersuchung von Burmberger et al. (2006a) zur Optimierung von Drallbrennerströmungen, die im Zusammenhang mit Gleichung (2.32) nahelegt, dass durch einen positiven axialen Gradienten der Azimutal-Geschwindigkeit das Wirbelaufplatzen in Vorkombustionszonen von Gasturbinenbrennern verhindert werden kann<sup>26</sup>. Mit einer lokalen Analyse der Wirbeldynamik im Wirbelkern ist es möglich, den Wirkungszusammenhang zwischen radialer Stromflächenexpansion und axialer Stagnation zu erklären. Es kann damit allerdings nicht erklärt werden, was die Expansion von Stromflächen in Drallströmungen und somit das Wirbelaufplatzen letztendlich verursacht.

## 2.5.2 Analyse des Wirbelaufplatzens: „globale“ Theorie

Wie bereits erläutert wird im Rahmen dieser Arbeit unter „globaler“ Analyse die Untersuchung des Wirbelaufplatzens in zylindrischen, sowie konvergenten und divergenten Strömungskanälen anhand von Lösungen der Stromfunktion  $\Psi$  für das gesamte Strömungsfeld verstanden. Die Ausgangsform der nicht aufgeplatzten Strömung wird als kolumnare Lösung bezeichnet. Die Strömung nach dem Aufplatzen wird als annulare Lösung bezeichnet und entspricht einer Ringwirbelströmung, deren Zentrum beispielsweise von einem axialen Rezirkulationsgebiet ausgefüllt wird. Die mathematische Beschreibung und Analyse von Strömungen mit Hilfe von Stromfunktionen ist ein wesentlicher Bestandteil der Fluidodynamik und reicht bezüglich der Erforschung von Wirbelströmungen zurück zu den Arbeiten von Proudman (1916), Grace (1922) und Taylor (1922). Globale Untersuchung des Aufplatzens von Drallströmungen erfolgen meist unter der Annahme von Rotationssymmetrie, Reibungsfreiheit, Stationarität und konstanter Dichte<sup>27</sup>. Die Axial- und Radialgeschwindigkeiten sind als räumliche Gradienten der Stromfunktion  $\Psi$  gegeben,

<sup>26</sup>Die Theorie basiert auf reibungs- und turbulenzbedingter Drehimpulsübertragung von der Außenströmung zum Wirbelkern. Gleichung (2.32) gilt allerdings nur für reibungsfreie laminare Drallströmungen.

<sup>27</sup>Globale Untersuchungen des Einfluss von Viskosität und Dichtegradienten durch Verbrennung sowie globale Untersuchung instationärer Drallströmungen wurden von Rusak und Lee (2002), Rusak et al. (2002), Wang und Rusak (1997a,b) durchgeführt

und erfüllen dadurch automatisch die Kontinuitätsbedingung für Fluide konstanter Dichte.

$$u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (2.34)$$

Daraus folgt, dass der Wert der Stromfunktion auf einer Stromfläche ein Maß für den axialen Volumenstrom innerhalb der Stromfläche ist.

$$\Psi(z, r') = \int_0^{r'} r u_z(z, r) dr \quad (2.35)$$

Für die Zuströmung des Strömungsfeldes werden  $u_r(z=0, r)$  und  $u_\varphi(z=0, r)$  einer bestimmten Wirbelform, meist eines Rankine-Wirbels, und ein statisches Referenzdruckniveau vorgegeben. Daraus leitet sich der radiale Verlauf der Zirkulation  $\Gamma(z=0, r)$  sowie der Totalenergie  $H(z=0, r)$  ab. Da Drehimpuls und Energie entlang von Stromflächen erhalten bleiben, können Zirkulation und Totalenergie auch als Funktionen der Stromfunktion ausgedrückt werden. Es ist zudem gängig, die Koordinatentransformation  $y = r^2/2$ , die erweiterte Zirkulation  $I = \Gamma^2/2$  sowie eine alternative Darstellungsform der Impulstransportgleichung für reibungsfreie, inkompressible, stationäre Strömungen gemäß Gleichung (2.36)<sup>28</sup> zu verwenden.

$$\vec{u} \times \vec{\omega} = \nabla H \quad (2.36)$$

Die axiale oder die radiale Komponente der Gleichung (2.36) kann dann durch die Stromfunktion, deren räumliche Gradienten und die Koordinate  $y = r^2/2$  dargestellt werden, um die Differentialgleichung (2.37) zu erhalten, die auch als Long-Squire-Gleichung oder Bragg-Hawthorne-Gleichung bekannt ist.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{1}{2y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{\partial H}{\partial \Psi} - \frac{1}{2y} \frac{\partial I}{\partial \Psi} \quad (2.37)$$

Bei der globalen Analyse werden physikalisch sinnvolle Lösungen  $\Psi(y, z)$  von Gleichung (2.37) gesucht und auf deren Stabilität untersucht. Ein mögliches Lösungsverfahren ist das Variationsprinzip<sup>29</sup>, das für Drallströmungen von Benjamin (1962) eingeführt wurde. Analog zur Verwendung des Variationsprinzips in der technischen Mechanik werden Lösungen für die Stromfunktion  $\Psi$  als Minima des Funktionals in Gleichung (2.38) gefunden. Das Funktional ist proportional zum Impulsstrom innerhalb der dem Wert der Stromfunktion zugehörigen Stromfläche.

$$\dot{I}(\Psi) \sim \int_0^{y_{max}} \int_0^{z_{max}} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{4y} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)^2 + H(\Psi) - \frac{I(\Psi)}{2y} \right) dz dy \quad (2.38)$$

Die räumliche Volumenstromverteilung stellt sich demnach so ein, dass der Axialimpuls der Strömung minimiert wird. Kleine Störungen, gleichbedeutend einer kleinen Variation in  $\Psi$ , können von der Strömung nicht aufrechterhalten werden, weil der Strömung dazu die Energie beziehungsweise der Impuls fehlt, und sie daher wieder in den stabilen Zustand zurückkehrt. Dieser Zusammenhang gilt gleichermaßen auch für unverdrallte Strömungen und wird in den Graphen in Abbildung 2.12 in Anlehnung an Wang und Rusak (1997a) veranschaulicht. Im Fall a ist der Drall

<sup>28</sup>Herleitung und Erläuterungen zu Gleichung (2.36) finden sich in Batchelor (1967) Seite 265 und 544.

<sup>29</sup>Eine Einführung findet sich in Bolza (1904).

niedrig. Es existiert ein globales Minimum von  $\dot{I}$  für den Zuströmungszustand  $\Psi_0$ . Bei Erhöhung des Drallniveaus verändert sich die Topologie des Funktionals 2.38 über dem Funktionenraum von  $\Psi$  in der Art, dass eine weitere stabile Lösung  $\Psi_1$  möglich wird, die in der Regel eine aufgeplätzte Drallströmung darstellt. In Abbildung 2.12 b ist die Situation dargestellt, bei der die Funktionen  $\Psi_0$  und  $\Psi_1$  gleichzeitig globale Minimierer<sup>30</sup> von Gleichung (2.38) darstellen. Wie von Keller und Egli (1985) beschrieben, ist dann eine verlustfreie Transition von dem Strömungszustand  $\Psi_0$  zu dem Strömungszustand  $\Psi_1$  möglich. Bei höherem Drallniveau stellt diese zweite Lösung das globale Minimum des Impulsstroms der Strömung dar und wie in Fall c, bei ausreichend hohem Drall, die einzige stabile Lösung. Die Suche nach stabilen Lösungen für das Strömungsfeld ist

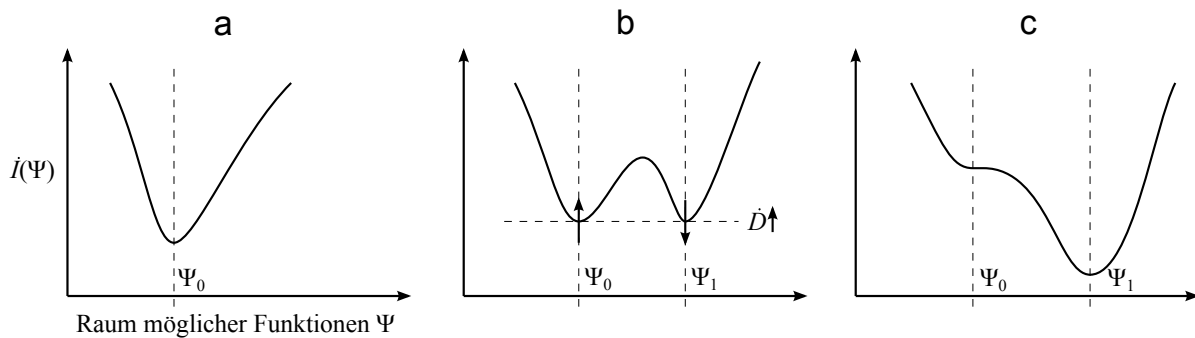


Abbildung 2.12: Änderung des Lösungsraums für Gleichung (2.37) bei Erhöhung des Drallniveaus von a über b nach c

verbunden mit der Beurteilung der Stabilität eines Strömungsfeldes gegenüber Störungen und der Frage, unter welchen Bedingungen eine Strömung zwischen zwei stabilen Lösungen transitionieren kann. Die Stabilität gegenüber Störungen wird anhand der Propagationsgeschwindigkeit  $c$  von Wellen entgegen der Strömungsrichtung beurteilt. Sind Störungen in der Lage, sich entgegen der Strömungsrichtung auszubreiten,  $c > \bar{u}_z$ , wird die Strömung als *unterkritisch* bezeichnet, ist die Strömungsgeschwindigkeit größer als die Propagationsgeschwindigkeit von Störung stromauf,  $c < \bar{u}_z$ , ist die Strömung *überkritisch*. Nach Squire (1960) und Benjamin (1962) kann Gleichung (2.37) mit einem Störungsansatz in eine Wellengleichung überführt werden, mit welcher sich die Geschwindigkeit einer unendlich langen Welle für gegebene Randbedingungen bestimmen lässt. Gemäß Gleichung (2.39) ist diese Wellengeschwindigkeit für Rankine-Wirbel mit gleichförmiger Axialgeschwindigkeitsverteilung proportional zur Umfangsgeschwindigkeit des Wirbelkerns. Die Proportionalitätskonstante  $\beta$  ist angegeben für den Sonderfall des Starrkörperwirbels und den unendlich ausgedehnten Rankine-Wirbel. Weitere Erläuterungen hierzu werden nachfolgend anhand Abbildung 2.14 gegeben.

$$c = \beta u_{\varphi,vc} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \beta \rightarrow 1,2 & \text{wenn } R \rightarrow \infty, \\ \beta \rightarrow 1,92 & \text{wenn } R \rightarrow r_{vc}. \end{cases} \quad (2.39)$$

Bildlich gesprochen erhöht sich durch die Rotation die *Steifigkeit* der Strömung. Folglich wird die Strömung mit steigendem Drall zunehmend von Strömungsbedingungen stromab beeinflusst<sup>31</sup>. Weiterhin gilt sowohl für überkritische als auch für unterkritische kolumnare Drallströmungen,

<sup>30</sup>Im Gegensatz zu Minima von Funktionen werden die Funktionen, für die Funktionale minimal werden, als Minimierer bezeichnet.

<sup>31</sup>Dieser Zusammenhang kommt auch beim Prinzip des *zweidimensionalen Zwangs* zum Tragen.

dass eine radiale Kontraktion der Strömung zu einer Vergrößerung des Unterschieds zwischen  $\bar{u}_z$  und  $c$  führt, während eine radiale Expansion der Strömung zu einer Annäherung von  $\bar{u}_z$  und  $c$  führt. Eine ursprünglich überkritische Strömung kann folglich durch Erhöhung des Dralls oder durch Erweiterung des Strömungsquerschnitts *kritisch* werden,  $c = \bar{u}_z$ , wobei Störungen stromauf propagieren und durch Akkumulation am Eintritt die Transition der Strömung verursachen können. Dies entspricht der Situation in Abbildung 2.12 c. Hierbei wird der Ausgangszustand  $\Psi_0$  instabil und es muss somit eine verlustbehaftete Transition zu dem alternativen Strömungszustand  $\Psi_1$  stattfinden. Die bei der Transition entstehenden Impulsverluste werden durch Wellenbildung ausgeglichen. In diesem Zusammenhang wurde von Escudier und Keller (1983) gezeigt, dass die Transition von einer kolumnaren zu einer annularen Strömung auch verlustfrei und vor Erreichen des kritischen Zustandes auftreten kann<sup>32</sup>. Dabei erfolgt das Wirbelaufplatzen wie in Abbildung 2.13 dargestellt als zweistufiger Transitionsprozess. Zunächst transitioniert die Strömung isentrop

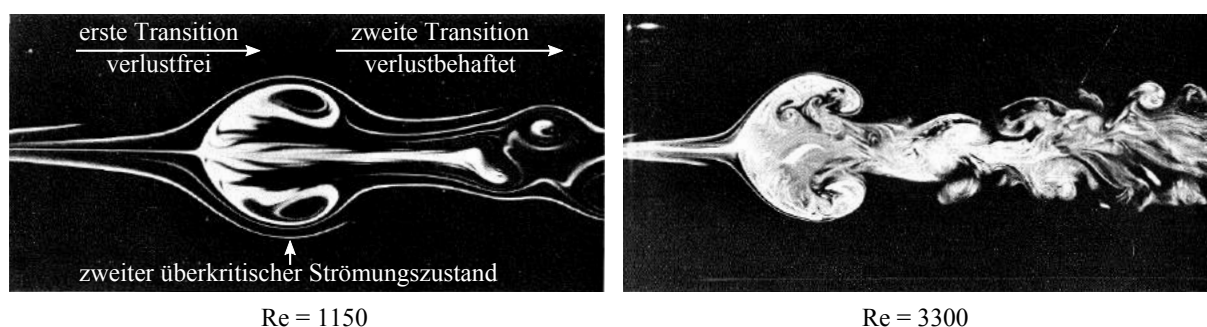


Abbildung 2.13: Aufnahme von Escudier und Keller (1983) der zweistufigen Transition des Wirbelaufplatzens in einem zylindrischen Rohr bei  $Re = 1150$  und  $Re = 3300$ ; Strömung von links nach rechts

von einem überkritischen, kolumnaren zu einem überkritischen, annularen Strömungszustand. In Abbildung 2.13 ist für die Strömung mit  $Re = 1150$  die axiale Position, an der der zweite überkritische Zustand auftritt, mit einem vertikalen Pfeil markiert. Stromab erfolgt die verlustbehaftete Transition zu einer unterkritischen annularen Abströmung. Die Bedingungen für das Auftreten des Wirbelaufplatzens, sowie die Stromfunktion vor und nach der Transition können mit der globalen Theorie bestimmt werden. Für Rankine-Wirbelströmungen durch zylindrische sowie konvergente und divergente Kanäle gelang dies in den Arbeiten von Keller und Egli (1985), Keller et al. (1988) analytisch. Demnach können Drallströmungen bereits aufplatzen, wenn sie noch überkritisch und daher prinzipiell stabil sind, sofern die Abströmrandbedingungen dies erfordern. Das für das Wirbelaufplatzen notwendige Drallniveau hängt stark von der Wirbelform<sup>33</sup> ab. Die Abhängigkeit wird anhand der in Abbildung 2.14 dargestellten Ergebnisse von Escudier (1988) ersichtlich. Über dem Verhältnis aus Wirbelkernradius und Außenradius  $r_{vc}/R$  eines Rankine-Wirbels ist das zum Auftreten des Wirbelaufplatzens und das zum Erreichen des kritischen Strömungszustandes der kolumnaren sowie der annularen Strömung notwendige Verhältnis aus Umfangsgeschwindigkeit des Wirbelkerns und Axialgeschwindigkeit  $u_{\varphi,vc}/u_z$  aufgetragen<sup>34</sup>. Die Grenzwerte des Verhältnis der Wellengeschwindigkeit  $c$  und der Umfangsgeschwindigkeit am

<sup>32</sup>Dies entspräche einer Transition von  $\Psi_0$  zu  $\Psi_1$  in Abbildung 2.12 b.

<sup>33</sup>Von Keller et al. (1988) wird gezeigt, dass im Fall eines reinen Starrkörperwirbels die verlustfreie Transition zu einer quasi annularen Lösung führt, in welcher die Rezirkulationszone zu einer Stagnationslinie entlang der Rotationsachse degeneriert ( $r_{rz} = 0$ ).

<sup>34</sup>Entsprechend der Bedingung 2.39 wird der kritische Zustand für  $r_{vc}/R \rightarrow 1$  und  $r_{vc}/R \rightarrow 0$  erreicht.

Wirbelkernrand  $u_{\varphi,vc}$  mit  $\beta = 1,2$  für den unendlich ausgedehnten Rankine-Wirbel und  $\beta = 1,92$  für die Wirbelkernströmung sind durch dünne, vertikale, gestrichelte Linien markiert. Wie in dem

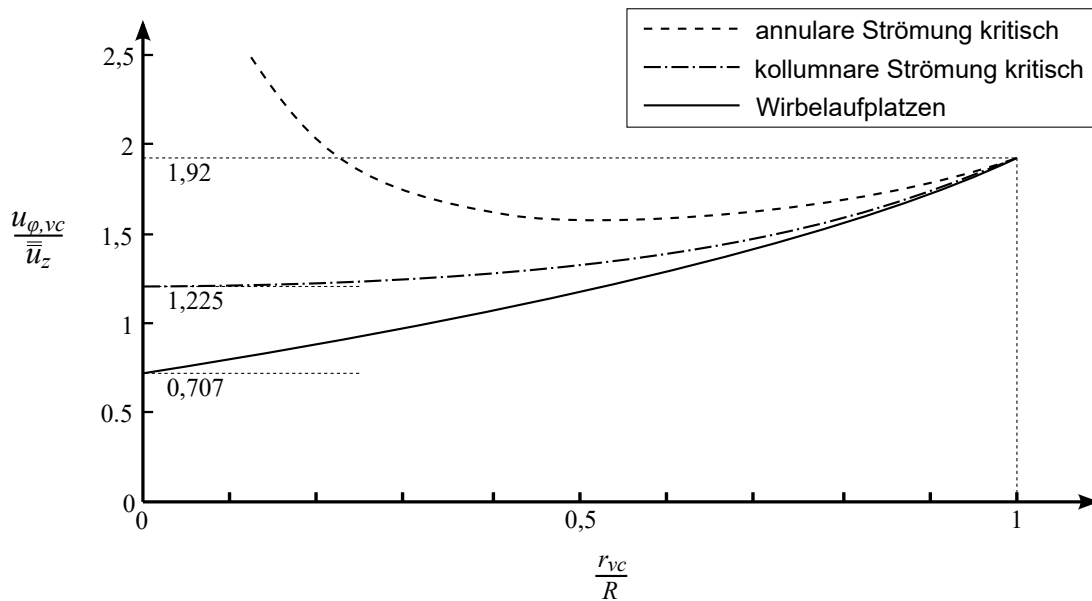


Abbildung 2.14: Stabilitätsdiagramm für Rankine-Wirbel mit homogener Zuströmung; übernommen von Escudier (1988)

Diagramm zu entnehmen ist, tritt das Wirbelaufplatzen schon in der überkritischen Strömung mit  $u_{\varphi,vc}/\bar{u}_z < u_{\varphi,vc,crit}/\bar{u}_z$  auf. Dies bedeutet, dass die Ausbreitungsfähigkeit von Wellen keine notwendige Bedingung für das Wirbelaufplatzen ist (Garg und Leibovich (1979), Leibovich (1983)). Hingegen zeigt sich durch die globale Analyse des Wirbelaufplatzens, speziell in den Arbeiten von Escudier und Keller (1983), Keller und Egli (1985) und Buntine und Saffman (1995), dass das Wirbelaufplatzen von der Austrittsrandbedingung, also dem Druckfeld am Austritt der Strömung dominiert wird, und dass dieser Einfluss nicht an die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Wellen gebunden ist. Nachfolgend sind weitere Erkenntnisse über das Wirbelaufplatzen aufgeführt, welche mit der globalen Analyse der Transition von Drallströmungen gewonnen wurden:

- Auflösung des Diffusorparadoxon: Erläuterungen dazu sind in Anhang A.13 gegeben.
- Erklärung der Hysterese bei der Transition von Drallströmungen zwischen zwei möglichen Strömungszuständen. Eine Hysterese kann sich bei einer Situation, wie sie in Abbildung 2.12 b dargestellt ist, bei einem bestimmten Drallniveau  $\dot{D}'$  ergeben, wenn keine verlustfreie Transition möglich ist. Dann müsste zur Transition von  $\Psi_0$  nach  $\Psi_1$  das Drallniveau auf  $\dot{D}' + \Delta\dot{D}'_{0 \rightarrow 1}$  soweit angehoben werden, dass sich die Situation in Abbildung 2.12 c ergibt und eine verlustbehaftete Transition mit  $\dot{I}(\Psi_0) > \dot{I}(\Psi_1)$  möglich wird. Um die Transition von  $\Psi_1$  nach  $\Psi_0$  einzuleiten, müsste das Drallniveau unter den Wert von  $\dot{D}'$  auf  $\dot{D}' - \Delta\dot{D}'_{1 \rightarrow 0}$  gesenkt werden, sodass wiederum  $\dot{I}(\Psi_1) > \dot{I}(\Psi_0)$  (Beran und Culick (1992)).
- Einfluss von Viskosität und Verbrennung: Der Einfluss geringer Viskosität und kleiner Dichtegradienten, die entgegen der Strömungsrichtung gerichtet sind, auf das Aufplatzen

von Drallströmungen wurden von Wang und Rusak (1997b) und Rusak et al. (2002) untersucht. Geringe Viskosität sowie stromaufgerichtete Dichtegradienten destabilisieren kolumnare Strömungen und führen zu einem früheren Wirbelaufplatzen, wobei die Drallströmung stärker radial expandiert als im Fall ohne Viskositätseffekte beziehungsweise ohne Dichtegradienten. Strömungszustände, welche in reibungsfreien Strömungen ohne Dichtegradienten möglich sind, sind unter dem Einfluss von Reibung und Verbrennung nicht mehr möglich. Dadurch ergeben sich insbesondere nahe des kritischen Strömungszustands Lücken im Lösungsraum von  $\Psi$ , wo keine rotationsymmetrische, stationäre Lösung mehr möglich ist.

Die globale Analyse von Drallströmungen verschafft bemerkenswerte Einblicke in die Fluidodynamik des Wirbelaufplatzens. Insbesondere wird anhand der Stromfunktion die enge Kopplung aller Bereiche des Strömungsfeldes offensichtlich. Folglich wird das Wirbelaufplatzen neben der Zuströmung und der Kontur des Strömungskanals sehr stark von den Randbedingungen der Abströmung bestimmt. Dies ist besonders relevant für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen in Vormischzonen stromauf der Brennkammer. Der Zusammenhang wird daher nachfolgend in Abschnitt 2.5.3 und zusammen mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit zur Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Abschnitt 5.3.3 wieder aufgegriffen und diskutiert.

### 2.5.3 Einfluss der Abströmungsrandbedingungen auf das Wirbelaufplatzen

In diesem Abschnitt wird die Stromaufwirkung der Abströmungsrandbedingung auf axiale Drallströmungen und insbesondere auf das Wirbelaufplatzen erläutert und anhand von Beispielen belegt. Der zugrundeliegende Mechanismus tritt nur in rotationsbehafteten Strömungen auf und wird auch als *zweidimensionaler Zwang* bezeichnet. Durch die Rotation werden Geschwindigkeitsgradienten in Richtung der Rotationsachse gedämpft. Der Mechanismus wurde von Proudman (1916) und Taylor (1922) mathematisch beschrieben und ergibt sich aus der Wirbeltransportgleichung (2.29) für stationäre, isochore Strömungsbedingungen, wenn die Rotationsgeschwindigkeit groß ist gegenüber allen anderen Geschwindigkeiten des rotationsbehafteten Strömungsfeldes<sup>35</sup>. Unter diesen Bedingungen kann der konvektive Transport von Wirbelstärke vernachlässigt werden und die Wirbeltransportgleichung reduziert sich zu Gleichung (2.40). Diese Gleichung bringt zum Ausdruck, dass keine Gradienten des Geschwindigkeitsvektors in Richtung des Wirbelstärkevektors erlaubt sind.

$$\vec{\omega} \nabla \vec{u} = \vec{0} \quad (2.40)$$

Bei einer axialen Drallströmung wären folglich Geschwindigkeitsgradienten in axialer Richtung nicht möglich. Die Unterdrückung von axialen Gradienten ist gleichbedeutend mit einer Kopplung des Strömungszustandes von Fluidpartikeln in axialer Richtung. Entsprechend steigen die Reichweite und die Propagationsgeschwindigkeit von Störungen, die axiale Gradienten verursachen. Dies wird auch durch die Stabilitätsanalyse erklärt. Entsprechend Gleichung (2.39) steigt die Propagationsgeschwindigkeit von Wellen proportional zur Rotationsgeschwindigkeit

<sup>35</sup>Diese Annahme ist auch für axiale Drallströmungen mit  $O(\bar{u}_z) \sim O(\bar{u}_\varphi)$  gerechtfertigt, da die mittlere Axialgeschwindigkeit axialer Drallströmungen nur im rotationsfreien Teil der Strömung enthalten ist. Der Mechanismus ist somit Galilei-invariant.

des Starrkörperwirbels. Eine am Austritt einer zylindrischen Drallströmung auftretende Störung wird sich bei starker Rotation wegen der Unterdrückung axialer Gradienten unmittelbar stromauf ausbreiten und sich im gesamten Strömungsfeld etablieren. Die axiale Kopplung von Strömungszuständen in Drallströmungen ermöglicht in Starrkörperwirbeln beispielsweise die Bildung der Taylor-Proudman-Säulen, die sich ausgehend von feststehenden Strömungshindernissen in axialer Richtung erstrecken. Der Mechanismus der axialen Kopplung wird am Beispiel der Taylor-Proudman-Säule anhand Abbildung 2.15 weiter erläutert. In Starrkörperwirbeln ist die Strömung durch die Rotation in radialer Richtung energetisch geschichtet. Statischer Druck und Umfangsgeschwindigkeit nehmen in radialer Richtung zu. In dieser Umgebung kann ein Fluidpartikel seine radiale Position nicht unabhängig von den Fluidpartikeln in axialer Nachbarschaft ändern, denn durch die im Kontinuum wirkenden Kräfte wird das Partikel auf seiner Bahn gehalten. Es gilt das Stabilitätskriterium von Rayleigh, wonach eine Strömung stabil ist, wenn radial ausgelenkte Partikel im Zentrifugalkäuffeld eine Rückstellkraft erfahren.

$$\frac{\partial}{\partial r} (u_\varphi^2(r)r^2) > 0 \quad (2.41)$$

In einer Potentialströmung ist keine Rückstellwirkung vorhanden. Partikel können sich kraftfrei radial verschieben, ohne ein Defizit beziehungsweise Überschuss an Totaldruck oder Drehimpuls zu verursachen. In Übereinstimmung dazu besagt das Taylor-Proudman-Theorem, dass die axiale Kopplung in Potentialwirbeln aufgrund deren Rotationsfreiheit nicht auftritt. In rotationsbe-

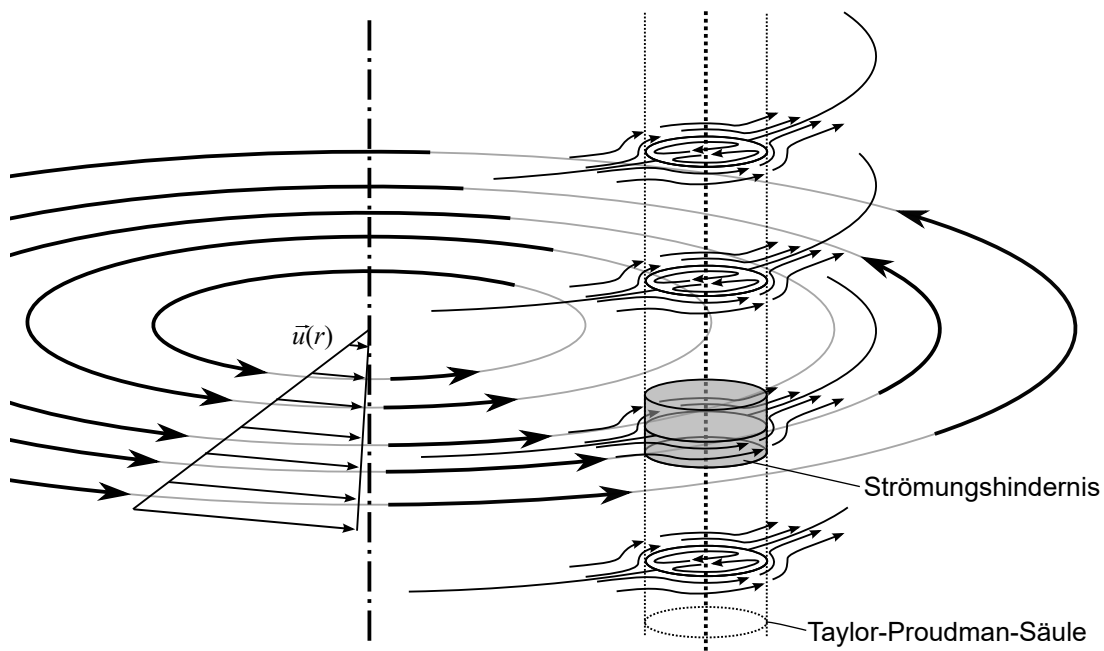


Abbildung 2.15: Ausbildung einer Taylor-Proudman-Säule an einem feststehenden Strömungshindernis in einem Starrkörperwirbel

hafteten Strömungen tendieren die Fluidpartikel dazu, die radiale Position der direkten axialen Nachbarn einzunehmen, denn ihr Totaldruck und Drehimpuls lassen es nicht zu, sich radial versetzt zu bewegen. Wenn in einen Starrkörperwirbel ein ruhendes Objekt als Strömungshindernis an einer bestimmten Position eingebracht wird, so muss ein Teil der Fluidpartikel des Wirbels das Objekt umströmen. In Abbildung 2.15 ist das Strömungshindernis als kurzer grauer Zylinder dargestellt. Die Strömung des Starrkörperwirbels im Axialschnitt auf Höhe des Hindernisses ist



durch Stromlinien mit Pfeilen visualisiert. Die Umströmung des Hindernisses ist durch dünne Stromlinien mit Pfeilen hervorgehoben. Durch den beschriebenen axialen Kopplungsmechanismus, überträgt sich die Umströmung aber auch auf alle anderen axial versetzt dazu liegenden Fluidpartikel, was zur Bildung einer Taylor-Proudman-Säule führt. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.15 die Strömung in drei weiteren Axialschnitten durch die Taylor-Proudman-Säule dargestellt.

Der gleiche Mechanismus führt dazu, dass axiale Drallströmungen im Gegensatz zu rotationsfreien Strömungen stark von den Abströmbedingungen beeinflusst werden. Hirsch (1995) hat am Beispiel eines Starrkörperwirbels gezeigt, dass sich eine axiale Drallströmung in Folge der axialen Kopplung bereits weit stromauf des Abströmungsquerschnitts anpasst. Abbildung 2.16 enthält das Ergebnis der numerischen Strömungssimulation eines Starrkörperwirbels mit homogener Axialgeschwindigkeit, der in einem Rohr eine abrupte Querschnittskontraktion durchströmt, für zwei Drallzahlen. Dargestellt ist ein axialer Halbschnitt durch das Strömungsfeld. Die festen Wände sind als dicke, schwarze Linien und die Stromlinien sind als dünne Linien eingezeichnet. Für  $S = 1$  ist eine kontinuierliche Kontraktion der Strömung in Strömungsrichtung zu beob-

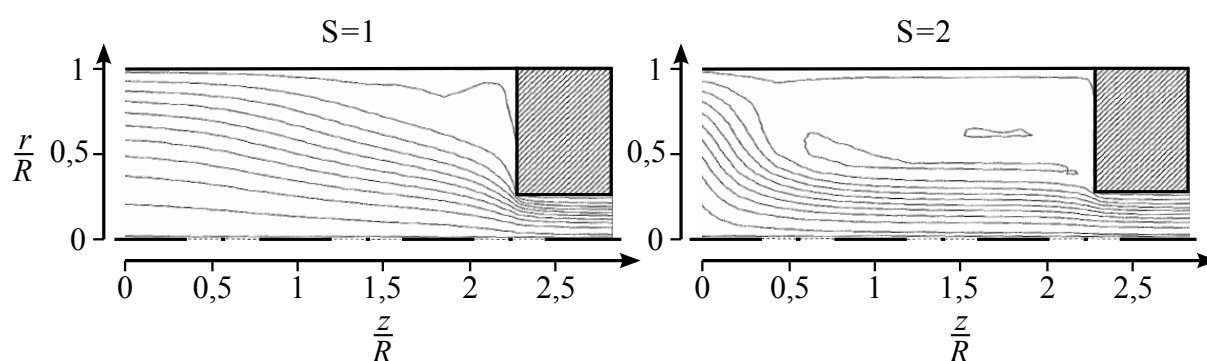


Abbildung 2.16: Rohrwirbelströmungen durch einen Querschnittsprung für Drallzahl  $S = 1$  und  $S = 2$ ; Strömung von links nach rechts; entnommen aus Hirsch (1995) und grafisch aufbereitet

achten, die  $1,5R$  stromauf der Querschnittskontraktion einsetzt. Für  $S = 2$  kontrahiert sich die Strömung unmittelbar nach dem Strömungseintritt auf den Durchmesser des Austrittsquerschnitts. Für Starrkörperwirbel sind Drallzahlen zwischen 1 und 2 nicht ungewöhnlich. In realistischen Drallbrennerströmungen ist die Drallzahl meist niedriger, allerdings ist in solchen Strömungen der Starrkörperwirbel von einem Potentialwirbel umgeben, wodurch sich die Drallzahl der Strömung verringert<sup>36</sup>. Folglich kommt es auch in typischen Drallbrennerströmungen im achsnahen Bereich des Wirbelkerns zu einer starken axialen Kopplung von Strömungszuständen. Durch diese Kopplung kann auch das Wirbelaufplatzen in einer Drallbrennerströmung maßgeblich durch Strömungsvorgänge stromab des Wirbelaufplatzens beeinflusst werden. Dies gilt insbesondere für Verbrennungssysteme, in welchen die Strömung nach dem Drallbrenner zunächst durch eine Vormischzone und dann in die Brennkammer strömt. Als Beispiel diene die Strömung durch das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte generische Vormischverbrennungssystem, bestehend aus einer zylindrischen Vormischzone mit dem Radius  $R = 20$  mm und einer Brennkammer mit einem Radius von  $2,5R$ . Zur Untersuchung des Einflusses der Strömungsbedingungen am Brennkammereintritt auf die Drallströmung in der Vormischzone wurden 2D-RANS-Simulationen von drei Strömungsfällen durchgeführt. Obwohl 2D-RANS-Simulationen nicht in der Lage sind,

<sup>36</sup>Gemäß Gleichung (2.16) geht die Drallzahl eines Rankine-Wirbels für  $r_{vc}/R \rightarrow 0$  gegen Null.

die für das Wirbelaufplatzen wesentlichen dreidimensionalen Strömungsstrukturen abzubilden, wurden sie hier gezielt eingesetzt, um den Einfluss des zweidimensionalen Zwangs ohne weitere überlagernde Effekte zu verdeutlichen. Im Fall a ist die isotherme Strömung durch Vormischzone und Brennkammer dargestellt. Im Fall b wurde der Brennkammereintritt im Bereich  $r \leq 0.4R$  durch einen zylindrischen Staukörper versperrt. Im Fall c wurde dem Strömungsfeld ein brennkammertypisches Temperaturfeld aufgeprägt. In Abbildung 2.17 sind für die drei Fälle axiale Halbschnitte durch das Axialgeschwindigkeitsfeld beziehungsweise das Temperaturfeld der Strömung im Mischrohr und im vorderen Bereich der Brennkammer dargestellt. Die Zuströmung in die Vormischzone ist ein Rankine-Wirbel mit  $r_{vc}/R = 0,375$ ,  $S = 0,55$  und  $Re = 30\,000$  bei  $p = 1$  bar und  $\vartheta_0 = 300$  K. Im Referenzfall a platzt die Drallströmung bei  $z = -0,5R$  unter

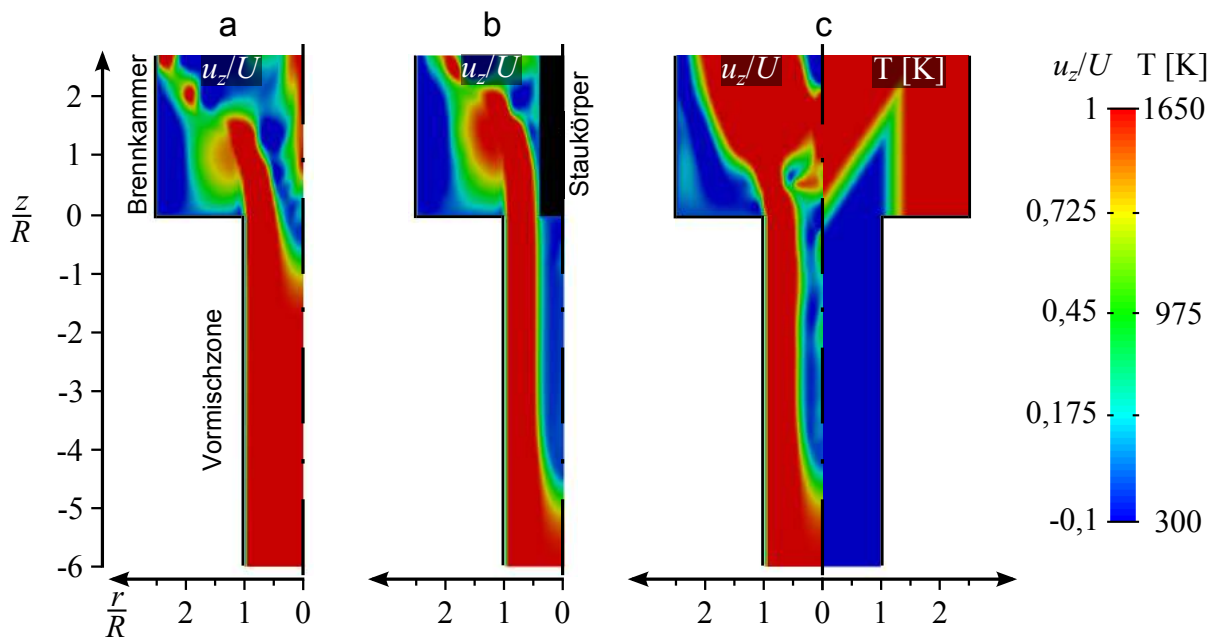


Abbildung 2.17: Axiale Drallströmung durch ein generisches Vormischverbrennungssystem; Fall a: ungestörte Strömung; Fall b: axiale Versperrung des Brennkammereintritts durch einen Staukörper; Fall c: Aufprägung eines Temperaturfeldes

Bildung einer axialen Rezirkulationszone<sup>37</sup> auf. Im Fall b ist die radiale Ausdehnung des axialen Staukörpers 10% größer als die radiale Ausdehnung der Rezirkulationszone in Fall a, wodurch eine leichte radiale Verlagerung der Stromlinien erzwungen wird. In Folge verlagert sich das Wirbelaufplatzen extrem weit stromauf ins Mischrohr. Durch die axiale Kopplung der Fluidpartikelbewegung in Starrkörperwirbeln kann sich das Wirbelaufplatzen in Drallbrennerströmungen unter dem Einfluss stromabgelegener Strömungsbedingungen ohne Weiteres um ein Vielfaches des Strömungsdurchmessers verlagern. Dass auch der Druckanstieg durch die Gasexpansion über die Flammenfront eine ähnlich starke Verdrängungswirkung haben kann, zeigt sich im Fall c. Hier wurde der Strömung ein generisches Temperaturfeld in der Brennkammer aufgeprägt. Auch im Fall c verlagert sich das Wirbelaufplatzen weit stromauf in die Vormischzone.

Es ist festzuhalten, dass von Flammen in Drallströmungen ein weitreichender aerodynamischer

<sup>37</sup>Erzwingung von Zweidimensionalität und Stationarität führt dazu, dass innerhalb der Rezirkulationszone im achsnahen Bereich unrealistische positive Geschwindigkeiten berechnet werden. Eine 3D-URANS-Simulation der Strömung liefert ein vergleichbares mittleres Strömungsfeld ohne positive Geschwindigkeiten im Zentrum der Rezirkulationszone (Strohäker (2010)).

Einfluss ausgehen kann und zwar nicht nur stromab, sondern auch stromauf. Die Stromaufwirkung der Flamme ist besonders ausgeprägt im Fall einer Rohrwirbelströmung, deren Abströmrandbedingung durch die Flamme beeinflusst wird. Durch die Flamme kann das Aufplatzen der Rohrwirbelströmung weit stromauf der Flamme verursacht werden. Zur Bedeutung der Abströmrandbedingungen für das Aufplatzen einer überkritischen Drallströmung wurde von Buntine und Saffman (1995) folgendes bemerkt:

„The entire character of the flow is altered using only a different downstream boundary condition. Since wavespeed calculations [...] indicate that the corresponding quasi-cylindrical flow is super-critical, this result is particularly surprising, as it is usually believed that there is then no way for the influence of the downstream boundary to propagate upstream. It confirms, in fact, that the flows should really be calculated as 'global' problems, in which the entire flow field must be considered for the purpose of identifying breakdown, and not just the state of the flow at some upstream station.“

#### 2.5.4 Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des Wirbelaufplatzens

Für viele technische, hoch turbulente Strömungen, wie beispielsweise Rohr- oder Jet-Strömungen, ist die Selbstähnlichkeit, beziehungsweise Reynolds-Zahl-Unabhängigkeit des mittleren Strömungsfeldes eine gängige und in grober Näherung gültige Annahme. Sie gilt aber keineswegs für das Wirbelaufplatzen hochturbulenter Drallströmungen. Beispielsweise wurde in den Arbeiten von Sarpkaya (1971) und Escudier und Zehnder (1981) für Drallströmungen bis  $Re = 50\,000$  festgestellt, dass die kritische Drallzahl, bei der eine gegebene kolumnare Drallströmung in eine annulare Drallströmung transitioniert, eine Funktion der Reynolds-Zahl ist. Von Escudier und Zehnder (1981) wurde für diesen Zusammenhang Gleichung (2.42) angegeben, wonach die kritische Drallzahl mit steigender Reynolds-Zahl sinkt.

$$ReS_{crit}^3 = const \quad (2.42)$$

Wie von Sarpkaya (1995) und Nowak und Sarpkaya (2000) festgestellt wurde, bleibt die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des Wirbelaufplatzens zumindest bis  $Re = 30\,000$  bestehen. Das Wirbelaufplatzen geht bei so hohen Reynolds-Zahlen nicht mehr notwendigerweise mit der Bildung einer Rezirkulationszone einher. Die Abhängigkeit des Wirbelaufplatzens von der Reynolds-Zahl ist für die Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Brennkammerströmungen besonders brisant, denn bei fester Brennergeometrie führt eine Erhöhung des Durchsatzes zunächst zu einer höheren Reynolds-Zahl und letztendlich zu einer Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens. Folglich sind die Strömungsfelder einer Brennergeometrie bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen prinzipiell nicht vergleichbar. Welche Konsequenzen sich daraus für die Untersuchung des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen ergeben, wird in Abschnitt 2.6.2 erläutert. Weitere Erläuterungen des Reynolds-Zahl-Einflusses auf das Wirbelaufplatzen werden am Beispiel der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strömung in den Abschnitten A.15 und A.16 gegeben.

## 2.6 Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Die Interaktion zwischen einem Wirbel und einer Reaktionsfront ist ein elementarer verbrennungstechnischer Vorgang, durch den die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Reaktionsfront um ein Vielfaches der eigentlichen Brenngeschwindigkeit ansteigen kann. Die fluiddynamischen Mechanismen, die zu der Beschleunigung der Flammenausbreitung innerhalb des Wirbels führen, sind Konvektion und Streckung. Dies sind die gleichen Mechanismen, auf welchen in turbulenten Strömungen der erhöhte Transport von Wärme und Stoff beruht. Beide Mechanismen werden durch verbrennungsbedingte Gasexpansion und Dichtegradienten verstärkt. Die Verstärkung ist besonders ausgeprägt, wenn die Rotationsachse des Wirbels senkrecht zur Flammenfront steht. Dieser Spezialfall ist in Abbildung 2.18a dargestellt. Die axiale Beschleunigung der Flamme erfolgt zunächst bei  $t_0$  aufgrund des baroklinen Moments hervorgerufen von dem axialen Dichtegradienten über die Flamme und dem radialen Druckgradienten im Wirbelkern. Mit fortlaufender Beschleunigung und Deformation der Flammenoberfläche von  $t_1$  bis  $t_4$  nimmt schließlich auch der Beitrag der radialen und axialen Gasexpansion zur axialen Flammenbeschleunigung zu. Die einzelnen Beschleunigungsmechanismen werden in Abschnitt 2.6.1 genauer erläutert. Als wesentlicher Faktor bei der Beschleunigung turbulenter Verbrennungsvorgänge wurde diese Art der Flammen-Wirbelinteraktion erstmals in den Arbeiten von Chomiak (1977), Klimov (1983) und Daneshyar und Hill (1987) diskutiert. Seitdem wurde eine Vielzahl von Modellen und Korrelationen entwickelt<sup>38</sup>, um die Beschleunigung von Flammen in Wirbelzentren zu berechnen. Inzwischen ist unstrittig, dass es im Wirbelzentrum verbrennungsbedingt zu einer axialen Fluidbewegung vom Heißgas in Richtung Frischgemisch kommt, welche die Flamme konvektiv entlang der Wirbelachse transportiert. Beobachtet aus einem mit der Flamme bewegten Koordinatensystem, ist dieser Rückströmungsvorgang analog zur Rückströmung, wie sie bei einem stromauf propagierenden Wirbelaufplatzen auftritt. Insofern liegt auch bei der Flammenbeschleunigung in freien Turbulenzwirbeln *verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen* vor. Zur Verdeutlichung dieser Analogie sind in Abbildung 2.18 b und c Momentaufnahmen des Rückschlags drallstabilisierter Flammen durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in eine zylindrische Vormischzone abgebildet. Chomiak (1977) war der Erste, der die Rolle des Wirbelaufplatzens bei der Flammenbeschleunigung in Wirbelzentren erkannte und für die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $U_f$  einer Flamme im Zentrum eines Wirbels eine Korrelation entwickelte:

$$U_f = u_{\varphi,vc} \sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_b}}. \quad (2.43)$$

Demnach ist die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Flammenfront entlang der Wirbelachse bewegt, in grober Näherung proportional zur Umfangsgeschwindigkeit des Wirbelkerns und abhängig vom Dichteverhältnis zwischen Frischgemisch und Heißgas. Ein ähnlicher Zusammenhang findet sich in der Korrelation von Umemura und Thomita (2001), die ebenfalls auf der Annahme des Wirbelaufplatzens als zugrundeliegendem Strömungsmechanismus basiert:

$$U_f = \sqrt{u_{\varphi,vc}^2 \left( 2 + \frac{\rho_b}{\rho_u} \right) + S_{i,0}^2 \frac{\rho_u}{\rho_b}}. \quad (2.44)$$

Die aerodynamischen Mechanismen, welche den Korrelationen 2.43 und 2.44 zu Grunde liegen, werden im nachfolgenden Abschnitt 2.6.1 weiter erläutert. Dem folgt in Abschnitt 2.6.2

<sup>38</sup>Eine entsprechende Literaturübersicht wurde von Ishizuka (2002) angefertigt.

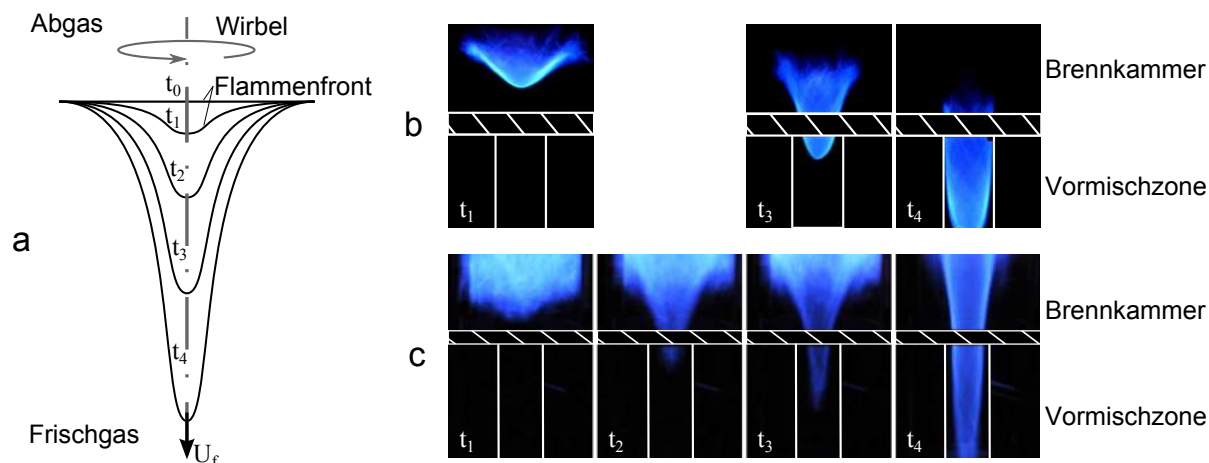


Abbildung 2.18: Ausbreitung von Flammen innerhalb von Wirbeln. Zeitpunkte  $t_0$  bis  $t_4$  markieren ähnliche Zustände; a: schematische Darstellung für eine laminare Flamme und einen freien Wirbel; b und c: Lichtbildaufnahmen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen (Schäfer (2005) und diese Arbeit)

die Diskussion des Wissensstands zur Phänomenologie und zur Aerodynamik des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Verbrennungssystemen. Die Aerodynamik dieses Flammenrückschlags ist noch nicht eindeutig geklärt. Die Gründe dafür werden in Abschnitt 2.6.3 diskutiert. Dies dient der Vorbereitung der Zielsetzung in Abschnitt 2.7. Anschließend wird in Abschnitt 2.6.4 der Wissensstand zum Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag zusammengefasst.

### 2.6.1 Flammenbeschleunigung in Wirbelzentren

Es gibt drei Mechanismen, welche in einer Wirbelströmung eine axiale Stagnation oder gar Rückströmung bewirken können:

1. thermodynamischer Totaldruckverlust durch die Gasexpansion über die Flammenfront
2. axialer, barokliner Druckanstieg durch Druck- und Dichtegradient über die Flammenfront
3. axialer Druckanstieg durch radiale Expansion des Wirbelkerns

Bevor das Potential dieser drei Mechanismen, in Wirbelkernen eine axiale Stagnation zu verursachen, quantifiziert wird, werden die drei Mechanismen anhand der Impulstransportgleichung für reibungsfreie Strömungen erläutert. Auf eine Erläuterung anhand der Wirbeltransportgleichung wird verzichtet, da diese einen wesentlichen, rotationsfreien Term nicht enthält. Zur Diskussion wird die Impulstransportgleichung in Form von Gleichung (2.45) verwendet. Darin sind die Terme der rechten Seite den drei Mechanismen zugeordnet.

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \underbrace{\vec{u} \times \vec{\omega}}_{\text{Wirbelkern-expansion}} - \underbrace{\frac{1}{2} \nabla (\vec{u} \cdot \vec{u})}_{\text{Gasexpansion}} - \underbrace{\frac{\nabla p}{\rho}}_{\text{Druck- und Dichte-gradienten}} \quad (2.45)$$

Der erste Term<sup>39</sup> stellt den Beitrag der radialen Wirbelexpansion zur Strömungsstagnation dar. Die Eigenschaften dieses Terms werden anhand Abbildung 2.19 am Beispiel des Wirbelaufplatzens einer axialen Drallströmung erläutert. Dargestellt ist der Axialschnitt durch exemplarische Stromflächen. Auf einer Stromfläche der Strömung werden nun die Komponenten von  $\vec{u}$  und  $\vec{\omega}$  für eine axiale Position stromauf (1), stromab (3) und am Ort (2) des Wirbelaufplatzens näher betrachtet. Ergänzend sind zu den Positionen die Radialschnitte der Strömung gegeben. In der

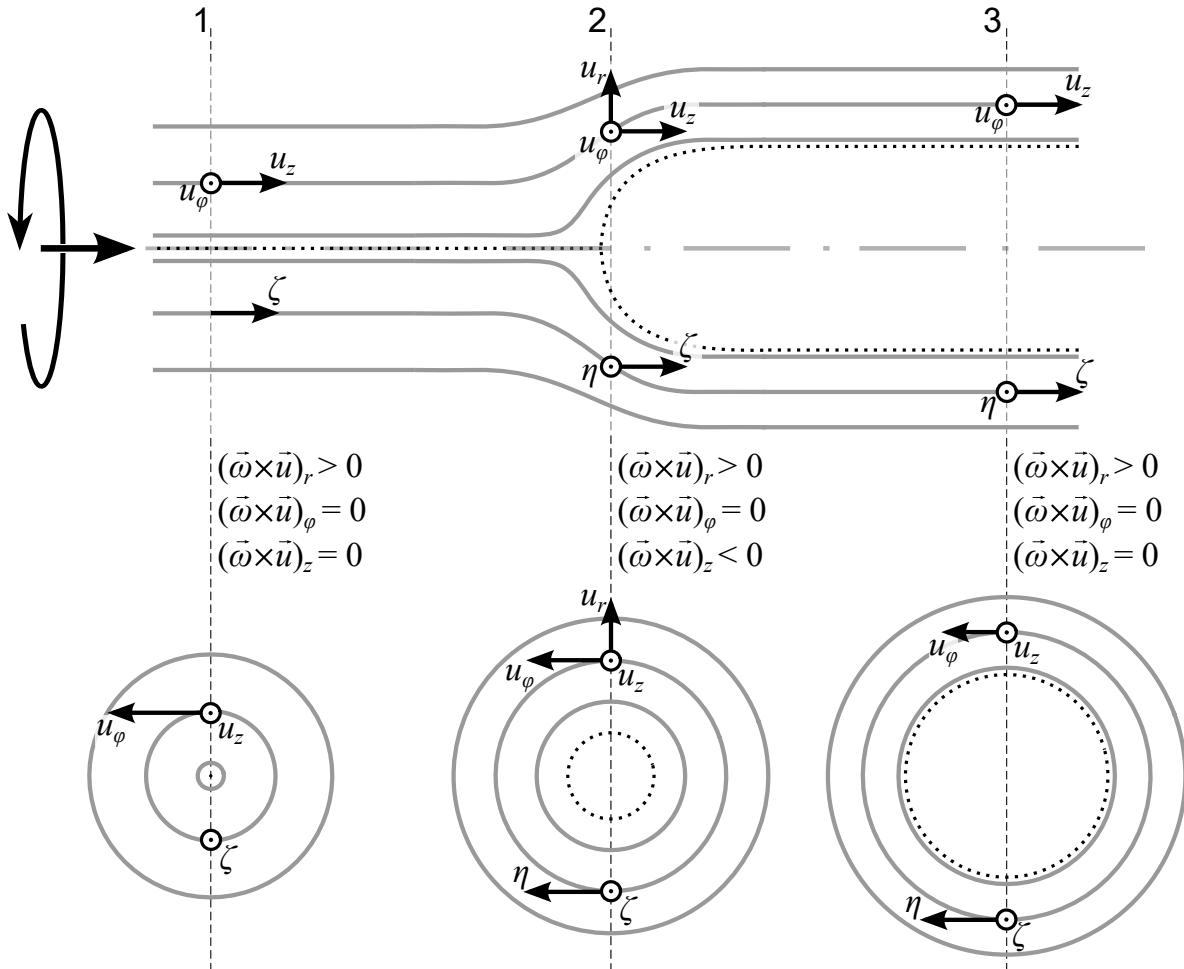


Abbildung 2.19: Komponenten des Geschwindigkeits- und des Wirbelstärkevektors beim Wirbelaufplatzen; obere Hälfte: Axialschnitt exemplarischer Stromflächen; untere Hälfte: Radialschnitte der Stromflächen zu den axialen Positionen (1), (2) und (3)

rein axialen Zustromung an Position (1) weist der Geschwindigkeitsvektor eine axiale und eine azimutale Komponente auf. Der Wirbelstärkevektor zeigt in axialer Richtung. Das Kreuzprodukt aus Geschwindigkeits- und Wirbelstärkevektor zeigt in radialer Richtung, was der rotationsbedingten Zentrifugalbeschleunigung entspricht. Zur Initiierung einer axialen Stagnation kann dieser Term folglich keinen Beitrag leisten. Hat der Wirbelkern wie an Position (3) eine radiale Expansion erfahren, so ist der Wirbelstärkevektor gemäß den Erläuterungen in Anhang A.9 nicht mehr rein axial, sondern in der  $r$ - $z$ -Ebene entgegen der Umfangsrichtung geneigt und hat somit

<sup>39</sup>Dieser Term zerfällt in der Wirbeltransportgleichung in drei Terme. Weitere Erläuterungen dazu sind in Anhang A.10 gegeben.

eine Komponente in negativer azimuthaler Richtung. Aber auch dann hat  $\vec{u} \times \vec{\omega}$  keine Komponente in axialer Richtung. Eine Beschleunigung in negativer axialer Richtung ergibt sich für  $\vec{u} \times \vec{\omega}$  nur während der radialen Expansion des Wirbelkerns, wie bei Position (2), wenn der Geschwindigkeitsvektor eine Komponente in positiver radialer Richtung und der Wirbelstärkevektor eine Komponente in negativer azimuthaler Richtung aufweist. Folglich wirkt die radiale Expansion des Wirbelkerns beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen nicht ursächlich, sondern verstärkend. Ursächlich wirken die Gasexpansion, sowie Druck- und Dichtegradienten, die hier von dem zweiten und dem dritten Term der rechten Seite von Gleichung (2.45) repräsentiert werden. Durch den *Gasexpansions*-Term wird der stromaufgerichtete Impuls einer verbrennungsbedingten Gasexpansion über die Flammenfront erfasst. Er trägt eindeutig zur Stagnation der Strömung bei. Da dieser Term rotationsfrei ist, ist dessen aerodynamischer Einfluss in der Wirbeltransportgleichung nicht enthalten. Durch den dritten Term wird der Druckgradient über die Flammenfront erfasst. Über diesen Term können auch Dichtegradienten zur Strömungsstagnation beitragen, sofern über einen größeren Bereich des Strömungsfeldes bilanziert wird. Sind Dichte- und Druckgradienten nicht gleichgerichtet, entsteht ein barokliner Druckgradient. Der zugehörige Term in der Wirbeltransportgleichung wird als baroklines Moment bezeichnet.

Im Folgenden wird quantifiziert, wie stark die verschiedenen aerodynamischen Mechanismen zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen beitragen. Dazu wird das Stagnationspotenzial jedes Mechanismus in Form eines axialen Druckanstiegs abgeschätzt. Der erste Mechanismus, der thermodynamische Totaldruckverlust durch die Gasexpansion, tritt unabhängig von einer Verdrallung der Strömung auf. Zur Abschätzung des durch die Gasexpansion bewirkten Druckanstiegs stromauf der Flamme wird eine senkrecht zur Strömungsrichtung ausgerichtete ortsfeste Flamme, die mit der Fluidgeschwindigkeit  $U = S$  durchströmt wird, betrachtet. Hierfür berechnet sich die Differenz des Totaldrucks und des statischen Drucks über die Flamme gemäß Gleichung (2.46). Aufgrund der expansionsbedingten Fluidbeschleunigung und des damit einhergehenden thermodynamischen Totaldruckverlustes sind der Totaldruck und der statische Druck nach der Flamme niedriger als vor der Flamme. Bei festem Durchfluss und festem Druckniveau in der Abströmung steigt folglich durch die Einbringung einer Flamme in ein Strömungsfeld der statische Druck stromauf der Flamme soweit an, dass der thermodynamische Totaldruckverlust und der beschleunigungsbedingte Abfall des statischen Druckes über die Flamme kompensiert wird. Dies ist auch dann der Fall, wenn sich die Flamme nicht über den gesamten Strömungsquerschnitt erstreckt und Fluidpartikel an der Flamme vorbeiströmen können, ohne einen Druckverlust zu erfahren. Fluidpartikel, die durch die Flammenfront strömen, werden unmittelbar vor der Flamme zur Überwindung des Totaldruckverlustes aufgestaut. Dies führt zu einem Abfall des Durchflusses durch die Flamme und zu einem entsprechenden Anstieg des Durchflusses an der Flamme vorbei. Der gleiche Mechanismus liegt der Darrieus-Landau-Instabilität zu Grunde, wobei eine zum Frischgas konvexe Krümmung der Flammenfront durch die von ihr bewirkte Umlenkung der Zuströmung verstärkt wird (Clavin (1985)). Dieser aerodynamische Einfluss der Flammenfront ist im Skalenbereich der turbulenten Fluktuationen maßgeblich an der verbrennungsbedingten Verstärkung von Turbulenz beteiligt. Für den Bereich der Makroskalen der Strömung wird dieser Einfluss im Weiteren als *Verdrängungswirkung* der Flamme bezeichnet. Durch die Verdrängungswirkung der Flamme entsteht eine Konvektion von der Abgasseite zur Frischgasseite der Flamme, welche die Flamme, wie in Abbildung 2.18 a dargestellt, auf eine Propagationsgeschwindigkeit  $U_f > S$  beschleunigt. Eine ausführliche Beschreibung der Verdrängungswirkung und der Eigenbeschleunigung von Flammen wird im Anhang A.7 gegeben. Der axiale, barokline Druckanstieg durch den Abfall der Dichte über die Flamme von  $\rho_u$  auf  $\rho_b$  und der axiale Druckanstieg durch radiale Expansion des Wirbels von  $r_{vc,1}$  auf  $r_{vc,2}$  sind rotationsbedingt. Beide können für

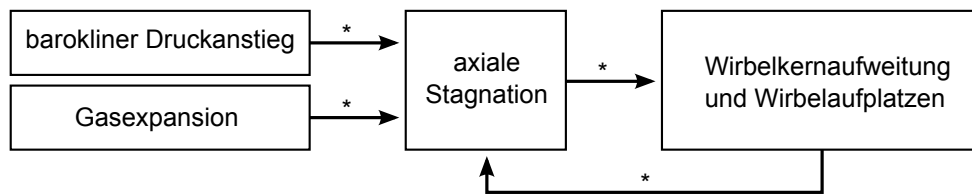
Starrkörperwirbel unter der Annahme, dass das Druckniveau am Rand des Starrkörperwirbels konstant bei  $p_\infty$  liegt, mit den Gleichungen (2.47) und (2.48) abgeschätzt werden.

$$\text{Gasexpansion: } \Delta p_{tot} = \frac{\rho_u S^2}{2} \left( \frac{\rho_u}{\rho_b} - 1 \right) = \frac{\Delta p_s}{2} \quad (2.46)$$

$$\text{barokliner Druck- und Dichtegradient: } \Delta p_{baro} = \frac{u_{\varphi,vc,u}^2}{2} (\rho_u - \rho_b) \quad (2.47)$$

$$\text{radiale Wirbelexpansion: } \Delta p_{vc-exp} = \rho_u \frac{u_{\varphi,vc,1}^2}{2} \left( 1 - \frac{r_{vc,1}^2}{r_{vc,2}^2} \right) \quad (2.48)$$

Demzufolge hat der barokline Effekt einen größeren aerodynamischen Einfluss auf die Strömung, als die Gasexpansion, sofern die Rotationsgeschwindigkeit  $u_{\varphi,vc}$  größer ist, als  $S\sqrt{\rho_u/\rho_b}$ . In laminaren Wirbelströmungen ist dies meistens der Fall, nicht aber in turbulenten Strömungen, wo  $O(S) = O(|\vec{u}'|)$  ist. Der aerodynamische Einfluss des Dichteunterschieds überwiegt auch den Einfluss der Wirbelkernexpansion, sofern die Wirbelkernexpansion  $r_{vc,2}/r_{vc,1}$  kleiner ist als  $\sqrt{\rho_u/\rho_b}$ . Dies gilt insbesondere im Anfangsstadium des Wirbelaufplatzens, wenn die Wirbelexpansion beginnt. Eingeleitet werden kann das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens folglich nur durch die Stagnationswirkung der ersten beiden verbrennungsbedingten Mechanismen. Der dritte Mechanismus verstärkt die Stagnation und das Wirbelaufplatzens, wird aber erst relevant, wenn die radiale Expansion des Wirbelkerns ausreichend weit fortgeschritten ist. Damit ergibt sich die Wirkungskette der drei Mechanismen beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens entsprechend der Darstellung in Abbildung 2.20. Wie auch das Wirbelaufplatzens selbst, hängt



\* Stärke abhängig von Strömungsbedingungen

Abbildung 2.20: Wirkungskette des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens

die Stärke, mit welcher die einzelnen Mechanismen beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens zur Wirkung kommen, sehr stark vom Strömungsfeld ab. Beispielsweise hängt der axiale Druckanstieg, der zum Auftreten des Wirbelaufplatzens notwendig ist, von der Wirbelform ab. Drallströmungen mit großen Wirbelkerndurchmessern und hohen Axialgeschwindigkeiten im Wirbelkern sind bekanntermaßen besonders resistent gegen verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens. Für einen freien Starrkörperwirbel tritt das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens praktisch immer auf. Die damit verbundene Flammenbeschleunigung kann mit der Korrelation von Umemura und Thomita (2001) unter Vorgabe der radialen Wirbelkernexpansion abgeschätzt werden. Gleichung (2.44) liegt die Annahme zugrunde, dass das Gas bei der Verbrennung in radialer Richtung expandiert und die radiale Expansion des Wirbelkerns  $r_{vc,2}/r_{vc,1}$  gleich  $\sqrt{\rho_u/\rho_b}$  ist. Für beliebige radiale Expansion des Wirbelkerns gilt Gleichung (2.49).

$$U_f = \sqrt{u_{\varphi,vc}^2 \frac{\rho_u}{\rho_u - \rho_b} \left( 2 - \frac{r_{vc,u}^2}{r_{vc,b}^2} \left( 1 + \frac{\rho_b}{\rho_u} \right) \right) + S_{l,0}^2 \frac{\rho_u}{\rho_b}} \quad (2.49)$$



Je kleiner die radiale Expansion des Wirbelkerns, desto kleiner ist auch die Flammengeschwindigkeit  $U_f$ . Von Fritz (2003) wird für die Propagationsgeschwindigkeit der Flamme beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen ein ähnlicher Zusammenhang gefunden und experimentell validiert. Im Allgemeinen ist die radiale Expansion des Wirbelkerns allerdings ein unbekannter Parameter, der wiederum von den Strömungsbedingungen abhängig ist.

Bei den Strömungsbedingungen reagierender Strömungen sind auch die *Verbrennungsbedingungen* inbegriffen. Unter Verbrennungsbedingungen ist die Gesamtheit der Strömungsgrößen zu verstehen, welche die Wärmefreisetzung der Flamme beziehungsweise die Brenngeschwindigkeit  $S$  beeinflussen. Deren Einfluss auf die Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens ist offensichtlich bedeutend. Die Stagnationswirkung der Flamme nimmt mit der Wärmefreisetzung der Flamme zu. Mit der Wärmefreisetzung steigt zum einen die Brenngeschwindigkeit und zum anderen der Temperaturhub und der damit verbundene Dichtegradient über die Flamme. Beides steigert, wie zu vor erläutert, den thermodynamischen Totaldruckverlust über die Flammenfront. Darüber hinaus ist die aerodynamische Wirkung der Flamme beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen jedoch noch nicht ausreichend verstanden. Es ist noch nicht möglich, diesen Einfluss zu quantifizieren. Außerdem ist ungeklärt, von welchen Zonen des Strömungsfeldes der aerodynamische Einfluss der Flamme hauptsächlich ausgeht. Zur Klärung dieser Frage wurde von Kiese Wetter et al. (2007), Konle und Sattelmayer (2009a) und Konle et al. (2008) die Verteilung der azimuthalen Wirbelstärke in unmittelbarer Umgebung der Flamme studiert und geschlossen, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen, insbesondere die Selbstverstärkung der radialen Wirbelexpansion, durch die Entstehung azimuthaler Wirbelstärke verursacht wird. Azimutale Wirbelstärke ist allerdings eine kinematisch aus der Strömungsgeschwindigkeit abgeleitete Größe, deren Entstehung gemäß Gleichung (2.33) an die Strömungstagnation beziehungsweise die radiale Expansion des Wirbelkerns gekoppelt ist. Folglich ist die Entstehung azimuthaler Wirbelstärke keine Ursache, sondern eine Begleiterscheinung des Wirbelaufplatzens. Aufgrund der in Abschnitt 2.5.3 beschriebenen axialen Kopplung in Starrkörperwirbeln kann eine axiale Strömungstagnation auch durch weit stromab liegende Einflüsse induziert werden. Folglich kann die Aerodynamik der Flammenbeschleunigung in Wirbelzentren beziehungsweise die Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens anhand einer lokalen Analyse der Strömungsvorgänge in unmittelbarer Umgebung der Flamme nicht vollständig erfasst werden. Um den Wirkungszusammenhang beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen vollständig zu erfassen, ist der hier erläuterte aerodynamische Einfluss der Gasexpansion sowie der Baroklinität der Flamme im gesamten Strömungsfeld in Betracht zu ziehen.

## 2.6.2 Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen

Zur Erforschung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens und des damit verbundenen Flammenrückschlags in technischen Vormischverbrennungssystemen wurde bereits eine Reihe von experimentellen und numerischen Untersuchungen<sup>40</sup> durchgeführt. Die im Rahmen dieser Vorarbeiten durchgeführten Untersuchungen erfolgten an generischen Drallbrenner-Konfigurationen

<sup>40</sup>Ein Großteil dieser Untersuchungen wurden, wie auch die vorliegende Arbeit, im Zuge des DFG-Forschungsprojektes „Flammenbeschleunigung in Wirbelröhren durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen“ durchgeführt.

unterschiedlicher Bauart. Die Vorarbeiten sowie die vorliegende Arbeit sind in Tabelle 2.2 nach methodischen Merkmalen klassifiziert. Im Folgenden werden die in den Vorarbeiten gewonnenen Erkenntnisse über die Phänomenologie und die Kausalität des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen zusammengefasst.

Damit es in Vormischverbrennungssystemen zu einem Flammenrückschlag durch verbren-

Autoren	Art der Untersuchung	Strömungskonfiguration	
		Vormischzone	Brennkammer
Fritz (2003), Kröner (2003)	experimentell	Rohrwirbelströmung	zylindrisch
Schäfer (2005)	experimentell	Rohrwirbelströmung	zylindrisch
Kiesewetter (2005)	numerisch	Rohrwirbelströmung	zylindrisch
Biagioli (2006)	numerisch	divergente Wirbelströmung	zylindrisch
Noble et al. (2006)	experimentell	konvergente Ringwirbelströmung	zylindrisch
Burmberger (2008), Konle (2010)	experimentell und numerisch	Rohrwirbelströmung	ohne, quadratisch, zylindrisch
Lipp (2011), Tangermann und Pfitzner (2009), Voigt (2009)	numerisch	Rohrwirbelströmung	zylindrisch
Kröger (2010)	experimentell und numerisch	freie Wirbelströmung	ohne
Heeger (2011)	experimentell	Ringwirbelströmung	ohne
Voigt (2013)	numerisch	Rohrwirbelströmung	zylindrisch
diese Arbeit	experimentell	Rohrwirbelströmung	zylindrisch

Tabelle 2.2: Forschungsarbeiten zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen

nungsinduziertes Wirbelaufplatzen kommt, müssen nach Fritz (2003) und Kröner (2003) zwei Bedingungen erfüllt sein:

1. Der aerodynamische Einfluss der Verbrennung auf die Drallströmung ist ausreichend groß, um die axiale Rezirkulationszone stromauf in die Vormischzone des Verbrennungssystems zu verlagern.
2. Die Geschwindigkeit der Verbrennungsreaktion ist ausreichend groß, so dass die Flamme der Rezirkulationszone in die Vormischzone folgen kann, ohne durch die turbulente Zumischung von Frischgas zu verlöschen.

Die Grenze des stabilen Betriebsbereiches, außerhalb dessen beide Kriterien erfüllt sind, wird als *Stabilitätsgrenze* bezeichnet. Zur Untersuchung des Flammenrückschlags wird die Flamme aus dem stabilen Betriebsbereich heraus schrittweise an die Stabilitätsgrenze herangeführt, indem die Verbrennungsintensität durch Anhebung des Äquivalenzverhältnisses gesteigert wird, wobei alle anderen Betriebsbedingungen konstant gehalten werden. Bei Überschreiten der Stabilitätsgrenze kommt es ausgehend von einer stabilen reagierenden Strömung zum Flammenrückschlag. Von

Kröner (2003) wurde festgestellt, dass der Flammenrückschlag auch bei Zündung des Gemisches in der Vormischzone einer nicht-reagierenden Strömung erst oberhalb der Stabilitätsgrenze auftreten kann. Das Eintreten des Flammenrückschlags wird anhand Abbildung 2.21 erläutert. Gegenübergestellt sind ein Axialschnitt der stabilen und der instabilen Strömung oberhalb beziehungsweise unterhalb der Symmetrieachse. Die Grenzen der Rezirkulationszonen der Strömung sind durch schwarze gepunktete Linien markiert. Im Fall der stabilen Strömung befindet sich der vordere Staupunkt der Rezirkulationszone stromab der Vormischzone. In allen numerischen und experimentellen Untersuchungen der Vorarbeiten wurde beobachtet, dass sich beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen von der axialen Rezirkulationszone eine geschlossene Rezirkulationsblase ablöst, die stromauf in die Vormischzone propagiert. Die Flamme folgt der Rezirkulationsblase mit einem kleinen axialen Versatz  $\Delta z_{sp,ff}$  zum vorderen Staupunkt der Rezirkulationsblase. Dessen axiale Position  $z_{sp}$  dient als Maß für die Eindringtiefe der Rezirkulationszone in die Vormischzone. Die Eindringtiefe der Flamme ist durch die axiale Position  $z_{ff}$  der Flammenspitze gegeben.

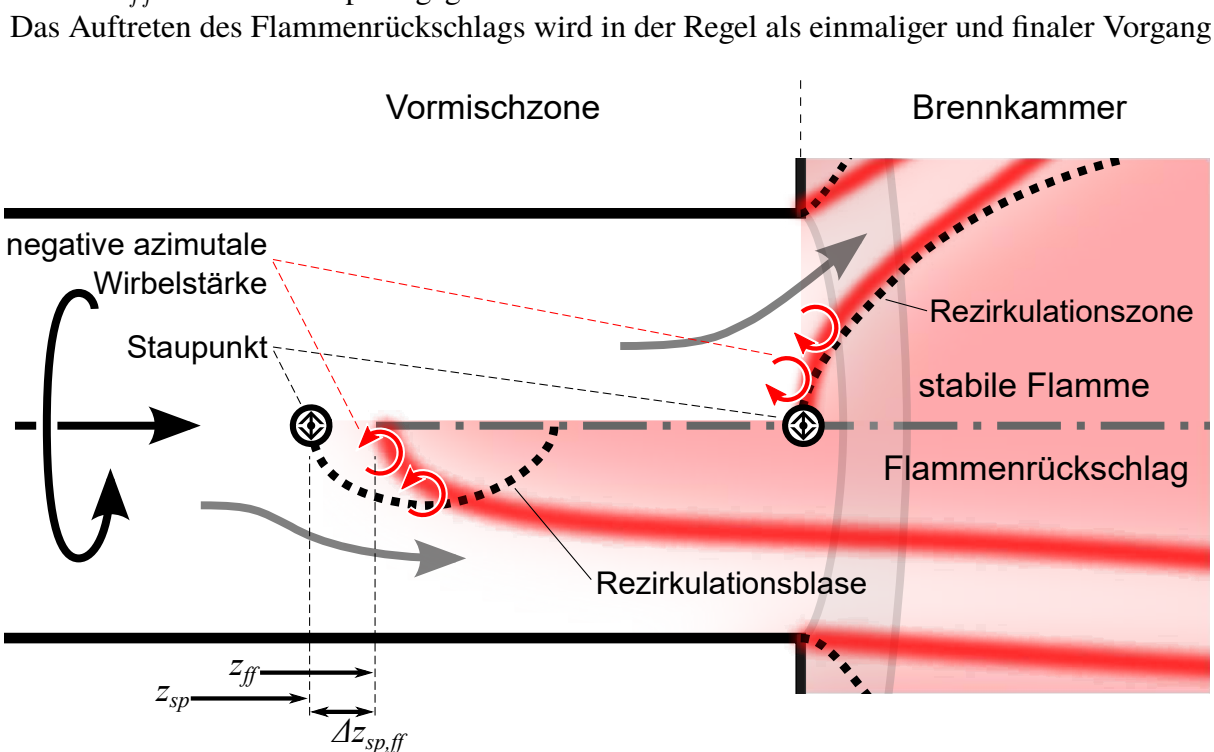


Abbildung 2.21: Schematische Gegenüberstellung der stabilen Strömung und der Strömung beim Stromaufpropagieren des Flammenrückschlags: Detail-Darstellung der relativen Lage von Flamme und Rezirkulationszone in Anlehnung an Abbildung 2.5

verstanden. Aufgrund der turbulenten Strömungsfluktuationen erfolgt der Übergang zwischen stabiler und instabiler Strömung jedoch statistisch. Für die im Rahmen der Vorarbeiten und der vorliegenden Arbeit untersuchten Strömungen setzte der Flammenrückschlag bei Erreichen der Stabilitätsgrenze nicht unmittelbar sondern mit einer zufälligen Verzögerung ein. In Abhängigkeit der Strömungseigenschaften trat der Flammenrückschlag sowohl als einmaliger irreversibler Vorgang, als auch intermittierend auf<sup>41</sup>.

<sup>41</sup>In diesen Fällen ist die Stabilitätsgrenze anhand der Häufigkeit der Präsenz der Flamme in der Vormischzone zu bestimmen.

Nach Fritz (2003) ist die mittlere Geschwindigkeit, mit der die Rezirkulationszone stromauf propagiert, proportional zur mittleren Axialgeschwindigkeit  $U$  der Strömung in der Vormischzone. Von Konle und Sattelmayer (2009a) wird hingegen beobachtet, dass die mittlere Propagationsgeschwindigkeit der Flamme und der Mittelwert von  $\Delta z_{sp,ff}$  unabhängig vom Durchsatz sind. Hochgeschwindigkeitsmessungen von Konle (2010) und Heeger (2011) sowie Large-Eddy-Simulationen von Kröger (2010) zufolge ist die Stromaufpropagation von Rezirkulationszone und Flamme allerdings hochgradig instationär. Die Propagationsgeschwindigkeit sowie der axiale Versatz  $\Delta z_{sp,ff}$  zwischen Staupunkt und Flammenspitze schwanken statistisch, wobei in den Messungen von Konle und Sattelmayer (2009a) festgestellt wurde, dass ein Rückgang der Propagationsgeschwindigkeit mit einem Rückgang von  $\Delta z_{sp,ff}$  einhergeht. Dieser Zusammenhang wird von Konle (2010) durch einen Rückgang der Stagnationswirkung der Flamme bei Annäherung an den Staupunkt erklärt. Tatsächlich zeigt sich in den Messungen von Konle (2010), dass die Erhöhung der Brenngeschwindigkeit zu einer Verringerung von  $\Delta z_{sp,ff}$  und einem Rückgang der Propagationsgeschwindigkeit der Rezirkulationszone führt. Allerdings ist unklar, ob die Verringerung der Propagationsgeschwindigkeit die Folge oder die Ursache der Verringerung von  $\Delta z_{sp,ff}$  ist, denn prinzipiell könnte die Verringerung der Propagationsgeschwindigkeit der Rezirkulationszone auch durch die Interaktion zwischen Drallströmung und Verbrennung aus weiter stromabliegenden Bereichen des Strömungsfeldes verursacht werden.

Bezüglich der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bestehen unterschiedliche Auffassungen. Von Noble et al. (2006) und Heeger (2011) wird das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens in Analogie zur Strömungsablösung interpretiert. Dessen Ursache ist die verbrennungsbedingte Entstehung eines axialen Druckanstiegs gemäß der Gleichungen (2.46) bis (2.48). Dieser Druckanstieg wurde von Heeger (2011) messtechnisch erfasst und auch von Kiesewetter (2005) in URANS-Simulationen nachgewiesen. In den meisten Arbeiten wird allerdings die verbrennungsbedingte Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke in unmittelbarer Umgebung des Staupunktes der axialen Rezirkulationszone als Ursache für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens gesehen. Es wird dabei angenommen, dass sich entsprechend der Darstellung in Abbildung 2.21, bedingt durch die Wärmefreisetzung der Flamme negative azimuthale Wirbelstärke bildet, welche wiederum die Stagnation der Strömung stromauf der Flammenfront induziert. Auf Basis dieser Annahme werden uneinheitliche Aussagen zur Bedeutung der einzelnen Terme der Wirbeltransportgleichung (2.29) gemacht. Von Biagioli (2006), Kiesewetter (2005) und Lipp (2011) wird das barokline Moment als Hauptursache für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens angeführt. Dagegen ist nach Fritz (2003), Voigt (2009) und Kröger (2010) die Umorientierung der Wirbellinien der wesentlichste Mechanismus. Und anhand der Large-Eddy-Simulationen von Kröger (2010) wurde festgestellt, dass das barokline Moment im Mittel dem Wirbelaufplatzens entgegenwirkt.

Es ist festzuhalten, dass zur Aerodynamik des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens in Vormischverbrennungssystemen unterschiedliche Theorien bestehen, welche zum großen Teil auf Beobachtungen und Vermutungen beruhen. Ein eindeutiger Nachweis der aerodynamischen Wirkungszusammenhänge, die zum Flammenrückschlag führen ist noch nicht gelungen. Die Gründe hierfür werden im nachfolgenden Abschnitt 2.6.3 erläutert.

### 2.6.3 Besondere Herausforderungen bei der Untersuchung des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Die Hauptschwierigkeit bei der Erforschung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen ist dessen komplexe Phänomenologie. Zum einen sind Drallbrennerströmungen an sich hochgradig turbulent, zum anderen ist die Rezirkulationszone entsprechend der Erläuterungen in Abschnitt 2.3 spiralförmig verwundenen und von großskaligen, spiralförmigen Wirbelstrukturen umgeben. Die damit verbundene Asymmetrie und Instationarität der Strömung erschwert die Analyse der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens erheblich. Da Drallbrennerströmungen im zeitlichen Mittel sehr wohl axialsymmetrisch sind, werden sie zur Vereinfachung häufig unter Annahme von Axialsymmetrie und anhand zeitgemittelter Strömungsgrößen studiert. Jedoch ist die Aussagekraft zeitgemittelter Strömungsfelder und axialsymmetrischer Modellvorstellungen für hochturbulente Drallbrennerströmungen begrenzt, insbesondere weil die Eigenschaften der charakteristischen, asymmetrischen Wirbelstrukturen der Strömung dabei nicht erfasst werden. Wie in den Abschnitten 3.6.1 und 3.6.2 erläutert wird, können anhand des zeitgemittelten Geschwindigkeitsfeldes weder die axiale Position des Wirbelaufplatzens, noch die tatsächliche Geschwindigkeit der Flamme relativ zur Strömung bestimmt werden. Zudem erfüllt das zeitgemittelte Geschwindigkeitsfeld einer fluktuierenden Strömung auch unter der Annahme, dass die Strömung reibungsfrei sei, nicht den Impulserhaltungssatz<sup>42</sup>. Mit der in Abschnitt 2.6.1 erläuterten Theorie zur Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens laminarer axialsymmetrischer Wirbelströmungen können nur Grundzüge der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischverbrennungssystemen erfasst werden. Zur Bildung eines phänomenologisch korrekten Verständnismodells müsste einerseits die tatsächliche instantane Lage und Orientierung der Flamme relativ zu der spiralförmigen Rezirkulationszone und andererseits die Aerodynamik des Aufplatzens eines präzedierenden Wirbelkerns analysiert werden. Obwohl das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen in hoch turbulenten Drallbrennerströmungen durch eine Reihe der in Tabelle 2.2 aufgeführten Arbeiten intensiv mit zeitlich und räumlich hochauflösenden experimentellen und numerischen Methoden untersucht wurde, fehlt für ein solches Modell derzeit noch das Verständnis. Dafür gibt es folgende Gründe:

- **Messtechnische Grenzen:** Die Stromaupropagation der Flamme beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen setzt plötzlich ein und verläuft un stetig. Dies ist bedingt durch turbulente Fluktuationen, welche der Rotationsbewegung der Rezirkulationszone und des umlaufenden Spiralwirbels überlagert sind. Deshalb fluktuiert die Ausrichtung zwischen Staustromlinie und Flammenfront innerhalb der Rezirkulationszone statistisch. Die Stromaupropagation der Flamme beginnt, sobald sich eine Konstellation aus Flammenfront und Rezirkulationszone ergibt, bei der es durch den aerodynamischen Einfluss der Verbrennung zu einer radialen Expansion des Wirbelkerns kommt. Um diese Konstellation zu studieren, müsste in dem kurzen Zeitfenster der beginnenden Stromaupropagation der Flamme die räumliche Verteilung der Geschwindigkeit, Temperatur, Wärmefreisetzungsr ate und des Drucks<sup>43</sup> simultan erfasst werden. Messtechnisch ist dies bisher in den Arbeiten von Konle et al. (2006, 2008) und Heeger et al. (2009) im Axialschnitt der Strömung für das Geschwindigkeitsfeld und die Verteilung des OH-Radikals

<sup>42</sup>Kurze Erläuterung hierzu findet sich in den Abschnitten A.8 und A.5.

<sup>43</sup>Die Druckverteilung könnte prinzipiell über Impulserhaltung aus dem Geschwindigkeits- und Temperaturfeld berechnet werden.

gelingen. Anhand dieser Messgrößen könnte prinzipiell auch die Verteilung der Temperatur und der Wärmefreisetzungsrates in sehr groben Zügen rekonstruiert werden. Derzeit ist das größte messtechnische Defizit das Fehlen der zur Erfassung der Dreidimensionalität des Phänomens notwendigen räumlichen Auflösung in allen drei Raumrichtungen.

- **Grenzen numerischer Modelle:** Wie sich in den Arbeiten von Kröger et al. (2008) und von Tangermann und Pfitzner (2009) gezeigt hat, sind zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen prinzipiell Large Eddy Simulationen gegenüber anderen auf RANS basierenden Simulationen am besten geeignet, weil dabei die interessierenden Strömungsgrößen mit der notwendigen räumlichen und zeitlichen Auflösung berechnet werden können. Die Aussagekraft von Large-Eddy-Simulationen ist jedoch erheblich durch Defizite in der Verbrennungsmodellierung limitiert. Hierbei wird die Flamme in der Regel als zusammenhängende dünne Oberfläche interpretiert, und die turbulenzbedingte Verdickung oder das Verlöschen der Reaktionszone kann nicht erfasst werden. Letzteres scheint aber nach Kröner et al. (2007) beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen eine wichtige Rolle zu spielen. Für die von Kröner et al. (2007) untersuchte Drallströmung waren die Verbrennungsbedingungen innerhalb der Rezirkulationszone dem Rührkesselreaktor-Regime zugeordnet worden. Von Konle und Sattelmayer (2009b) wiederum wurde die Verbrennung im Strömungsfeld eines kleineren Brenners bei niedrigeren Reynolds-Zahlen dem Flamelet-Regime zugeordnet. Wie in Abschnitt 6.1 erläutert wird, können in unterschiedlichen Zonen einer Drallflamme unterschiedliche turbulente Streckungsraten auftreten, die zu unterschiedlichen Flammendicken und zum Verlöschen der Flammenfront führen können. Sehr häufig ist das Verbrennungsmodell nicht in der Lage, diese Effekte korrekt zu erfassen. Um dennoch quantitativ korrekte Simulationen zu erhalten, um beispielsweise die Stabilitätsgrenze in der Simulation korrekt wieder zu geben, müssen bestimmte Parameter des Verbrennungsmodells an den Anwendungsfall empirisch angepasst werden. Es kann dann aber nicht mehr davon ausgegangen werden, dass die Interaktion zwischen der Flamme und der Rezirkulationsblase beim Flammenrückschlag realistisch wiedergegeben wird. Immerhin bieten LES-Simulationen den Vorteil, die charakteristische Dreidimensionalität der Strömung erfassen zu können. Von Voigt (2009, 2013) wurde als Erster der Streckungseinfluss der Turbulenz auf die Verbrennung bei der numerischen Simulation des Flammenrückschlags berücksichtigt, jedoch nicht mit LES, sondern mit URANS. Allerdings wurde dabei erstmals eine gute Übereinstimmung zwischen der numerisch und der experimentell bestimmten Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags erreicht, ohne dass hierzu empirische Modellkonstanten anzupassen waren.
- **Methodische Mängel:** Diese bestehen vorwiegend in Form falscher Prämissen. Neben der bereits angesprochenen Annahme von Axialsymmetrie ist auch die Vernachlässigung der Strömungsvorgänge stromab des Wirbelaufplatzens, die Vernachlässigung des Einflusses der radialen Einfassung der Strömung durch die Brennkammer und die Annahme der Reynolds-Zahl-Unabhängigkeit der Strömung unzulässig. Darüber hinaus führt der Einsatz konventioneller Mittelung zu inakzeptablen Fehlern bei der Bestimmung wesentlicher Strömungsgrößen.  
Der Vernachlässigung der Strömungsvorgänge stromab des Wirbelaufplatzens liegt die Annahme zugrunde, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen allein durch die Strömungs- und Verbrennungsvorgänge in unmittelbarer Umgebung des axialen Staupunktes bestimmt wird. Wie in Abschnitt 2.5 ausgiebig erläutert, spricht die in Drallströmungen

vorliegende radiale und axiale Kopplung von Fluidpartikeln gegen diese Annahme. Folglich ist nicht nur von der Flammenspitze im Zentrum der Strömung, sondern auch von der Flammenfront in der äußeren und inneren Scherzone der Drallflamme ein aerodynamischer Einfluss auf die Drallströmung zu erwarten, der nicht vernachlässigt werden darf. In diesem Zusammenhang ist beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in zylindrischen Vormischzonen eine Besonderheit zu beachten. In Wirbelströmungen mit konstantem Strömungsquerschnitt tritt das Wirbelaufplatzen erst ab einer kritischen Drallzahl auf. Beim Überschreiten dieser Drallzahl propagiert das Wirbelaufplatzen vom Austritt zum Eintritt des zylindrischen Strömungskanals. Für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen folgt daraus, dass das Wirbelaufplatzen, sobald es sich unter dem aerodynamischen Einfluss der Verbrennung ausreichend weit stromauf in das Mischrohr verlagert hat, kein weiterer aerodynamischer Einfluss der Verbrennung mehr notwendig ist, damit das Wirbelaufplatzen weiter stromauf propagiert. Folglich kann während der Stromaufpropagation des Wirbelaufplatzens durch die Vormischzone in der Umgebung des Wirbelaufplatzens kein ursächlicher aerodynamischer Einfluss der Flamme mehr detektiert werden. Dennoch wird in vielen Arbeiten zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelplatzen ausschließlich die Interaktion zwischen Wirbelaufplatzen und Flammenspitze während seiner Propagation in der Vormischzone untersucht. Zur Reduktion des experimentellen Aufwandes wurde im Rahmen der Vorarbeiten unter anderem auch Untersuchungen des Flammenrückschlags ohne Brennkammer durchgeführt. Die Vernachlässigung des Einflusses des radialen Einschlusses der Strömung durch eine Brennkammer auf das Strömungsfeld und den Flammenrückschlag ist jedoch unzulässig. Denn ohne Brennkammer erlischt die Flamme in der äußeren Scherzone der Drallflamme. Dadurch entfällt eine mögliche Komponente des aerodynamischen Einflusses der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen. Des Weiteren wird auch das nicht-reagierende Strömungsfeld stromab des Drallbrenners von der Brennkammergeometrie beeinflusst. Dies betrifft insbesondere die axiale Position und die radiale Ausdehnung der inneren Rezirkulationszone. Wie in Abschnitt A.17 erläutert wird, ereignet sich das Wirbelaufplatzen bei dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Verbrennungssystem mit Brennkammer deutlich weiter stromauf als ohne Brennkammer. Folglich ist die Rückschlagsneigung der untersuchten Strömung mit Brennkammer größer als ohne Brennkammer. Allgemein ist also davon auszugehen, dass Experimente ohne und mit Brennkammer unterschiedliche Stabilitätsgrenzen liefern.

Eine oft übersehene Tatsache ist, dass das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen in Drallströmungen, wie in Abschnitt 2.5.4 beschrieben, von der Reynolds-Zahl abhängt. Gemäß Gleichung (2.42) führt eine Erhöhung der Reynolds-Zahl bei gegebener Drallbrenner-Geometrie zu einer Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens und damit zu einer Veränderung der Rückschlagsneigung der Strömung. Der Einfluss von Betriebsbedingungen, wie beispielsweise dem Geschwindigkeitsniveau, auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen kann nur in selbstähnlichen Strömungen unverfälscht untersucht werden. Folglich muss bei einer Variation der Reynolds-Zahl die Drallzahl der Strömung so angepasst werden, dass die axiale Position des Wirbelaufplatzens unverändert bleibt. Mit Ausnahme der vorliegenden Arbeit ist dem Autor keine Untersuchung zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bekannt, in der die Selbstähnlichkeit der Strömung bei Variation der Reynolds-Zahl durch Anpassung der Drallzahl gewahrt wurde.

Wie bereits erwähnt, ist eine weitere Fehlerquelle die Verwendung konventioneller Mit-

telwerte zur Analyse hoch instationärer Strömungen. Wie in Abschnitt 3.6.1 sowie in den Abschnitten 5.1 und 5.2 anschaulich dargestellt wird, können für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen so wesentliche Größen wie beispielsweise die Position des Staupunktes oder die Turbulenzeigenschaften in der Nähe des Staupunktes nicht, wie es häufig der Fall ist, anhand arithmetischen und ortsfest gebildeten Mittelwerten bestimmt werden. Vielmehr muss bei der Mittelung der Bewegung des Staupunktes Rechnung getragen werden, beispielsweise indem die interessierende Messgröße in einem mitbewegten Koordinatensystem betrachtet wird.

## 2.6.4 Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Bei gegebener Geometrie des Verbrennungssystems kann die Stabilitätsgrenze einer Verbrennungsinstabilität wie der Flammenrückschlag oder das Abblasen der Flamme beispielsweise gemäß Gleichung (2.50) als kritisches Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{crit}$  erfasst werden. Dabei ist  $\Phi_{crit}$  abhängig von den sonstigen Betriebsrandbedingungen und somit eine Funktion der Baugröße beziehungsweise des charakteristischen Längenmaßes  $D$ , des Geschwindigkeitsniveaus der Strömung  $U$ , des Drucks  $p$  sowie der Temperatur  $T_0$  des zuströmenden Frischgemisches und der Zusammensetzungen  $\vec{Y}_{air}$  und  $\vec{Y}_{fuel}$  der Luft und des Brennstoffs:

$$\Phi_{crit} = f(D, U, p, T_0, \vec{Y}_{air}, \vec{Y}_{fuel}) \quad (2.50)$$

In Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis ergibt sich die tatsächliche Gemischzusammensetzung  $\vec{Y}_0 = f(\Phi, \vec{Y}_{ox}, \vec{Y}_{fuel})$ . Davon abhängig sind weitere verbrennungstechnisch relevante Gemischeigenschaften - die kinematische Viskosität  $\nu$  und die Temperaturleitzahl  $a$  aber insbesondere auch die Lewis-Zahl und die Brenngeschwindigkeit und die Dicke der laminaren Flamme sowie die adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  und die Zündtemperatur  $T_{ign}$ :

$$(\nu \ a \ Le \ S_{l,0} \ \delta_{l,0} \ T_{ad} \ T_{ign})^T = f(T_0, p, \vec{Y}_0). \quad (2.51)$$

Stabilitätsgrenzen lassen sich auch als kritische Brenngeschwindigkeit oder als kritisches Zeitmaß der chemischen Reaktion ausdrücken. Das Verhältnis aus einem charakteristischen Zeitmaß der Fluidbewegung und dem chemischem Zeitmaß ergibt die sogenannte Damköhler-Zahl  $Da$ . Mit  $Da$  lassen sich die Stabilitätsgrenzen vieler verbrennungstechnischer Instabilitäten, wie beispielsweise der Flammenrückschlag in Wandgrenzschichten oder in der Hauptströmung sowie das Verlöschen staukörperstabilisierter und drallstabilisierter Flammen, über einen weiten Betriebsbereich korrelieren (Hoffmann (1994), Putnam und Jensen (1949)):

$$\left. \frac{\tau_{flow}}{\tau_c} \right|_{crit} = Da_{crit} = const \quad (2.52)$$

Charakteristische Zeitskalen der Fluidbewegung und der chemischen Reaktion können gemäß den Gleichungen (2.53) und (2.54) auf unterschiedliche Weise gebildet werden. Für turbulente Drallbrennerströmungen kann ein charakteristisches Strömungszeitmaß sowohl aus dem Verhältnis aus mittlerer Geschwindigkeit  $U$  im Brenner und dem Brennerdurchmesser  $D$  sowie aus dem Verhältnis der charakteristischen Fluktuationsgeschwindigkeit  $u_{rms}$  und dem turbulenten



Längenmaß  $L_t$  gebildet werden.

$$\tau_{flow} \sim \frac{U}{D} \sim \frac{u_{rms}}{L_t} \quad (2.53)$$

Als charakteristisches Zeitmaß der chemischen Reaktion wird neben dem Zeitmaß der laminaren Flamme oder der turbulenten Flamme<sup>44</sup> zur Beschreibung des Flammenrückschlags unter anderem auch  $\tau_{psr}$  verwendet. Es ist die Mindestaufenthaltszeit in einem perfekten Rührkesselreaktor, unterhalb der die Verbrennungsreaktion zum Erliegen kommt. Dieses Zeitmaß wird numerisch mit nulldimensionalen Reaktormodellen mit detaillierter Reaktionskinetik berechnet.

$$\tau_c \sim \frac{a}{S_{l,0}^2} \quad \text{oder} \quad \tau_c \sim \tau_{c,psr} \quad (2.54)$$

Zur Beschreibung der Stabilitätsgrenzen können auch Peclet-Zahlen-Verhältnisse verwendet werden, welche gemäß Gleichung (2.55) äquivalent zum kritischen Zeitskalenverhältnis in Gleichung (2.52) sind.

$$\left. \frac{\tau_c}{\tau_{flow}} \right|_{crit} = \left( \frac{S_{l,0}^2 D^2}{a} \right) / \left( \frac{U D^2}{D a} \right) \Big|_{crit} = \frac{Pe_f^2}{Pe_{flow}} \Big|_{crit} = const \quad (2.55)$$

Die Korrelation von Stabilitätsgrenzen mit  $Da_{crit}$  gelingt nur dann, wenn sich die beteiligten fluiddynamischen Prozesse und die chemischen Prozesse tatsächlich durch ein charakteristisches Strömungszeitmaß und ein charakteristisches chemisches Zeitmaß erfassen lassen. Beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen ist dies nicht der Fall. Denn wie zu Beginn von Abschnitt 2.6.2 erläutert, müssen für diesen Flammenrückschlag zwei Kriterien erfüllt sein, für die nicht unbedingt die gleichen Zeitskalenverhältnisse maßgeblich sind. Im Rahmen der Vorarbeiten zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen wurde bislang immer versucht, die Stabilitätsgrenze mit einem bestimmten Zeitskalenverhältnis zu beschreiben und dabei implizit davon ausgegangen, dass nur eines der Instabilitätskriterien für das Eintreten des Flammenrückschlags ausschlaggebend ist. Aus diesem Grund sind die entwickelten Korrelationen in einem relativ engen Betriebsbereich gültig und erlauben darüber hinaus keine allgemeingültigen Rückschlüsse auf die für den Flammenrückschlag ausschlaggebenden Einflussgrößen.

Im Weiteren wird nun genauer auf den Einfluss der für den Flammenrückschlag relevanten Strömungsparameter eingegangen. Die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen hängt in erster Linie von den Strömungsparametern ab, welche das Wirbelaufplatzen der nicht-reagierenden Strömung beeinflussen, und in zweiter Linie von den Strömungsparametern, welche die Verbrennungsintensität bestimmen. In Tabelle 2.3 sind für alle Arbeiten, in welchen der Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen untersucht wurde, die untersuchten Einflüsse aufgeführt. Die Stabilitätsgrenze wird wesentlich bestimmt durch die Geometrie der Vormischstrecke und der Brennkammer sowie durch die mittlere Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsverteilung der Zuströmung des Mischrohrs. Bei gegebener Drallzahl bestimmt die radiale Geschwindigkeitsverteilung, wie anfällig eine Strömung gegen verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen ist. Der Einfluss der Geschwindigkeitsverteilung auf das Wirbelaufplatzen wurde von Burmberger (2008), Fritz (2003), Kiesewetter (2005), Konle (2010),

<sup>44</sup>Ein mögliches chemisches Zeitmaß einer turbulenten Flamme wäre beispielsweise:  $\tau_c \sim \frac{a + \overbrace{u_{rms} L_t}^{a_t}}{S_t^2}$

Autoren	untersuchte Betriebsparameter					
	Wirbel- form	Re ; Kompensation des Re-Einfluss auf das Wirbelaufplatzen	Bau- größe	Brenn- stoff	$T_0$	$p$
Fritz (2003), Kröner (2003)	✓	✓ ; -	-	✓	✓	-
Kiesewetter (2005)	✓	- ; -	-	-	✓	-
Noble et al. (2006)	-	✓ ; -	-	✓	✓	-
Burmberger (2008), Konle (2010)	✓	✓ ; -	-	✓	✓	✓
Heeger (2011)	-	✓ ; -	-	-	-	-
Voigt (2013)	-	✓ ; -	-	✓	-	-
diese Arbeit	✓	✓ ; ✓	✓	✓	✓	-

Tabelle 2.3: Forschungsarbeiten zum Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in Vormischverbrennungssystemen

Kröner (2003), Strohäker (2010) untersucht. Aus ihren Beobachtungen schließen sie, dass Wirbelströmungen umso resistenter gegen Flammenrückschlag sind, je weiter stromab das Wirbelaufplatzen in der nicht-reagierenden Strömung auftritt. Unabhängig davon steigt die Resistenz gegen Flammenrückschlag mit dem Wirbelkernradius und der Axialgeschwindigkeitsüberhöhung im Wirbelkern. Von Burmberger (2008) wurde zudem herausgefunden, dass auch ein positiver, axialer Gradient der Umfangsgeschwindigkeit im Wirbelkern stabilitätsfördernd ist. Daher sind Wirbelströmungen durch konvergente Vormischzonen prinzipiell resistenter gegen verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen als Wirbelströmungen durch zylindrische oder divergente Vormischzonen<sup>45</sup>.

Bei gegebener Geometrie von Vormischzone und Brennkammer sowie gegebener Geschwindigkeitsverteilung der Zuströmung hängt die Stabilitätsgrenze nur noch von den Betriebsbedingungen gemäß Gleichung (2.50) ab. In Abhängigkeit der Betriebsbedingungen stellt sich die Lage der Reaktionszone relativ zum Strömungsfeld ein. Der dabei auftretende aerodynamische Einfluss der Flamme auf die Drallströmung ist gemäß Gleichungen (2.46) und (2.47) umso größer, je größer der Temperaturanstieg über die Flamme ist und je größer die Brenngeschwindigkeit ist, beziehungsweise je weiter stromauf sich die Flamme relativ zur inneren Rezirkulationszone stabilisiert. Bei der Erforschung des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag geht es folglich über die Bestimmung des Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Stabilitätsgrenze hinaus auch darum, den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Position der Flamme *bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze* zu untersuchen. Eine solche Untersuchung ist, abgesehen von der vorliegenden Arbeit, noch nicht durchgeführt worden.

In Ermangelung realistischer numerischer Verbrennungsmodelle kann der Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag nur experimentell untersucht werden. Dies ist begründet

<sup>45</sup>Im Rahmen der Arbeit von Maier (2000) zeigte sich, dass der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen auch in konvergenten Vormischzonen auftreten kann.

mit der in Abschnitt 2.6.2 angesprochenen Schwierigkeit, die hoch instationäre und asymmetrische Interaktion aus Verbrennung und Wirbeldynamik der Strömung zu erfassen. Eine weitere Schwierigkeit verdient besondere Aufmerksamkeit. In hochturbulenten Drallflammen ist prinzipiell damit zu rechnen, dass in unterschiedlichen Zonen der Drallflamme unterschiedliche Verhältnisse der chemischen und der turbulenten Zeit- und Längenskalen vorliegen und dass folglich unterschiedliche *Verbrennungsregime* auftreten. Das bedeutet, dass die Verbrennung zonal unterschiedlich abläuft und in unterschiedlicher Weise von den Betriebsbedingungen abhängt. Diese Problematik ist bei der Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens zu berücksichtigen, da in Drallflammen die Verbrennung in unterschiedlichen Zonen - insbesondere der inneren Rezirkulationszone und der Scherzone - eng gekoppelt ist. Jedoch konzentrierten sich bisherige Untersuchungen nur auf die innere Rezirkulationszone und eine Charakterisierung des Verbrennungsregimes erfolgte nur durch Abschätzung anhand globaler Strömungsparameter. Bis dato wurden für den Flammenrückschlag zwei Verbrennungsregime<sup>46</sup> - das *Flamelet*-Regime und das *Rührkesselreaktor*-Regime - als besonders relevant erachtet und entsprechende Korrelationen für die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags entwickelt.

Zur Abschätzung der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen wurde von Kröner (2003) ein Lewis-Zahl-korrigiertes Zeitskalenverhältnis gemäß Gleichung (2.56) vorgeschlagen und dessen kritischer Wert, als *Quenching*-Konstante  $C_{quench}$  bezeichnet.

$$\text{Le} \frac{\tau_{c,psr}}{\tau_{flow}} \Big|_{crit} = \text{Le} \frac{U \tau_{c,psr,crit}}{D} = C_{quench} \quad (2.56)$$

Das Stabilitätskriterium basiert auf der Annahme, dass die Verbrennung innerhalb der Rezirkulationszone dem Rührkesselreaktor-Regime zuzuordnen ist, und dass ein Flammenrückschlag auftritt, sobald die Reaktion an der Spitze der Rezirkulationszone nicht mehr verlöscht:  $\tau_{c,psr} \leq \tau_{c,psr,crit}$ . In den Untersuchungen von Kröner (2003) kamen Methan-Wasserstoff-Mischungen als Brennstoffe zum Einsatz. Es zeigte sich, dass  $C_{quench}$  bei fester Geometrie des Verbrennungssystems für mittlere und hohe Durchsätze unabhängig vom Durchsatz, der verwendeten Brennstoffmischung und der Frischgastemperatur ist. Im untersuchten Betriebsbereich sollte auch der Einfluss des Betriebsdruckes auf die Stabilitätsgrenze von  $C_{quench}$  korrekt erfasst werden, was durch Experimente von Burmberger (2008) mit einem anderen Brenner bis 8 bar bestätigt wurde. Für niedrigere Durchsätze nimmt die Aussagekraft von  $C_{quench}$  ab. In Abbildung 2.22 wird ersichtlich, dass für den von Kröner (2003) untersuchten Brenner  $C_{quench}$  für  $\text{Re} < 50\,000$  stark vom Durchsatz und von der Brennstoffart abhängig ist. In den Untersuchungen von Konle (2010) und Burmberger (2008) an einem kleineren Brenner bei  $20\,000 < \text{Re} < 70\,000$  setzt sich dieser Trend fort. Als Erklärung wird von Konle (2010) ein Wechsel des den Flammenrückschlag bestimmenden Verbrennungsregimes in der Rezirkulationszone angeführt. Demnach lägen in der Rezirkulationszone nur bei hohen Reynolds-Zahlen Rührkesselreaktor-ähnliche Verbrennungsbedingungen vor, wohingegen beim Übergang zu niedrigeren Reynolds-Zahlen ein Wechsel in das Flamelet-Regime stattfände. Durch simultane PIV-OH-LIF-Hochgeschwindigkeitsmessungen beobachtete Konle (2010), dass der axiale Versatz zwischen Staupunkt und Flammenspitze  $\Delta z_{sp,ff}$  bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze abnimmt und an der Stabilitätsgrenze, unabhängig von den Betriebsbedingungen, einen konstanten Wert von  $\Delta z_{sp,ff}/D = 0,25$  erreicht. Von Konle (2010) wurde zur Bestimmung der Stabilitätsgrenze für moderat turbulente Strömungsbedingungen ein Zeitskalenverhältnis vorgeschlagen, bei dem als chemisches Zeitmaß die Ausbrandzeit

<sup>46</sup>Erläuterungen der zugehörigen Grundlagen finden sich in den Abschnitten 2.2 und A.4.

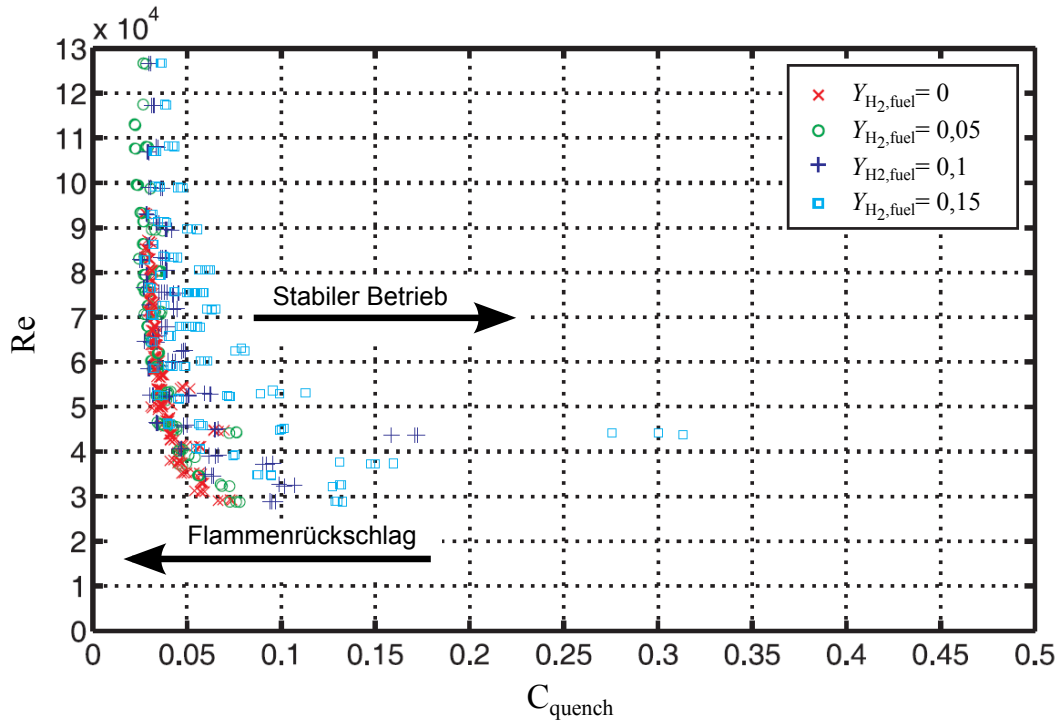


Abbildung 2.22: Messdaten von Kröner (2003) für Methan-Wasserstoff-Mischungen: Reynolds-Zahl und  $C_{quench}$  an der Stabilitätsgrenze

des unverbrannten Gemisches in der Spitze der Rezirkulationszone verwendet wird.

$$\frac{\tau_c}{\tau_{flow}} \Big|_{crit} = Le \frac{\Delta z_{sp,ff,crit}}{S_{l,0,crit}} \frac{U}{D} = \hat{C}_S \quad (2.57)$$

Wenn  $\Delta z_{sp,ff,crit}/D$  tatsächlich, wie von Konle (2010) angenommen, eine rein von der Brennergeometrie abhängige Größe ist, so kann Gleichung (2.57) vereinfacht werden zu Gleichung (2.58).

$$\hat{C}_S = Le \underbrace{\frac{\Delta z_{sp,ff,crit}}{D}}_{const} \frac{U}{S_{l,0,crit}} \sim Le \frac{U}{S_{l,0,crit}} = C_S \quad (2.58)$$

Die Stabilitätsgrenzen des von Konle (2010) untersuchten Brenners werden für Frischgastemperaturen zwischen 300 und 400 K sowie für unterschiedliche Methan-Wasserstoff-Gemische als Brennstoff sehr gut von Gleichung (2.57) beschrieben. Unter der Annahme von  $\Delta z_{sp,ff}/D = 0,25$  ließ sich mit  $\hat{C}_S$  auch der Flammenrückschlag in der Ringwirbelströmung des von Heeger (2011) untersuchten Brenners bei  $6000 < Re < 10\,000$ , Umgebungstemperatur und Methan als Brennstoff korrelieren.

Insgesamt liegen somit für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen zwei Zeitskalenmodelle vor. Das  $C_{quench}$ -Modell von Kröner (2003) ist für hoch-turbulente, das  $\hat{C}_S$ -Modell von Konle (2010) ist für moderat-turbulente Strömungen vorgesehen. Beide Modelle bedürfen weiterer Validierung, insbesondere für Brennstoffe mit niedrigen Zündtemperaturen und Lewis-Zahlen größer 1. Flammen solcher Brennstoffe werden erfahrungsgemäß stärker von turbulentem Verlöschen und von Vorwärmung beeinflusst. Außerdem ist die Gültigkeit der Gleichungen (2.57) und (2.58) für andere Brennertypen über einem größeren Betriebsbereich zu

prüfen. Darüber hinaus ist die Untersuchung baugleicher, geometrisch skaliertener Brenner, wie sie in dieser Arbeit erstmals verwendet werden, notwendig, um den Einfluss der charakteristischen Längenskalen der Strömung auf den Flammenrückschlag zu erfassen.

## 2.7 Forschungsziele

Zum Zweck der Schließung der in diesem Kapitel aufgedeckten Lücken im Kenntnisstand zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, werden mit dieser Arbeit drei Ziele verfolgt. Zum ersten und mit Bezug auf Abschnitt 2.6.2 sollen bei der Untersuchung neue methodische Ansätze aufgegriffen und verfolgt werden, um wesentliche, bisher unberücksichtigte Eigenschaften der untersuchten Strömung zu erfassen. Dies bildet die Basis für die beiden übergeordneten Ziele der Arbeit, nämlich die Gewinnung neuer Erkenntnisse bezüglich der Interaktion zwischen Drallströmung und Verbrennung und die Beschreibung des Einflusses der untersuchten Betriebsparameter auf die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags.

1. **Umsetzung neuer methodischer Ansätze:** Hier ist **erstens** die besondere Berücksichtigung der Asymmetrie und Instationarität der Strömung durch Verwendung adäquater Mittelungstechniken aufzuführen, deren Einsatz beispielsweise genaue Bestimmung der axialen Position des Wirbelaufplatzens und der lokalen turbulenten Brenngeschwindigkeit erlaubt. Die Mittelungstechniken beruhen auf einer *konditionierten* Mittelung. Diese und deren Resultate werden in den Abschnitten 3.6.1, 5.1 und 5.2 erläutert. **Zweitens** werden im Gegensatz zu den Voruntersuchungen, in welchen der Flammenrückschlag anhand einzelner mit hoher zeitlicher Auflösung erfasster Rückschlagsereignisse analysiert wurde, in dieser Arbeit zeitlich unkorrelierte Strömungsfelder der reagierenden Strömung über einen relativ langen Zeitraum mit niedriger Frequenz aufgenommen. Dies ermöglicht es erstmals, die Statistik der Strömung an der Stabilitätsgrenze zu erfassen und die Interaktion zwischen der Drallströmung und der Verbrennung sowie auch den Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag für einen repräsentativen Zeitraum experimentell zu analysieren. **Drittens** wird in dieser Arbeit erstmals die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des isothermen Wirbelaufplatzens gezielt kompensiert. Dabei wird die axiale Position des Wirbelaufplatzens der isothermen Strömung bei Variation der Reynolds-Zahl durch Anpassung der Drallzahl konstant gehalten. Damit wird es möglich, den Einfluss der Reynolds-Zahl auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen unabhängig vom Einfluss der Reynolds-Zahl auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens der isothermen Strömung zu erfassen. **Viertens** wird erstmals ein Referenzfall des Flammenrückschlags, bei dem das Wirbelaufplatzen der isothermen Strömung nicht am Austritt, sondern am Eintritt der Vormischzone auftritt und der Flammenrückschlag folglich in eine bereits bestehende Rezirkulationszone erfolgt, in die Untersuchungen einbezogen. Da für das Auftreten dieses Flammenrückschlags nur das turbulente Verlöschen der Flamme innerhalb der Rezirkulationszone maßgeblich ist, kann im Vergleich dieses Flammenrückschlags und des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen die Bedeutung des turbulenten Verlöschens für das Auftreten des Flammenrückschlags unabhängig vom verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen beurteilt werden. **Fünftens** wird erstmals mittels laserinduzierter Fluoreszenz des  $\text{CH}_2\text{O}$ -Moleküls die Vorreaktionszone einer frei brennenden Drallflamme erfasst, anhand welcher das Verbrennungsregime in Abhängigkeit

der Betriebsbedingungen untersucht und auf den Flammenrückschlag übertragen werden kann. Die zugehörigen Ergebnisse werden in Abschnitt 6.2 erläutert.

2. **Untersuchung der Interaktion zwischen Drallströmung und Verbrennung:** Dies betrifft **erstens** den aerodynamischen Einfluss der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen. Anhand der erfassten Statistik des reagierenden Strömungsfeldes wird in den Abschnitten 4.4 und 5.3.3 der Nachweis geführt, dass der Einfluss der Verbrennung auf die Abströmrandbedingung der Vormischzone für das verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen tatsächlich von Bedeutung ist. **Zweitens** soll die Stabilisierung der Flamme durch die Rezirkulationszone besser verstanden werden. Es wird untersucht, welche Zonen der Strömung und welche Mechanismen für die Stabilisierung der Flamme und für den Flammenrückschlag ausschlaggebend sind. Die zugehörigen Ergebnisse werden in Abschnitt 6.3.3 präsentiert.
3. **Untersuchung des Einflusses der Betriebsparameter:** Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Erfassung des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag unter Einbeziehung neuer bisher unberücksichtigter Betriebsparameter. Noch nicht erforscht ist der Einfluss der Baugröße beziehungsweise der charakteristischen Längenskalen der Strömung. Diese haben direkten Einfluss auf die turbulente Verbrennung und die Stabilisierung der Flamme. Zur Verbesserung des Verständnisses des Flammenrückschlags ist daher die Variation der Baugröße ein unbedingt notwendiger Schritt, der mit dieser Arbeit unternommen wird. Um den Einfluss der Strömungslängenskalen zu erfassen, wird im Rahmen dieser Arbeit der Flammenrückschlag erstmals an zwei geometrisch ähnlichen Brennern unterschiedlicher Baugröße untersucht. Dadurch kann der Einfluss der charakteristischen Strömungsabmessung  $D$  und des integralen turbulenten Längenmaßes  $L_t$  auf die reagierende Strömung bei ansonsten vergleichbaren Strömungsbedingungen, wie beispielsweise der Reynolds- oder der Karlovitz-Zahl, studiert werden. Ebenfalls noch nicht erforscht ist der Einfluss der Brennstoffdiffusion für länger-kettige Kohlen-Wasserstoffe mit Lewis-Zahlen  $Le > 1$ . Für diese Brennstoffe liegt eine verstärkte Neigung der Flamme vor, unter dem Einfluss von turbulenter Streckung zu verdicken oder gar zu verlöschen<sup>47</sup>. Dies wiederum beeinflusst direkt die Brenngeschwindigkeit und somit das Risiko des Flammenrückschlags. Daher hat der Einfluss der Lewis-Zahl auf den Flammenrückschlag große verbrennungstechnische Bedeutung und ist aufgrund der bereits genannten Limitierungen der numerischen Simulation bevorzugt experimentell zu erfassen. Außerdem ist der Einfluss der Lewis-Zahl besonders relevant für den zukünftigen Einsatz alternativer Kraftstoffe. Daher kommt neben den Brennstoffen Methan mit  $Le = 0,91$  und Propan mit  $Le = 1,63$  zum ersten Mal auch N-Heptan mit  $Le = 3$  zum Einsatz. **Erstens** wird der Einfluss der in dieser Arbeit neu hinzugefügten Betriebsfreiheitsgrade  $D$  und  $Le > 1$  im gesamten experimentell möglichen Bereich der anderen untersuchten Betriebsparameter  $Re$  und  $T_0$  erfasst. Dabei wird nicht nur die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags bestimmt, sondern auch die Entwicklung der Strömung ausgehend von stabilen Betriebsbedingungen bis an die Grenze des stabilen Betriebsbereiches und darüber hinaus messtechnisch erfasst. Ziel ist die charakteristischen Veränderungen im Strömungsfeld und der Lage der Flammenfront, die mit der Annäherung an die Stabilitätsgrenze einhergehen, zu identifizieren und hinsichtlich ihrer Bedeutung für den Flammenrückschlag und in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen zu analysieren. Hierbei interessiert vor allem, inwieweit die Entwick-

---

<sup>47</sup>Diese Verdickung tritt zumindest makroskopisch für die Dicke der turbulenten Flammenfront auf. Ob die Flammenfront durch die turbulente Streckung auch lokal dicker oder dünner wird, ist unklar.

lung der reagierenden Strömung bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze im Vergleich der unterschiedlichen Betriebsrandbedingungen charakteristische Ähnlichkeiten aufweist und welche charakteristischen Unterschiede auftreten. **Zweitens** kann anschließend anhand der festgestellten Ähnlichkeiten und der Unterschiede die Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von den Betriebsrandbedingungen besser verstanden und gegebenenfalls in Form einer Korrelation zu Vorhersage des Flammenrückschlags erfasst werden. Die Ergebnisse zum Einfluss der untersuchten Betriebsparameter werden in den Abschnitten 6.3 und 7 präsentiert.

## 3 Experimentelle Methodik

Die in Abschnitt 2.7 erläuterten Forschungsziele werden anhand experimenteller Untersuchungen verfolgt. Nachfolgend wird zunächst der Bezug zwischen den Forschungszielen und den durchgeführten Experimenten hergestellt. Anschließend werden in den Abschnitten 3.2 und 3.3 die verwendeten Versuchsaufbauten, in Abschnitt 3.4 das Versuchsprogramm und in Abschnitt 3.6 die eingesetzten Analysemethoden genauer erläutert.

### 3.1 Zielsetzung der experimentellen Untersuchungen

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf experimentellen Untersuchungen, die an einem atmosphärischen Verbrennungsprüfstand des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen am Karlsruher Institut für Technologie durchgeführt wurden. Untersucht wurde der Flammenrückschlag in einer Teststrecke bestehend aus einer generischen Anordnung aus Drallbrenner, Brennkammer und einer dazwischen liegenden Vormischzone entsprechend der Darstellung in Abbildung 2.5. Unter Flammenrückschlag ist die Stromaufverlagerung der Flamme aus der Brennkammer in die Vormischzone zu verstehen. Dieser wurde im Versuch eingeleitet, indem bei sonst konstanten Betriebsbedingungen das Äquivalenzverhältnis schrittweise angehoben wurde. Für jeden Schritt wurde das Strömungsfeld 500 Mal mit niedriger Aufnahmezeit laser-optisch vermessen. Hierzu kam die zweidimensionale *Particle Imaging Velocimetry* - im weiteren mit PIV bezeichnet - zum Einsatz, um das Geschwindigkeitsfeld und die Lage der Reaktionsfront im Axialschnitt der Strömung zu erfassen. Anhand dieser beiden Messgrößen wurde mit einer speziellen Auswertungstechnik für jeden Betriebspunkt auch die turbulente Brenngeschwindigkeit an der Flammenfront berechnet. Mit einer zweiten Versuchskonfiguration ohne Vormischzone und ohne Brennkammer wurde zusätzlich die frei brennende Flamme des verwendeten Drallbrenners untersucht. Hierbei wurde simultan zu den PIV-Messungen mit Hilfe von zweidimensionaler *Laser Induced Fluorescence* - im weiteren als LIF bezeichnet - auch die Verteilung der Spezies  $\text{CH}_2\text{O}$ <sup>1</sup>, die vor allem in der Vorreaktionszone der Flamme auftritt, erfasst, um Einblick in die Struktur der Flamme und das vorliegende Verbrennungs-Regime zu gewinnen. Dies dient der Entwicklung physikalisch sinnvoller Modelle und Korrelationen für den Flammenrückschlag. Die verwendete Mess-Methodik dient dazu, eine ausreichend große Zahl zeitlich unkorrelierter Strömungsfelder aufzunehmen, anhand derer sich repräsentative Mittelwerte und Häufigkeitsverteilungen wichtiger Strömungsgrößen bestimmen lassen. Wie bereits hervorgehoben wurde, kamen hierzu spezielle Auswertungsmethoden zum Einsatz, welche die charakteristische Asymmetrie und Instationarität des Wirbelaufplatzens in besonderem Maß berücksichtigen und dadurch im Vergleich zu den Vorarbeiten sowohl präzisere als auch neue Informationen zum Strömungsfeld liefern. Die Auswertungsmethoden werden in Abschnitt 3.6 ausführlich erläutert. Darüber hinaus kann durch die beschriebene Vorgehensweise bei der Vermessung und Analyse der reagierenden Strömung zum einen mit großer Genauigkeit das kritische Äquivalenzverhältnis, die sogenannte *Stabilitätsgrenze*, bestimmt werden, bei dem der Flammenrückschlag auftritt. Zum anderen dient diese Vorgehensweise dem Ziel, erstmals zu erfassen, wie sich das reagierende Strömungsfeld bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze entwickelt und daraus neue Schlussfolgerungen bezüglich der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens und der Stabilisierung der Verbrennung zu ziehen.

---

<sup>1</sup>Formaldehyd



Die beschriebenen Versuche wurden unter Variation der folgenden Betriebsparameter durchgeführt, mit dem Ziel deren Einfluss auf den Flammenrückschlag zu bestimmen:

- **Baugröße der Teststrecke:** Ein Herausstellungsmerkmal dieser Arbeit ist der Einsatz zweier geometrisch ähnliche Drallbrenner mit einem Düsendurchmesser von  $D = 28\text{mm}$  und  $D = 40\text{mm}$ . Dadurch können im Zuge dieser Arbeit erstmals die charakteristischen integralen und turbulenten Längenmaße der Strömung variiert und deren Einfluss auf den Flammenrückschlag erfasst werden.
- **Reynolds-Zahl:** Die Reynolds-Zahl  $Re$ , gebildet mit dem Durchmesser der Vormischzone, wurde zwischen 10 000 und 50 000 variiert. Die Reynolds-Zahl ist ein Maß für den Brennerdurchsatz und der wesentliche Parameter, mit dem die charakteristischen konvektiven Zeitmaße der Strömung variiert werden können.
- **Drallzahl:** Es wurden nominelle Drallzahlen  $S_{nom}$  zwischen 0,9 und 1,1 eingestellt. Die Berechnung von  $S_{nom}$  für den verwendeten Brenner ist in Abschnitt A.11 beschrieben. Wie nachfolgend und in Abschnitt 5.1 genauer erläutert, wurde anhand der Drallzahl die Position des Wirbelaufplatzens der nicht-reagierenden Strömung eingestellt und nachfolgend nur leicht variiert, um das Strömungsfeld bei Variation der Reynolds-Zahl selbstständig zu halten. Die somit erreichte Kontrolle der axialen Position des Wirbelaufplatzens der nicht-reagierenden Strömung ist eine weitere charakteristische Methodik dieser Arbeit, welche es erstmals ermöglicht, den Einfluss der Reynolds-Zahl auf den Flammenrückschlag bei fester axialer Position des Wirbelaufplatzens zu studieren.
- **Brennstoffart:** Mit dem Ziel, den Einfluss der brennstoffspezifischen Diffusionseigenschaften auf den Flammenrückschlag zu erfassen, wurden die beschriebenen Untersuchungen mit den Brennstoffen Methan, Propan und N-Heptan durchgeführt. Dadurch wird erstmals der Einfluss der Lewis-Zahl auf Flammenrückschlag im Bereich  $Le > 1$  über einen weiten Betriebsbereich ermittelt und somit eine erste Grundlage geliefert, die Gefahr des Flammenrückschlags für länger-kettige Kohlenwasserstoffe abzuschätzen.
- **Vorwärmtemperatur:** Die Vorwärmtemperatur  $\vartheta_0$  wurde zwischen 50 und 300 °C variiert, mit Ausnahme des Brennstoff N-Heptan, für den  $\vartheta_0$  nicht über 100 °C angehoben wurde. Mit der Vorwärmtemperatur sinken sowohl die relevanten Zeitmaße der Strömung als auch der Verbrennung. Durch die Erfassung des Einflusses der Vorwärmtemperatur auf den Flammenrückschlag kann im Rahmen dieser Arbeit geklärt werden, ob die Gefahr des Flammenrückschlags durch die sinkenden Strömungszeitmaße sinkt, oder ob die Gefahr aufgrund der sinkenden reaktionskinetischen Zeitmaße steigt. Die Ergebnisse sind hochgradig relevant zur Übertragung gewonnener Stabilitätsgrenzen für länger-kettige, zündwillige Kohlenwasserstoffe auf technische Betriebsbedingungen bei deutlich höheren Vorwärmtemperaturen.

Mit Ausnahme des Drucks wurde somit der Einfluss aller wesentlichen Betriebsparameter auf den Flammenrückschlag erfasst. Die besonderen Mess- und Analysemethodik dieser Arbeit wurde über einen großen Teil des dargestellten Betriebsbereichs angewandt. Dies dient dem Ziel, erstmals die charakteristischen Veränderungen im Strömungsfeld und der Lage der Flammenfront, die mit der Annäherung an die Stabilitätsgrenze einhergehen, in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen zu identifizieren und hinsichtlich ihrer Bedeutung für den Flammenrückschlag zu

analysieren.

Die Variabilität der Drallzahl wurde nicht nur zur Erhaltung der Selbstähnlichkeit der Strömung genutzt, sondern auch, um neben dem Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen noch einen zweiten Typ des Flammenrückschlags zu untersuchen. Der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen wird im weiteren und Anlehnung an das englische *Combustion Induced Vortex Breakdown* auch als Flammenrückschlag durch CIVB bezeichnet. Wie in den Abschnitten 3.3 und 5.1 erläutert wird, wurde für diesen Typ des Flammenrückschlags die Drallzahl so eingestellt, dass das Wirbelaufplatzen der nicht-reagierenden Strömung unmittelbar am Brennkammereintritt auftritt. Für den zweiten untersuchten Typ des Flammenrückschlags wurde die Drallzahl so eingestellt, dass das Wirbelaufplatzen der nicht-reagierenden Strömung bereits innerhalb der Vormischzone auftritt. Bei diesem Typ des Flammenrückschlags propagiert die Flamme ausgehend von ihrer stabilen Lage stromab der Vormischzone innerhalb der bereits in der Vormischzone bestehenden Rezirkulationszone stromauf in die Vormischzone. Daher wird diese Art des Flammenrückschlags im weiteren auch als Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen entlang der Wirbelachse beziehungsweise und in Anlehnung an das englische *Turbulent Burning along the Vortex Axis* als Flammenrückschlag durch TBVA bezeichnet. Zur Veranschaulichung sind die untersuchten Flammenrückschläge in Abbildung 3.1 gegenübergestellt. Anhand der dargestellten Lichtbildaufnahmen sind die Flammenrückschläge nicht zu unterscheiden. Der charakteristische Unterschied liegt in der axialen Position des Wirbelaufplatzens vor dem Flammenrückschlag. Im Gegen-

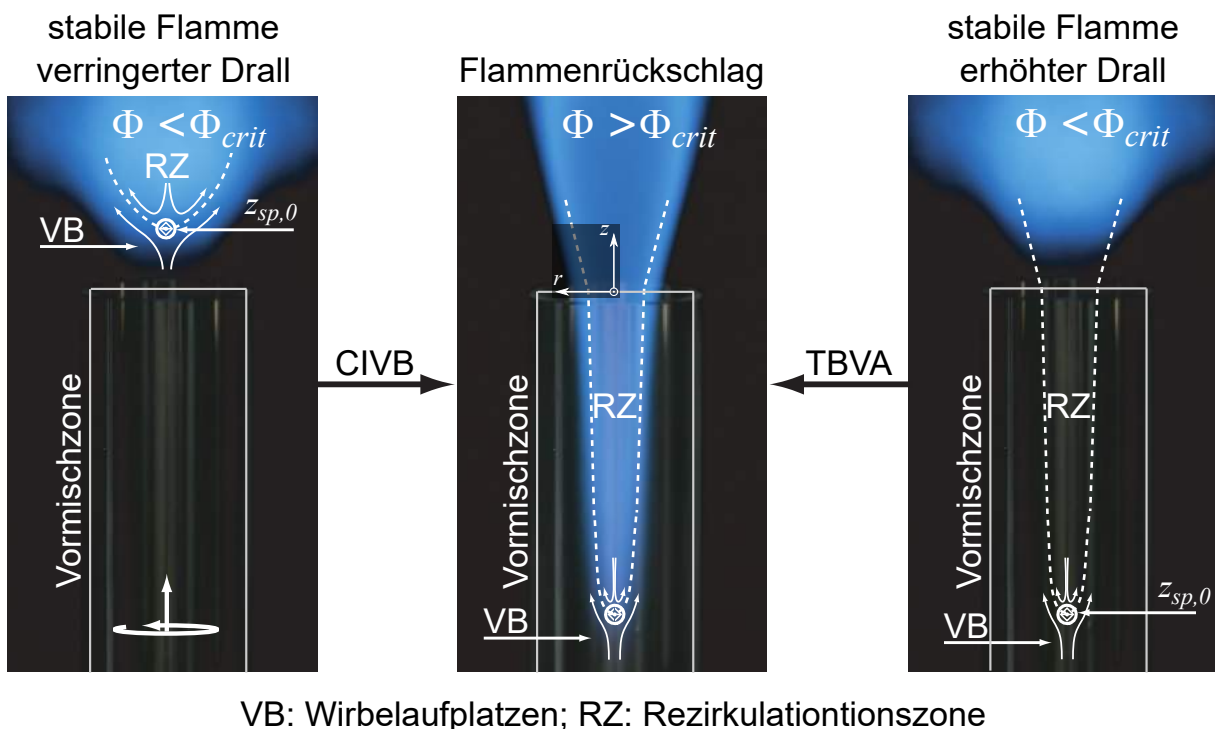


Abbildung 3.1: Gegenüberstellung des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen (CIVB) und des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse (TBVA) anhand von Lichtbildaufnahmen der Flamme vor und nach dem Flammenrückschlag; VB: Wirbelaufplatzen, RZ: Rezirkulationszone

satz zum Flammenrückschlag durch CIVB ist für das Auftreten des Flammenrückschlags durch

TBVA kein verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen notwendig. Ausschlaggebend für den Flammenrückschlag durch TBVA ist nur das turbulente Brennen beziehungsweise Verlöschen der Flamme. Im stabilen Betriebsbereich reicht die Brenngeschwindigkeit der Flamme nicht aus, um entlang der bestehenden Rezirkulationszone stromauf in die Vormischzone zu propagieren. Die Flamme schlägt zurück, sobald die Brenngeschwindigkeit der Flamme ausreichend hoch ist, sodass die Flamme innerhalb des Abschnitts der Rezirkulationszone, der sich in der Vormischzone befindet, nicht mehr verlischt beziehungsweise ausgespült wird. Anhand des Vergleichs des Flammenrückschlags durch CIVB mit dem Flammenrückschlag durch TBVA kann folglich die Bedeutung des turbulenten Brennens für das Auftreten des Flammenrückschlags unabhängig vom verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen erfasst und beurteilt werden. Dies ermöglicht die Trennung der beiden in Abschnitt 2.6.2 aufgeführten, für den Flammenrückschlag durch CIVB wesentlichen Rückschlagsmechanismen und stellt eine weitere charakteristische Methodik der vorliegenden Arbeit dar.

### 3.2 Versuchsaufbau

Der Prüfstand besteht im Wesentlichen aus einer zylindrischen Strömungsstrecke mit Normdurchmesser DN100 zur Erzeugung einer vorgewärmten Strömung aus einem perfekt vorgemischtem Gemisch aus Luft und Brennstoff, die in ein zylindrisches Plenum mit Normdurchmesser DN200 mündet. In Abbildung 3.2 ist ein Axialschnitt des Prüfstands inklusive der An- und Einbauten dargestellt. Zur Vorwärmung dient ein elektrischer Lufterhitzer mit vorgelagerten statischen

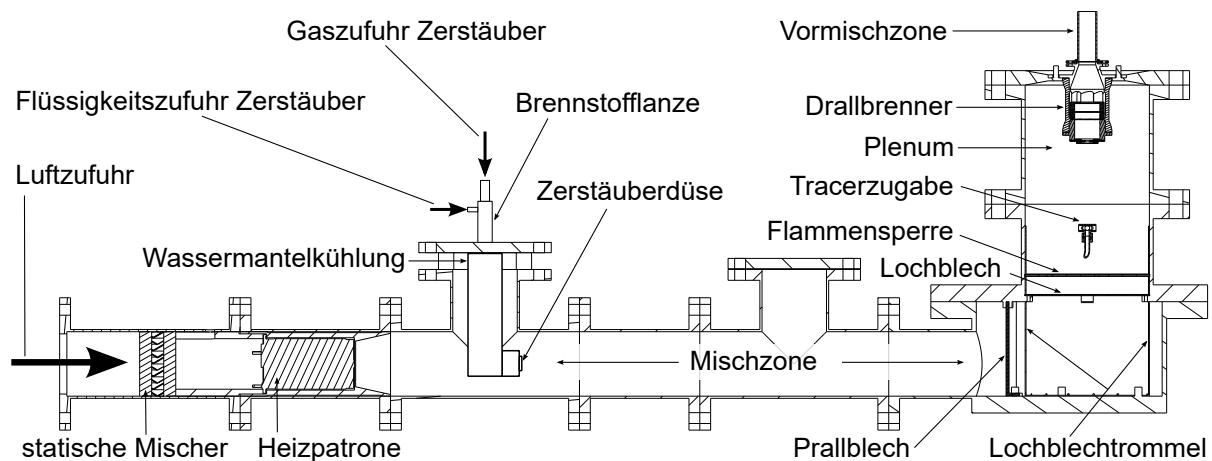


Abbildung 3.2: Axialschnittdarstellung des verwendeten Prüfstands bestehend aus Strömungsstrecke, Plenum, An- und Einbauten

Mischern. Die Einbringung des Brennstoffs erfolgt stromab des Lufterhitzers über eine Brennstofflanze mit einem luftgestützten Zerstäuber, der koaxial zur Strömungsstrecke ausgerichtet ist. Die Brennstofflanze kann innerhalb der Strömungsstrecke durch eine Wassermantelkühlung zwischen 20 und 90 °C temperiert werden<sup>2</sup>. Beim Einsatz von gasförmigen Brennstoffen bleibt der Pfad für flüssigen Brennstoff der Lanze verschlossen und der Brennstoff wird über den Luftpfad der Lanze zugeführt. Beim Einsatz von N-Heptan wird die Lanze konventionell

<sup>2</sup>einerseits um eine Überhitzung zu vermeiden und andererseits um die Verdunstung von N-Heptan zu unterstützen

mit Stützluft betrieben. Das Verhältnis von Stützluft zu Brennstoff ist abhängig vom Betriebspunkt so geregelt, dass ein N-Heptan-Spray bei allen zu untersuchenden Betriebszuständen entlang des Strömungspfades zwischen Brennstofflanze und Plenum vollständig verdunstet<sup>3</sup>. Das Plenum ist vertikal ausgerichtet und mit Einsätzen zur Strömungshomogenisierung und Flammensperrung sowie zur Einbringung von Tracer-Partikeln versehen. Die gesamte Strömungsstrecke ist mit Isolationsmaterial isoliert und auf einer Traverse<sup>4</sup> montiert, womit sie in der horizontalen Ebene sowie vertikal mit einer Genauigkeit von 0,1mm zum optischen Messaufbau ausgerichtet werden kann. In die Abströmseite des Plenums kann ein Brenner eingesetzt werden. Dies ist Abbildung 3.3 links dargestellt. Der verwendete Brennertyp basiert auf der Drall-Brennerkonstruktion von Burmberger et al. (2006b), bestehend aus einer Brennerdüse und einem vorgelagerten, geometrisch variablen Drallerzeuger. Der Drallerzeuger besteht im wesentlichen aus einem Tangential-Drallregister und einem zylindrischen Einbaukörper mit einer axialen Blende und drei Lochblecheinlagen zur Strömungshomogenisierung. Der Einbaukörper kann passgenau koaxial in das Drallregister eingeschoben werden, um die axial verlaufenden Zuströmungsschlitze des Drallregisters teilweise zu versperren. Entsprechend ergibt sich ein axialer und ein radialer Luftpfad durch den Brenner. Diese sind in Abbildung 3.3 links als dicke blaue Pfeile eingetragen. Die axiale Position des Einbaukörpers und der Blendendurchmesser sind variabel, sodass zum einen die Drallzahl und unabhängig von der Drallzahl die radiale Verteilung der Axial- und der Umfangsgeschwindigkeit, insbesondere der Wirbelkernradius  $r_{vc}$ , variiert werden kann. Der damit verbundene experimentelle Freiheitsgrad ist insofern von Bedeutung, dass bei gegebenem Strömungsdurchmesser und gegebener Drallzahl die Intensität und die Stabilität des Wirbelaufplatzens stark vom Wirbelkernradius abhängig ist. Je größer der Wirbelkernradius, desto größer ist der Durchmesser der sich bildenden Rezirkulationszone und desto weniger sensitiv ist die axiale Position des Wirbelaufplatzens gegenüber turbulenzbedingten Strömungsschwankungen und gegenüber Verbrennungseinflüssen (Burmberger et al. (2006a), Strohhäcker (2010)). Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen tritt nur unterhalb eines kritischen Wertes für den Wirbelkernradius auf, der a priori unbekannt ist und im Versuch unterschritten werden muss.

Alle der Strömungsstrecke zugeführten Massenströme sowie die Erwärmung des Strömungsmediums werden messtechnisch erfasst und automatisiert auf die vorgegebenen Werte für das Äquivalenzverhältnis, die Gemischtemperatur und die Reynolds-Zahl in der Vormischzone eingeregelt<sup>5</sup>. In Abbildung 3.3 rechts ist der optische Messaufbau zur Untersuchung der Strömung stromab des Brenners schematisch dargestellt. Verwendet wird ein zylindrisches Koordinatensystem, dessen  $z$ -Achse koaxial zur Brennerachse und positiv in Strömungsrichtung ausgerichtet ist. Um die Präsenz der Flamme innerhalb eines bestimmten axialen Bereichs zu detektieren, wurde ein Flammendetektor mit zylindrischem Sichtfeld eingesetzt. Der Durchmesser des Sichtfeldes betrug 7mm. Messungen mit PIV und LIF erfolgten im Axialschnitt der Strömung, bei einer Aufnahmezeit von 5Hz. Für die PIV-Messungen wurde ein Laserlichtschnitt mit einer Wellenlänge von 532nm eingesetzt. Dabei wurde der Lichtschnitt über ein im Abgastakt befindliches, luftgekühltes Prisma entlang der  $z$ -Richtung in die Strömung eingekoppelt und somit der ge-

<sup>3</sup>Information zur Auslegung der Vorverdunstungsstrecke findet sich in der Arbeit von Kraft (2012).

<sup>4</sup>Informationen zur Traverse finden sich in der Arbeit von Reich (2009)

<sup>5</sup>Das Frischgemischgemisch ist somit bereits stromauf der Vormischzone perfekt vorgemischt, sodass Gemischinhomogenitäten bei der Untersuchung des Flammenrückschlags stromab des Brenners ausgeschlossen werden können. Daher erfüllt die „Vormischzone“ im Rahmen dieser Arbeit nicht die Funktion der Vormischung, sondern stellt lediglich die zu untersuchende Konfiguration des Strömungskanal dar. Dennoch wird die Bezeichnung „Vormischzone“ im Weiteren beibehalten.

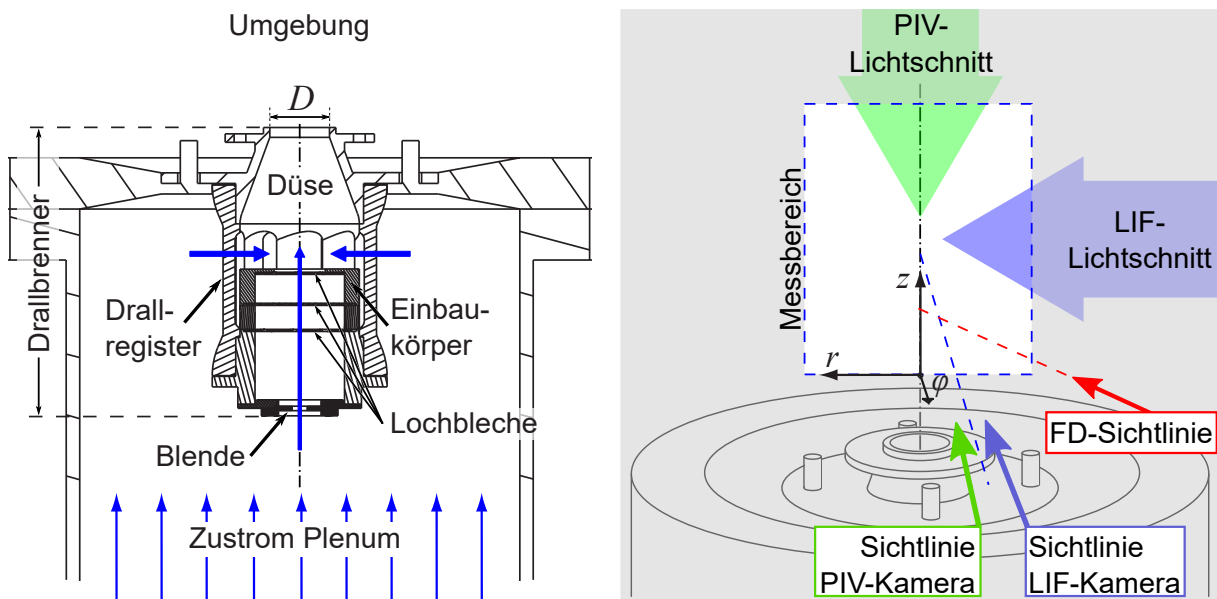


Abbildung 3.3: Versuch- und Messaufbau; links: Querschnitt durch oberes Ende des Plenums und den Brenner; rechts: schematische Darstellung der optischen Messkonfiguration; FD: Flammdetektor

samte interessierende Strömungsbereich weitestgehend ohne störende Interaktionen mit radialen Strömungsberandungen ausgeleuchtet. Die Dicke des PIV-Messvolumens variierte in radialer Richtung zwischen 0,5mm am äußeren Rand und 1,0mm auf der Achse. Als Tracer-Partikel wurden sowohl DEHS-Tröpfchen als auch  $\text{SiO}_2$ -Partikel verwendet, die der Strömung als Aerosol stromauf des Brenners zugeführt wurden. Der Trägerluftstrom wurde separat gemessen und dem Gesamtluftstrom zugeschlagen.

Zur Beurteilung des Folgeverhaltens wurden die Tracer-Partikel bezüglich ihrer Größe und ihrer Struktur analysiert. Das DEHS-Aerosol wurde mit einem luftgestützten Zerstäuber generiert und über einen Zyklon-Abscheider geleitet, in dem Partikel mit einem Durchmesser größer  $1\mu\text{m}$  abgeschieden werden sollten. Die in dem Aerosol verbleibenden Flüssigkeitströpfchen sind so klein, dass diese aufgrund der hohen Oberflächenspannung ohne Weiteres als sphärisch angesehen und daher deren Größenverteilung mit Hilfe eines Laser-Beugungs-Spektrometers bestimmt werden konnte. Darüber hinaus lässt sich das Folgevermögen sphärischer Partikel einfach anhand des bei Melling (1997) beschriebenen Verfahrens anhand der Stokes-Zahl, des Partikeldurchmessers, der Luftviskosität und der Flüssigkeitsdichte<sup>6</sup> abschätzen. Die verwendeten  $\text{SiO}_2$ -Partikel hingegen wurden mit einem Wirbelbett fluidisiert und diesem als Aerosol entnommen. In der linken Hälfte von Abbildung 3.4 sind Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen des  $\text{SiO}_2$ -Partikelniederschlags gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Primärpartikel zwar einen Durchmesser von 10 bis 40nm aufweisen, sich daraus allerdings flockenartige Sekundärpartikel bilden, deren Abmessungen den Primärpartikeldurchmesser um das 100 bis 1000-fache übersteigt. Aufgrund der Flockenstruktur, musste das Folgevermögen der  $\text{SiO}_2$ -Partikel direkt bestimmt werden. Dies erfolgte mit Hilfe eines Anderson-Kaskaden-Impaktors, wobei im Wesentlichen ein mehrstufiger Abscheideprozess über eine Lochblech-Stauscheiben-Kaskade umgesetzt wird. Durch Wiegen wird die in den verschiedenen Stufen abgelagerte Partikelmasse, und daraus unter

<sup>6</sup>Die Dichte von DEHS bei Umgebungstemperatur beträgt  $0,912\text{g/cm}^3$ .

Annahme sphärischer Partikel mit einer Dichte von  $1\text{g/cm}^3$  eine Größenverteilung bestimmt. Die Größenverteilungen der verwendeten Tracer-Partikel sind in der rechten Hälfte von Abbildung 3.4 dargestellt. Der hydraulische Durchmesser von 95% der DEHS- und  $\text{SiO}_2$ -Partikel<sup>7</sup> ist kleiner

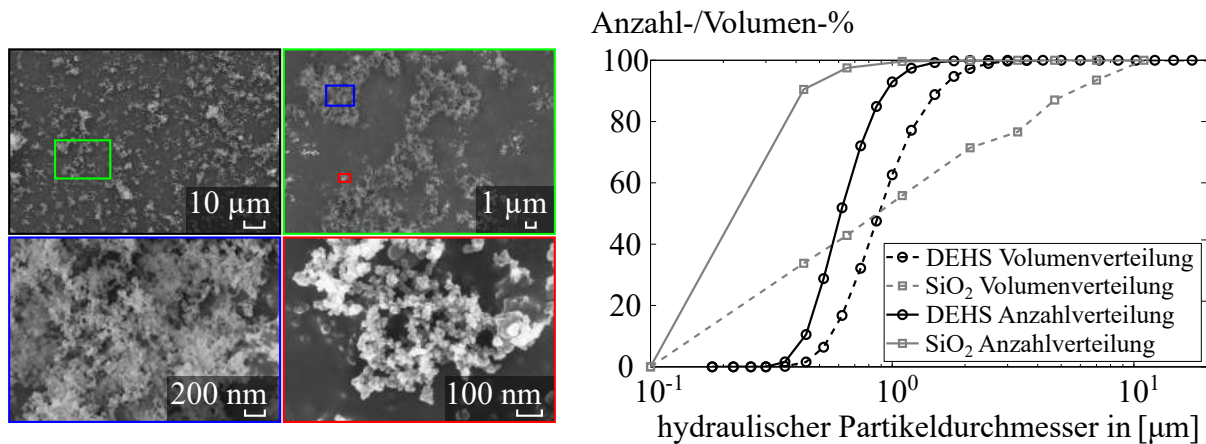


Abbildung 3.4: Eigenschaften der verwendeten Tracer-Partikel; links: REM-Aufnahmen der  $\text{SiO}_2$ -Partikel; rechts: Anzahl- und Volumenverteilung

1 beziehungsweise  $0,5\mu\text{m}$ . Entsprechend können mit den eingesetzten DEHS- beziehungsweise  $\text{SiO}_2$ -Partikel Gas-Geschwindigkeitsfluktuationen von bis zu  $5\text{kHz}$  beziehungsweise  $50\text{kHz}$  wiedergegeben werden. Der Siedepunkt von DEHS liegt im Bereich zwischen  $232$  und  $245^\circ\text{C}$ . In der reagierenden Strömung wird dieser Temperaturbereich durch das Verdunsten der DEHS-Partikel gekennzeichnet. Um das Geschwindigkeitsfeld oberhalb dieses Temperaturbereiches zu erfassen, wurden die  $\text{SiO}_2$ -Partikel eingesetzt. Der Schmelzpunkt von  $\text{SiO}_2$  liegt bei  $1700^\circ\text{C}$ , der Siedepunkt liegt bei über  $2200^\circ\text{C}$ . Folglich ist im Heißgasbereich mit einer Aufschmelzung der Partikel und ein Übergang von flockenartigen zu sphärischen Partikeln zu rechnen, welche mit der Verringerung des Partikeldurchmessers und damit des Streu-Querschnitts sowie des Folgevermögens einhergeht. Dennoch waren in den Versuchen die  $\text{SiO}_2$ -Partikel auch im Heißgasbereich noch sehr gut sichtbar. Das Folgevermögen der  $\text{SiO}_2$ -Partikel im Heißgasbereich wurde abgeschätzt mit einer Materialdichte von  $2,5\text{g/cm}^3$  und einem Partikeldurchmesser von  $3\mu\text{m}$ , und war demzufolge ausreichend, um Geschwindigkeitsfluktuationen bis  $1\text{kHz}$  aufzulösen<sup>8</sup>. Bei den  $\text{CH}_2\text{O}$ -LIF-Messungen wurde mit einem Laserlichtschnitt der Wellenlänge  $339,3\text{nm}$  die  $2^1_0 4^1_0$  Bande von Formaldehyd angeregt. Es wurde angenommen, dass das zugehörige Emissionsspektrum den Spektren ähnelt, die von Möhlmann (1985) und Klein-Douwll et al. (2000) bei Anregung mit  $354,7$  beziehungsweise  $370\text{nm}$  vermessen wurden. Demzufolge ist von einem breitbandigen Spektrum auszugehen, bei dem der Großteil der Emission zwischen  $350$  und  $500\text{nm}$  auftritt. Der LIF-Lichtschnitt wurde in die Strömung aus radialer Richtung koplanar zum PIV-Lichtschnitt eingekoppelt, wobei Brechung und Streuung des Lichtschnitts an Strömungsberandungen vollständig ausgeschlossen wurden. Die Höhe des Messvolumens betrug  $9\text{cm}$  und seine Dicke variierte zwischen  $0,4$  und  $0,8\text{mm}$ . Die PIV- und LIF-Signale wurden mit zwei Kamerasystemen erfasst, deren Sichtlinien in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene der Strömung lagen und jeweils  $3^\circ$  in negativer beziehungsweise positiver Umfangsrichtung zur Lichtschnittnormalen geneigt waren. Für die PIV-Aufnahmen wurde eine Doppelbild-CCD-Kamera mit  $1600 \times 1200$

<sup>7</sup>Bezüglich der  $\text{SiO}_2$ -Partikel handelt es sich um den äquivalenten Durchmesser von sphärischen Partikeln mit einer Dichte von  $1\text{g/cm}^3$ .

<sup>8</sup>siehe Melling (1997)

Pixel und 14 Bit eingesetzt. Die räumliche Auflösung betrug abhängig von der Baugröße des Brenners 0,0511mm/Pixel für den Brenner mit  $D = 28$ mm und 0,0763mm/Pixel für  $D = 40$ mm. Durch einen Schmalbandfilter bei 532nm mit einer Bandbreite von 10nm wurde der Beitrag des Eigenleuchtens der Flamme zum Bildsignal minimiert. Für die LIF-Aufnahmen wurde eine intensivierte CCD-Kamera eingesetzt, mit 1280 x 1024 Pixel bei 12 Bit und einer festen räumlichen Auflösung von 0,0946mm/Pixel. Durch die Tracer-Partikel gestreutes Anregungslicht wurde unterdrückt durch einen Schott Hoch-Pass-Filter KV 370 mit 50% Transmission bei 370nm.

### 3.3 Versuchskonfigurationen

Für den Versuchsaufbau stromab der Brennerdüse kamen zwei Versuchskonfigurationen zum Einsatz. Die Versuchskonfiguration 1 - im Weiteren auch als VK1 bezeichnet - stellt die Hauptkonfiguration dar und diente zur Untersuchung des Flammenrückschlags aus der Brennkammer in die vorgelagerte Vormischzone. Hingegen dient die Versuchskonfiguration 2 - im Weiteren auch als VK2 bezeichnet - der Erzeugung einer Drallflamme, die einerseits nicht durch eine Brennkammer eingeschlossen und damit wesentlich besser für optische Messtechnik zugänglich ist, aber andererseits hinsichtlich bestimmter wesentlichen Eigenschaften mit der Drallflamme in Versuchskonfiguration 1 vergleichbar ist. Die Vergleichbarkeit ist insbesondere hinsichtlich der Drallströmungsform und der charakteristischen Größenskalen des Wirbelaufplatzens und der inneren Rezirkulationszone sowie der sie umgebenden inneren Scherzone unmittelbar stromab des Wirbelaufplatzens und der dort stattfindenden Flammen-Wirbelinteraktion gegeben. Da die VK2 nicht durch eine Brennkammer sondern durch eine koaxiale Heißgasströmung eingeschlossen ist, ereignet sich das Wirbelaufplatzens etwas weiter stromab des Querschnittsprungs und der zugehörige Staupunkt fluktuiert deutlich stärker als in VK1. Auch weicht die Strömung der VK2 im Bereich der äußeren Scherzone und weiter stromab des Wirbelaufplatzens durch das Fehlen der Brennkammer merklich von der Strömung der VK1 ab. Die grundlegende Aerodynamik, die Stabilisierungsmechanismen und die turbulenten Skalen der Flamme in VK1 und VK2 sind jedoch wiederum vergleichbar, weshalb die VK2 zum Studium der Verbrennungsbedingungen in VK1 bedingt herangezogen werden kann. Mit der Versuchskonfiguration 2 wurden simultane PIV- und LIF-Messungen durchgeführt aber kein Flammenrückschlag untersucht.

Die VK1 ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Bei ihr wird die Drallströmung nach der Brennerdüse über eine Länge von  $3D$  durch ein koaxiales Quarzglasrohr geführt, welches die Vormischzone einer realen Brennkammer repräsentieren soll. An das Quarzglasrohr schließt mit einem abrupten Querschnittsprung die zylindrische und axial offene Brennkammer, ebenfalls bestehend aus einem Quarzglasrohr, mit einem Durchmesser und einer Länge von jeweils  $2,5D$  an. Als Brennkammerrückwand am Querschnittsprung zwischen den beiden Quarzglasrohren dient eine kreisringförmige Edelstahlplatte. Die Zündung erfolgte in der Abströmung der Brennkammer mit einer pneumatischen Zündlanze. Diese wurde nur zur Zündung in die Abströmung hinein und anschließend wieder hinaus bewegt.

Der Ursprung des Koordinatensystems der VK1 liegt auf der Rotationsachse auf Höhe des Querschnittsprungs. Als Flammenrückschlag wurde das Auftreten der Flamme stromauf der axialen Position  $z = -D$  definiert. Auf diese axiale Position wurde die Sichtlinie des Flammendetektors ausgerichtet. Mit ihm wurde die Stabilitätsgrenze während der Versuche bestimmt. Soweit Strömungsfeldmessungen erfolgten, wurde die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags auch anhand der mit PIV erfassten Flammenfront detektiert. Um die Versperrung des Kamera-Sichtfeldes durch die Brennkammerrückwand zu minimieren, wurde die Brennkammerrückwand über die



Breite der Vormischzone in Richtung der Sichtlinie der PIV-Kamera ausgespart und durch ein dünnes Blech ersetzt. Jedoch konnte das Geschwindigkeitsfeld direkt am Querschnittsprung über einen axialen Bereich mit einer Länge von 0,15 bis 0,3  $D$  nicht erfasst werden.

Die VK2 ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Bei der VK2 schließt direkt an die Düse ein Matrixbren-

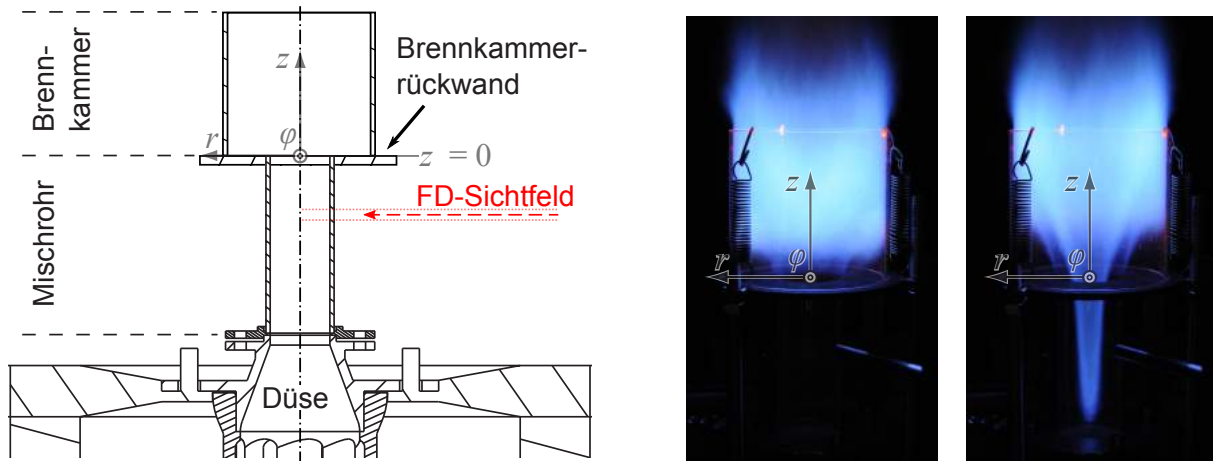


Abbildung 3.5: Versuchskonfiguration 1; links: Axialschnitt durch oberes Ende des Plenums, den Brenneraufbau mit Vormischzone und Brennkammer und das Sichtfeld des Flammendetektors; rechts: zwei exemplarische Lichtbildaufnahmen der zugehörigen Drallflamme vor und nach Überschreiten der Stabilitätsgrenze

ner an, der eine zur Brennerdüse koaxiale, kreisringförmige, vorgemischte Propan-Luft-Flamme erzeugt. Deren Abgas dient der Drallbrennerströmung als Co-Flow. Der Matrixbrenner besteht aus einer Vorkammer und einer darüber liegenden Sintermetallplatte aus Messing. Zusätzlich zu der flachen Flamme über der Sintermetallplatte bildet sich am Innenring des Matrixbrenners über dem Spalt zwischen Sintermetallplatte und der konisch auslaufenden Innenwand des Brenners eine ringförmige Flamme, durch welche die äußere Scherzone der Drallflamme stabilisiert wird. Die Zündung erfolgte im Randbereich des Matrixbrenners mit der Zündlanze von VK1. Bei gezündetem Matrixbrenner entzündet sich die Drallflamme der Hauptströmung selbständig.

### 3.4 Versuchsprogramm

Die durchgeführten Versuche lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Die erste Kategorie wird durch eine Reihe von Vorversuchen gebildet, mit welchen die grundlegenden Eigenschaften der untersuchten nicht-reagierenden und der reagierenden Strömung bestimmt wurden. Hierfür kamen die Versuchskonfigurationen 1 und 2 zum Einsatz. Die zweite Kategorie bilden die Haupt-Versuche, mit welchen der Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag erfasst wurde, wofür nur die VK1 zum Einsatz kam.

Bei den Vorversuchen wurde zunächst für die VK1 mit  $D = 40\text{mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$  und dem Brennstoff Propan der Einfluss der Drallzahl und anderer Strömungsrandbedingungen auf die Form und die Lage der Rezirkulationszone erfasst. Dies diente dem Ziel, ein Strömungsfeld darzustellen, anhand dessen der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen möglichst gut untersucht werden konnte. Hierbei stand die starke Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von der axialen Position des Wirbelaufplatzens in der nicht-reagierenden Strömung im Vordergrund.



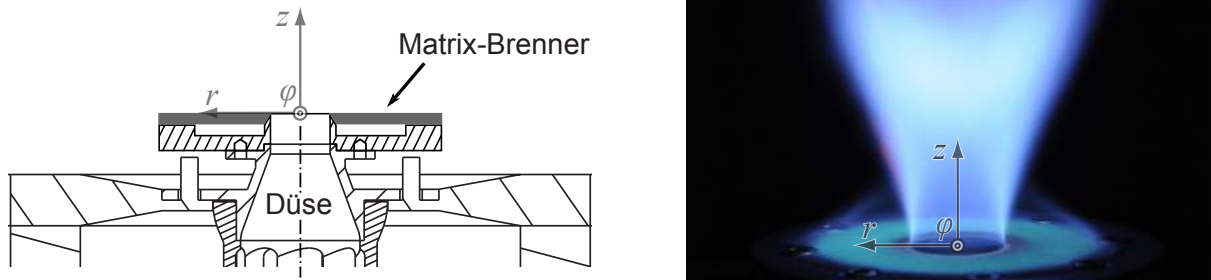


Abbildung 3.6: Versuchsconfiguration 2; links: Querschnitt durch oberes Ende des Plenums und den Brenneraufbau der Versuchsconfiguration 2; rechts: exemplarische Lichtbildaufnahmen der frei brennenden Drallflamme

Diese axiale Position ist definiert als der zeitliche Mittelwert der axialen Position des stromauf gelegenen Staupunktes  $\bar{z}_{sp,0}$  der inneren Rezirkulationszone. Der Index 0 kennzeichnet hierbei die nicht-reagierende Strömung. Die besten Bedingungen zur Untersuchung des Flammenrückschlags liegen für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  vor. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse der entsprechenden Vorversuche und der Wahl von  $\bar{z}_{sp,0}$  erfolgt in Abschnitt 5.1.

Im Weiteren war durch Vorversuche zu gewährleisten, dass das nicht-reagierende Strömungsfeld bei Variation der Strömungsrandbedingungen sowie beispielsweise der Parameter  $D$ ,  $Re$ ,  $T_0$  selbständig bleibt. Denn eine mit der Variation dieser Betriebsparametern verbundene Veränderung der Lage und Form der inneren Rezirkulationszone würde zu einer Verfälschung des registrierten Einflusses dieser Betriebsparameter auf den Flammenrückschlag führen. Beispielsweise ergaben sich auch für Versuchsconfigurationen mit und ohne Brennkammer signifikante Unterschiede hinsichtlich der Lage und der Form der Rezirkulationszone und folglich auch hinsichtlich der Stabilitätsgrenze. Erläuterungen hierzu finden sich in Abschnitt A.17. Wie in Abschnitt 2.5.4 erwähnt, wurde im Rahmen der Vorversuche insbesondere ein nicht vernachlässigbarer Einfluss der Reynolds-Zahl auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens festgestellt. In den Abschnitten A.15 und A.16 wird auf diesen Zusammenhang weiter eingegangen. Um den Einfluss der Reynolds-Zahl sowie der Baugröße des Brenners auf  $\bar{z}_{sp,0}$  zu kompensieren, musste das Drallniveau über die axiale Blende des Brenners für jeden Brenner und jede Reynolds-Zahl separat eingestellt werden. Die Frischgemischtemperatur und der Brennstoff konnten erwartungsgemäß variiert werden, ohne dass Maßnahmen zur Erhaltung der Selbständigkeit der Strömung notwendig waren.

Darüber hinaus wurde im Rahmen der Vorversuche anhand der VK2 der Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Verbrennung untersucht. Ziel dieser Untersuchungen war es, das an der Stabilitätsgrenze vorliegende Verbrennungsregime zu charakterisieren und zu prüfen, ob der Flammenrückschlag mit dem Auftreten von stark verdickten oder verlöschenden Flammenfronten einhergeht. Dies ist eine wichtige Grundlage für die Entwicklung sinnvoller Modelle und Korrelationen für den Flammenrückschlag. Hierzu erfolgten bei den in Tabelle 3.1 aufgeführten Betriebsbedingungen simultane PIV-LIF-Messungen, wobei das Äquivalenzverhältnis ausgehend von einem Wert, bei dem sich die Flammenfront durch eine sehr dünne, 0,5 bis 1mm dicke Formaldehyd-Schicht auszeichnete, schrittweise bis zu einem Wert gesenkt wurde, bei dem die

Formaldehyd-Schicht über den gesamten Heißgasbereich ausgedehnt vorlag. Unter der Annahme, dass von der Dicke der Formaldehyd-Schicht auf die Dicke der Reaktionszone der Flammenfront geschlossen werden kann, wurde für die untersuchte Strömung der Zusammenhang zwischen den Betriebsbedingungen und dem Verbrennungsregime bestimmt.

Im Anschluss an die Vorversuche wurden mit den Haupt-Versuchen zur eigentlichen Untersuchung

$D$	40mm					28mm		
Re	10 000	15 000	20 000	30 000		45 000	15 000	30 000
$\vartheta_0$	50 °C	50 °C	50	50 °C	200 °C	50 °C	50 °C	50 °C
Brennstoffe	P	M, P, H	P	M, P, H	P	P	P	P

Tabelle 3.1: Betriebsbedingungen für Versuchskonfiguration 2 zur Untersuchung der Verbrennungsbedingungen; M: Methan; P: Propan; H: N-Heptan

des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag durch CIVB übergegangen. Hierzu wurden mit der VK1 zwei Strömungsfelder dargestellt. Im ersten Strömungsfeld war die Drallzahl so gewählt, dass im nicht-reagierenden Fall der Staupunkt der Rezirkulationszone bei  $\bar{z}_{sp,0}$ , also am Eintritt zur Brennkammer lag. In diesem Strömungsfeld tritt der Flammenrückschlag durch CIVB auf. Im zweiten Strömungsfeld war die Drallzahl soweit erhöht, dass der Staupunkt zwischen  $-2D \leq \bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  stromauf des Eintritts zur Brennkammer lag. In dieser Strömung erstreckt sich die innere Rezirkulationszone von der Brennkammer bis weit in die Vormischzone. Somit ist keine verbrennungsinduzierte Stromaufverlagerung der Rezirkulationszone für das Auftreten des Flammenrückschlags erforderlich. Entsprechend der Darstellung in Abbildung 3.1 tritt in dieser Strömung der Flammenrückschlag auf, indem die Flamme innerhalb der bestehenden Rezirkulationszone stromauf in die Vormischzone propagiert. Dieser Flammenrückschlag durch TBVA tritt auf, sobald die Strömungsbedingungen innerhalb der Rezirkulationszone eine Stromaufverlagerung der Flamme in die Vormischzone erlauben. Durch Vergleich der Stabilitätsgrenzen dieser beiden Strömungsfälle zeigt sich, ob und inwieweit das nur im ersten Fall auftretende verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen gegenüber der in beiden Fällen notwendigen Flammenausbreitung innerhalb der Rezirkulationszone ein zusätzliches Hindernis für den Flammenrückschlag in die Vormischzone darstellt. Die Unterscheidung ist insofern relevant, weil in bisherigen Untersuchungen erstens das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen und zweitens die Fähigkeit der Flamme, innerhalb der Rezirkulationszone stromauf zu propagieren, als notwendige Bedingungen für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen aufgeführt wurden. Jedoch wurde nicht geklärt, welche der beiden Voraussetzungen ausschlaggebend für die Stabilitätsgrenze ist. Um dies in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen zu untersuchen, wurden für beide Strömungsfelder die Stabilitätsgrenzen über den in Tabelle 3.2 aufgeführten Parameterbereich bestimmt. Für die Betriebspunkte mit fettgedruckten Zelleneinträgen wurden zusätzlich das Strömungsfeld und die darin liegende Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze erfasst. Hierbei wurde das Äquivalenzverhältnis ausgehend von einem Wert, bei dem eine stabile Flamme vorlag, schrittweise um 0,01 erhöht. Bei jedem Äquivalenzverhältnis wurden 500 PIV-Aufnahmen durchgeführt. Zusätzlich zu den in Tabelle 3.2 hervorgehobenen Betriebspunkten wurden die Strömungsfelderfassung für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ ,  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und den Brennstoffen Methan und Propan auch bei den Temperaturen 200 °C und 300 °C durchgeführt.

$\bar{z}_{sp,0}$	$\bar{z}_{sp,0} = 0$ und $-2D \leq \bar{z}_{sp,0} \leq -1D$			
$D$	$D = 40$ mm und $D = 28$ mm			
Re	15 000, 30 000 und 45 000			
$\vartheta_0$	50 °C	100 °C	200 °C	300 °C
Brennstoffe	<b>M, P, H</b>	<b>M, P, H</b>	M, P	M, P

Tabelle 3.2: Betriebspunkte zur Bestimmung von Stabilitätsgrenzen für CIVB und TBVA mit der Versuchskonfiguration 1; M: Methan; P: Propan; H: N-Heptan

### 3.5 Definition der Stabilitätsgrenze

In Abschnitt 3.3 wurde das Kriterium für den Flammenrückschlag definiert. Demnach liegt ein Flammenrückschlag vor, wenn für die axiale Position  $z_{ff}$  der Flammenspitze gilt  $z_{ff} < -D$ . Wie in Abschnitt 5.3.1 dargestellt wird, tritt der Flammenrückschlag in der Nähe der Stabilitätsgrenze der untersuchten Strömung bei fest vorgegebenen Betriebsrandbedingungen meist statistisch fluktuierend auf. Daher wird für die Untersuchung des Flammenrückschlags ein zusätzliches Kriterium benötigt, um stabile und instabile Betriebspunkte zu unterscheiden. Hierzu wird die Wahrscheinlichkeit  $P_F = P(z_{ff}(t) < -D)$  für das Auftreten eines Flammenrückschlags herangezogen. Sie ist definiert als der Quotient des Zeitanteils, zu dem ein Flammenrückschlag vorliegt, und der Gesamtzeit  $t_{tot}$ :

$$P_F = \lim_{t_{tot} \rightarrow \infty} \frac{1}{t_{tot}} \int_0^{t_{tot}} \theta(t) dt \quad \text{mit} \quad \theta = \begin{cases} 0, & \text{wenn } z_{ff} \geq -D, \\ 1, & \text{wenn } z_{ff} < -D. \end{cases} \quad (3.1)$$

$P_F$  steigt kontinuierlich mit dem Äquivalenzverhältnis. Der Anstieg liegt im Bereich von  $5 < \partial P_F / \partial \Phi < 20$  und ist somit relativ flach. Technisch interessant wäre es nun, die Betriebsgrenze zu bestimmen, bei der der Flammenrückschlag überhaupt möglich ist oder bei der der Flammenrückschlag mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit auftritt - beispielsweise  $P_F < 0,001$ . Hierzu wären jedoch sehr lange Beobachtungszeiträume notwendig. Um die Messdauer und die Datenmenge auf ein handhabbares Maß zu beschränken und dennoch statistisch signifikante, laser-optische Untersuchung des Strömungsfeldes durchzuführen, wurde das Kriterium für die Stabilitätsgrenze mit einem relativ hohen Wert von  $P_F = 0,1$  festgelegt. Gemäß dieser Definition sind Betriebspunkte mit  $P_F < 0,1$  stabil und Betriebspunkte mit  $P_F \geq 0,1$  instabil.

### 3.6 Methoden zur Auswertung und Analyse der Messdaten

Entsprechend der bereits erläuterten Untersuchungsmethodik stützt sich die vorliegende Arbeit im Wesentlichen auf 2D-PIV- und 2D-CH<sub>2</sub>O-LIF-Messungen im Axialschnitt der Drallströmung, die für verschiedene Betriebszustände und Versuchskonfigurationen durchgeführt wurden. Durch Auswertung dieser Messdaten wurden neben dem  $u_z$ - $u_r$ -Geschwindigkeitsfeld auch die Flammenfront und die Dickenverteilung der detektierten CH<sub>2</sub>O-Schicht bestimmt und weitere statistische Analysen vorgenommen. Zur Auswertung und Analyse der gewonnenen Messdaten kam eine Reihe spezieller Methoden und Berechnungen zum Einsatz, deren Funktionsweise in diesem Abschnitt erläutert wird.

Als Rohdaten fielen zum einen die in den Versuchen eingestellten Betriebs-Randbedingungen an,

gegeben durch die Strömungskonfiguration, die Reynolds-Zahl, die Frischgemischtemperatur, den Brennstoff und das Äquivalenzverhältnis. Diese Daten bedürfen an sich keiner weiteren Auswertung. Aus der Zusammensetzung der Gasmischung wurden über Korrelationen von J. Göttgens und Peters (1992) und Müller et al. (1997) die verbrennungstechnisch relevanten Referenzgrößen der ungestörten laminaren Flamme, wie die Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$ , die Dicke  $\delta_{l,0}$ , die adiabate Flammentemperatur  $T_b$  sowie die Lewis- und die Markstein-Zahl  $Le$  und  $Ma$ , bestimmt. Das Rohsignal des Flammendetektors wurde ebenfalls direkt verwendet. Anhand dessen zeitlichen Verlaufs wurde für einen Betriebspunkt nach Einstellung stationärer Betriebsbedingungen entschieden, ob ein stabiler Betriebspunkt oder ein instabiler Betriebspunkt vorlag. Hierbei war ein sporadisches Auftreten von kurzen Flammenrückschlägen in die Vormischzone noch kein Anlass den Betriebspunkt als instabil zu werten. Erst wenn die Summe der Zeitintervalle, zu welchen der Flammendetektor eine Präsenz der Flamme in der Vormischzone detektierte, mehr als 10% der Messdauer betrug, wurde dies als Indikator für einen instabilen Betriebspunkt gewertet. Die letztendliche Einstufung als stabiler oder instabiler Betriebspunkt erfolgte nachträglich anhand der PIV-Daten entsprechend der in Abschnitt 5.3.2 erläuterten Vorgehensweise. Damit wurde die Stabilitätsgrenze definiert als der minimale Wert des Äquivalenzverhältnisses, bei dem im Versuch für ansonsten fest vorgegebene Betriebsbedingungen ein instabiler Betriebspunkt festgestellt wurde.

Im Gegensatz zu den zuvor genannten Betriebsdaten bedurften die Roh-Bilder der PIV- und der LIF-Aufnahmen einer umfangreichen Nachbearbeitung, deren Ablauf schematisch in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Als Rohdaten wurden bei beiden Messverfahren für jeden untersuchten Betriebspunkt 500 instantane Aufnahmen erfasst. Zeitreihen aus instantanen Daten sind in Abbildung 3.7 als zeitabhängige Daten dargestellt. Zunächst waren die Aufzeichnungen des Mie-Streuungs-Signals der Tracer-Partikel und die Aufzeichnungen des Fluoreszenz-Signals durch geeignete Filter von Verzerrungen und störenden Signalanteilen zu bereinigen. Im Fall der

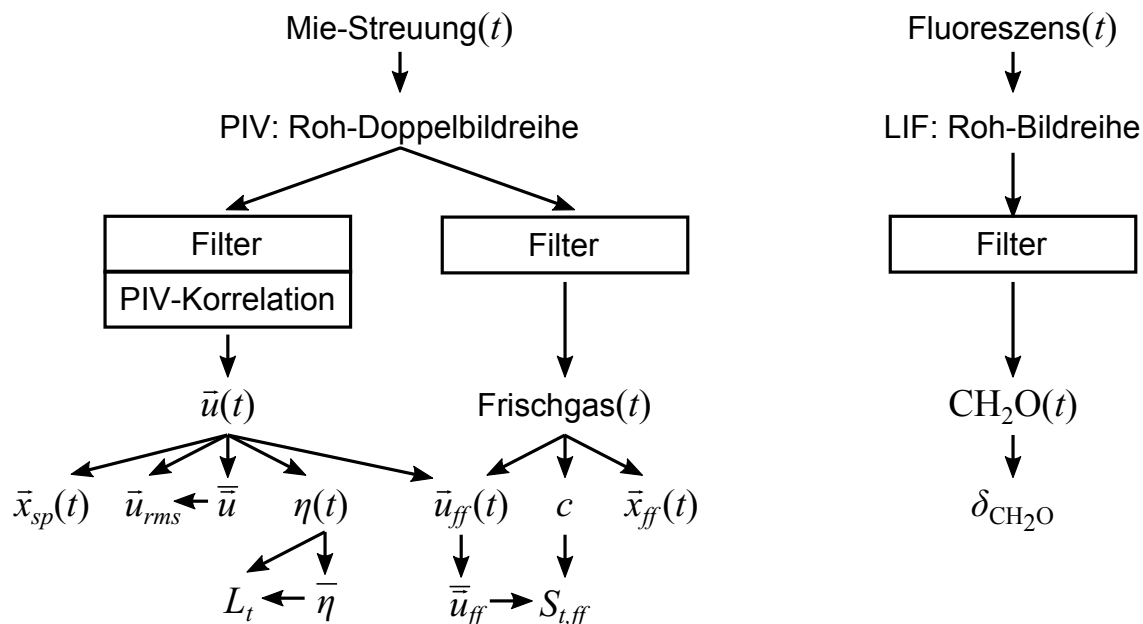


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Auswertung der PIV- und LIF-Rohdaten

LIF-Aufnahmen unterlag die Signalaufzeichnung aufgrund der photoelektrischen Verstärkung einem starken Rauschen, was eine Glättung der räumlichen Signalintensitätsverteilung erforderlich

machte. Die LIF-Messungen erfolgten ohne Kalibration. Die aufgezeichneten Intensitätsverteilungen lassen deshalb lediglich qualitative Schlüsse auf die  $\text{CH}_2\text{O}$ -Verteilung zu. Jedoch war es möglich, die untere Detektionsgrenze zu bestimmen. Hierzu wurden  $\text{CH}_2\text{O}$ -Verteilungen für Betriebsbedingungen, unter welchen eine lokal laminare Flammenfront zu erwarten war, mit numerisch berechneten  $\text{CH}_2\text{O}$ -Verteilungen eindimensionaler laminarer Flammen verglichen. Hierbei ergab sich für nahe-stöchiometrische Methan-Flammen bei  $\Phi = 0,8$  beziehungsweise  $\Phi = 0,9$  eine Dicke der detektierten  $\text{CH}_2\text{O}$ -Schicht von 0,8mm beziehungsweise 0,75mm entsprechend einer unteren Detektionsgrenze von  $10^{-5}$  Masseprozent  $\text{CH}_2\text{O}$ . Dementsprechend beträgt die experimentell bestimmte Dicke der Formaldehyd-Schicht  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  das 3- bis 5-fache der Dicke der ungestörten laminaren Flammenfront  $\delta_{l,0}$ . Aus den instantanen  $\text{CH}_2\text{O}$ -Verteilungen wurde für jede Verteilung an jeder Position in der  $\text{CH}_2\text{O}$ -Schicht deren Dicke bestimmt. Diese wurde definiert als die geringste Distanz von Randpunkten der  $\text{CH}_2\text{O}$ -Schicht, deren Verbindungsgerade diese Position beinhaltet. Durch Mittelung ergab sich daraus die räumliche Verteilung der mittleren Dicke der  $\text{CH}_2\text{O}$ -Schicht  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$ . Weitere Erläuterungen zur Bestimmung von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  sind in Anhang A.18 aufgeführt.

Im Falle der PIV-Daten sind zwei Auswertungspfade zu unterscheiden. Der erste Pfad entspricht zum Großteil der gängigen 2D-PIV-Auswertung zur Bestimmung von 2D-Geschwindigkeitsfeldern in der Messebene anhand des Verschiebungsvektorfeldes der Doppelbilder und der zugehörigen Zeitdifferenz. Das Ergebnis sind instantane Radial- und Axialgeschwindigkeitsfelder, aus welchen neben der mittleren Geschwindigkeitsverteilung und der Verteilung der Fluktuationengeschwindigkeit auch die Verteilung der azimuthalen Wirbelstärke  $\eta$  berechnet wurde. Für jede instantane Axialgeschwindigkeitsverteilung wurde zudem der Ort des zugehörigen Staupunktes  $\vec{x}_{sp}(t)$  bestimmt. Die mittlere räumliche Verteilung des integralen turbulenten Längenmaßes  $L_t$  wurde ebenfalls ermittelt. Dies erfolgte durch zeitliche Mittelung der instantanen, räumlichen Autokorrelationsverteilung des Schwankungsanteils der Wirbelstärkeverteilung und anschließende Integration über die Verschiebungsordinate der Autokorrelation. Beim zweiten Auswertungspfad wurde für jede instantane Aufnahme des Mie-Streulichtes flüssiger Tracer-Partikel durch spezielle Filter und Bildverarbeitungsalgorithmen die Frischgemischverteilung als Binärfeld gewonnen. Die Bildbereiche im Frischgemisch, in welchen die Tracer-Partikel mit einer gewissen Anzahlichte auftreten, wurden mit dem Wert 1 und die Bildbereiche im Heißgas, in welchen keine Tracer-Partikel auftreten, mit dem Wert 0 belegt. Für jede instantane Brenngasverteilung wurde zudem der Ort der Flammenspitze  $\vec{x}_{ff}$  bestimmt. Durch zeitliche Mittelung der instantanen Binärfelder ergibt sich die räumliche Verteilung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Brenngas, die im Weiteren als Reaktionsfortschritt  $c$  bezeichnet wird.

Soweit beschrieben beruhen die dargestellten Auswertungspfade auf etablierten Methoden. Darüber hinaus wurde eine neue Methode entwickelt, mit der sich anhand des Geschwindigkeitsfeldes und der Frischgemischverteilung die räumliche Verteilung der turbulenten Brenngeschwindigkeit einer hoch turbulenten Drallflamme bestimmen lässt. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Grenze des detektierten Frischgemischbereiches zugleich auch die Lage der instantanen Flammenfront ausreichend genau darstellt. Die Methode wird in Abschnitt 3.6.2 vorgestellt. Zudem ist bei der untersuchten Strömung auch eine Auswertung in mit dem Staupunkt beziehungsweise der Flammenspitze mitbewegten Koordinatensystemen sinnvoll. Dies ist zum einen auf die enge Kopplung zwischen der Rezirkulationszone und der Flamme und zum anderen auf die sehr großen zeitlichen Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld zurückzuführen. Aufgrund der Bewegung der Rezirkulationszone liefern konventionelle Mittelwerte ein sehr unscharfes Bild der Strömungseigenschaften im Bereich der Rezirkulationszone. Daher kann beispielsweise die mittlere Position des Staupunktes der Rezirkulationszone anhand des mittleren Geschwindigkeits-

feldes nur mit einem großen Fehler bestimmt werden, was auch in den bisherigen Arbeiten zum Flammenrückschlag der Fall ist. Um die Strömungsbedingungen in der Nähe des Staupunktes korrekt zu erfassen ist die Strömung in mitbewegten Koordinaten zu analysieren. Die zugehörige Auswertungsmethode und die Diskrepanz zwischen raumfester und mitbewegter Betrachtung wird in Abschnitt 3.6.1 erläutert.

### 3.6.1 Auswertung im mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinatensystem

Bei der Analyse turbulenter Strömungsphänomene ist es üblich, das Strömungsfeld in seinen Gleichanteil beziehungsweise sein zeitliches Mittel und seinen Schwankungsanteil beziehungsweise den sogenannten Effektivwert<sup>9</sup> zu zerlegen und daraus weitere Schlussfolgerungen abzuleiten. Dabei wird häufig und zurecht davon ausgegangen, dass die Schwankungen zufällig auftreten und die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion monomodal ist. Dann ist der Mittelwert zugleich auch der wahrscheinlichste Wert. Aber häufig<sup>10</sup> gilt dies nicht, insbesondere in turbulenten Drallströmungen, wo periodische und zufällige Schwankungen überlagert auftreten. Daher ist die Aussagekraft von Mittel- und RMS-Werten für drallstabilisierte Flammen zu hinterfragen. Für wesentliche Eigenschaften einer Drallflamme können sich erhebliche Diskrepanzen ergeben, wie beispielsweise zwischen der mittleren Position des Staupunktes der inneren Rezirkulationszone und dessen Position im mittleren Geschwindigkeitsfeld. Die Unterschiede werden anhand Abbildung 3.8 an einem fiktiven Strömungsfeld erläutert, dessen Eigenschaften qualitativ mit den Eigenschaften der untersuchten Drallströmungen übereinstimmen.

Betrachtet wird ein turbulentes Drallströmungsfeld mit innerer Rezirkulationszone und einem freien Staupunkt an deren Spitze. Für dessen axiale Position  $z_{sp}$  bezüglich des in Abbildung 3.8 eingetragenen Koordinatensystems gelte jederzeit  $z_{sp} \leq 0$ . Die Form und die Lage der Rezirkulationszone unterliegen starken zeitlichen Fluktuationen, welche sich aus statistischen und periodischen Schwankungen zusammensetzen. Analysiert wird das Axialgeschwindigkeitsfeld im Axialschnitt der Strömung anhand von Nullgeschwindigkeitslinien, welche den Rand der inneren Rezirkulationszone darstellen, sowie anhand radialer und axialer Geschwindigkeitsverläufe. In den jeweiligen Diagrammen sind die Graphen von drei exemplarischen, instantanen Strömungsfeldern durch farbige, gestrichelte Linien, und die Graphen des mittleren Strömungsfeldes durch durchgehende graue Linien gekennzeichnet. Die Analyse erfolgt zum einen aus der Perspektive eines raumfesten Beobachters, entsprechend der konventionellen Mittelung, anhand der Diagramme in der oberen Hälfte von Abbildung 3.8. Zum anderen erfolgt die Analyse auch aus der Perspektive eines mit dem Staupunkt der Strömung mitbewegten Beobachters, anhand der Diagramme in der unteren Hälfte. Die Perspektive des mitbewegten Beobachters ist zur Untersuchung von Drallflammen besonders nützlich, denn die Eigenschaften von Drallflammen werden maßgeblich durch den achsnahen Kernbereich der Drallflamme bestimmt, welcher durch die Flammenwurzel räumlich an die Rezirkulationszone gebunden ist. Folglich ermöglicht die Perspektive eines mit der Rezirkulationszone mitbewegten Beobachters, das Strömungsfeld quasi *aus Sicht der Flamme* zu erfassen, und damit letztendlich einen besseren Eindruck der Strömungsbedingungen zu gewinnen, welchen im Einzugsbereich der Flamme tatsächlich herrschen.

Im raumfesten Koordinatensystem befindet sich der Staupunkt der inneren Rezirkulationszone, gekennzeichnet durch ein schwarzes Kreuz, zu jedem der ausgewählten Zeitpunkte an verschiedenen

<sup>9</sup>auch als RMS-Wert bezeichnet

<sup>10</sup>wie beispielsweise für den Aufenthaltsort des Mondes auf seiner Umlaufbahn um die Erde

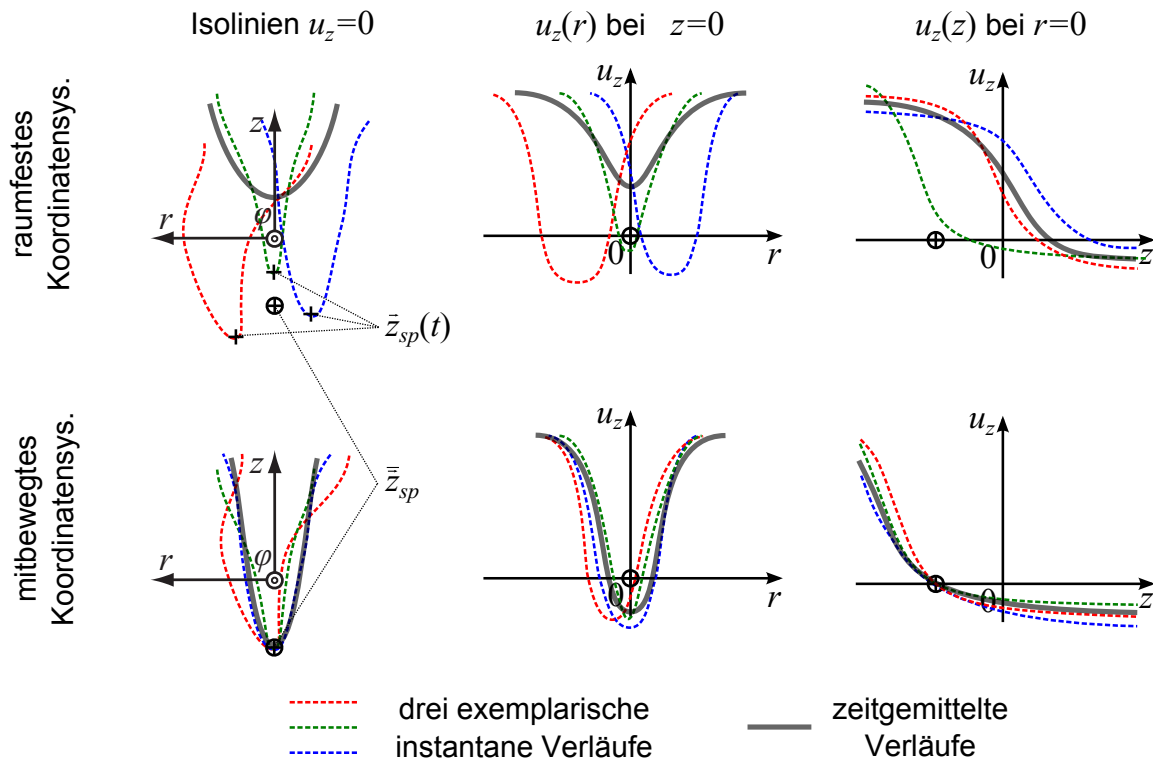


Abbildung 3.8: Unterschiede bei der Bestimmung mittlerer Strömungsgrößen in raumfesten und mitbewegten Koordinaten am Beispiel einer Drallströmung

Orten  $\vec{z}_{sp}(t)$ . Der Mittelwert des Aufenthaltsortes des Staupunktes  $\bar{z}_{sp}$  ist durch ein eingekreistes Kreuz markiert. Im Gegensatz dazu weisen die Staupunkte der instantanen Strömungsfelder im mitbewegten Koordinatensystem relativ zueinander keinen Versatz auf. Es ist festzustellen:

- An den Rändern der Rezirkulationszone treten zu jedem Zeitpunkt sehr starke Geschwindigkeitsgradienten auf, jedoch sind die Geschwindigkeiten innerhalb der Rezirkulationszone betragsmäßig deutlich geringer als die Geschwindigkeiten außerhalb der Rezirkulationszone.
- Aufgrund ihrer Bewegung wird die Rezirkulationszone bei der Bildung des mittleren Strömungsfeldes mit raumfestem Koordinatensystem stark verzerrt und versetzt abgebildet. Der Staupunkt beziehungsweise die Spitze der Rezirkulationszone des mittleren Strömungsfeldes liegt deutlich stromab des mittleren Aufenthaltsortes des Staupunktes. Die Rezirkulationszone erscheint im mittleren Strömungsfeld deutlich breiter als sie instantan auftritt. Die zeitgemittelten Geschwindigkeitsprofile weisen einen wesentlich flacheren Verlauf auf als die instantanen Geschwindigkeitsprofile.
- In dem mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinatensystem wird der räumliche Versatz zwischen den Rezirkulationszonen unterschiedlicher Zeitpunkte bezüglich ihres Staupunktes aufgehoben. Bei der Mittelung treten nur noch die Fluktuationen zwischen Strömungsfeldern mit gemeinsamem Staupunkt auf. Der Anteil der Fluktuationen, der durch die räumliche Bewegung der Rezirkulationszone entsteht, entfällt. Der Staupunkt des im mitbewegten Koordinatensystem gebildeten mittleren Geschwindigkeitsfeldes fällt mit

dem mittleren Aufenthaltsort des Staupunktes zusammen. Bezüglich der Geschwindigkeitsprofile und Form der Rezirkulationszone sind die Unterschiede zwischen instantanen Geschwindigkeitsfeldern und mittlerem Geschwindigkeitsfeld deutlich geringer als in raumfesten Koordinaten.

Die aufgezeigten Vorteile der Analyse des Rezirkulationsgebiets einer Drallströmung in mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinaten kommen bei der Erforschung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens besonders zum Tragen. Grund dafür ist die starke Kopplung zwischen dem Rezirkulationsgebiet und der Flammenwurzel. Das Erfassen dieser Kopplung und den damit verbundenen Kohärenzen und Inkohärenzen zwischen den Eigenschaften der Flamme und den Eigenschaften der Rezirkulationszone, ist ein Kernpunkt der Untersuchungen des Flammenrückschlags. Hierfür ist die Erfassung der Korrelation zwischen Rezirkulationszone und Flammenwurzel durch eine entsprechende Analyse in mitbewegten Koordinaten unerlässlich. Im Rahmen der Vorarbeiten wurden Analysen in mitbewegten Koordinaten jedoch noch nicht durchgeführt. Allerdings wird in vielen Untersuchungen die Interaktion von Flamme und Rezirkulationszone mit Hochgeschwindigkeitsmesstechnik erfasst, um die hochgradig transienten Vorgänge bei der Interaktion von Flamme und Rezirkulationszone mit ausreichender zeitlicher Auflösung zu verfolgen. Dies wiederum impliziert aber, dass den im Fokus stehenden Strömungsphänomenen in den Aufnahmen auch *räumlich gefolgt wird*, also eine Beobachtung in einem mit dem Strömungsphänomen mitbewegten Koordinatensystem stattfindet, indem der Beobachter der Bewegung bestimmter Strömungsmuster mit den Augen folgt. Jedoch kann mit diesen Untersuchungen aus technischen Gründen nur ein sehr kleines Zeitfenster erfasst werden, weshalb eine große Zahl von Vergleichsmessungen und eine entsprechende Korrelationsanalyse notwendig wäre, um statistisch signifikante Schlussfolgerungen zu ziehen.

Die Analyse des Strömungsfeldes in mitbewegten Koordinaten bietet gerade für Messtechniken ohne hohe Zeitauflösung erhebliche Vorteile, gegenüber der konventionellen Mittelung. Daher wurde für die Zwecke dieser Arbeit eine entsprechende Auswertung entwickelt und verwendet. Im Zuge dessen wurden die in Abbildung 3.7 dargestellte PIV-Auswertung sowohl in raumfesten Koordinaten als auch in mit dem Staupunkt der inneren Rezirkulationszone mitbewegten Koordinaten durchgeführt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 3.9 die Ergebnisse der Auswertung im raumfesten und im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem für das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld und zugehörige Turbulenzparameter im Axialschnitt einer exemplarischen, nicht-reagierenden Drallströmung der VK1 gegenübergestellt. Darin ist der Rand der inneren Rezirkulationszone durch eine weiß-schwarz gestrichelte Linie markiert. Die Farbskala für die Axialgeschwindigkeit endet bei einem Geschwindigkeitswert von 0. Bereiche mit negativer Axialgeschwindigkeit sind schwarz eingefärbt. In der dargestellten Strömung tritt das Wirbelaufplatzen im raumfesten Bezugssystem bei  $z = -0,55D$  auf. Diese Position ist gekennzeichnet durch die mittlere axiale Position  $\bar{z}_{sp}$  des vorderen Staupunktes der inneren Rezirkulationszone. Sie ist in den Darstellungen mit einer horizontalen schwarzen Linie markiert. Im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem stellt  $z_{sp}$  den Ursprung des Koordinatensystems dar. Folglich ist darin  $\bar{z}_{sp} = 0$ .

Für das raumfeste und das mit dem Staupunkt mitbewegte Bezugssystem ergeben sich in unmittelbarer Umgebung des Staupunktes sehr unterschiedliche Eigenschaften des Strömungsfeldes. Zunächst ist zu bemerken, dass die Spitze der inneren Rezirkulationszone im raumfesten Bezugssystem einen erheblichen axialen Versatz zu  $\bar{z}_{sp}$  aufweist, wohingegen im mitbewegten Bezugssystem kein Versatz zu erkennen ist. Des Weiteren wurde von Konle et al. (2006) anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen beim Flammenrückschlag durch CIVB innerhalb der Vor-



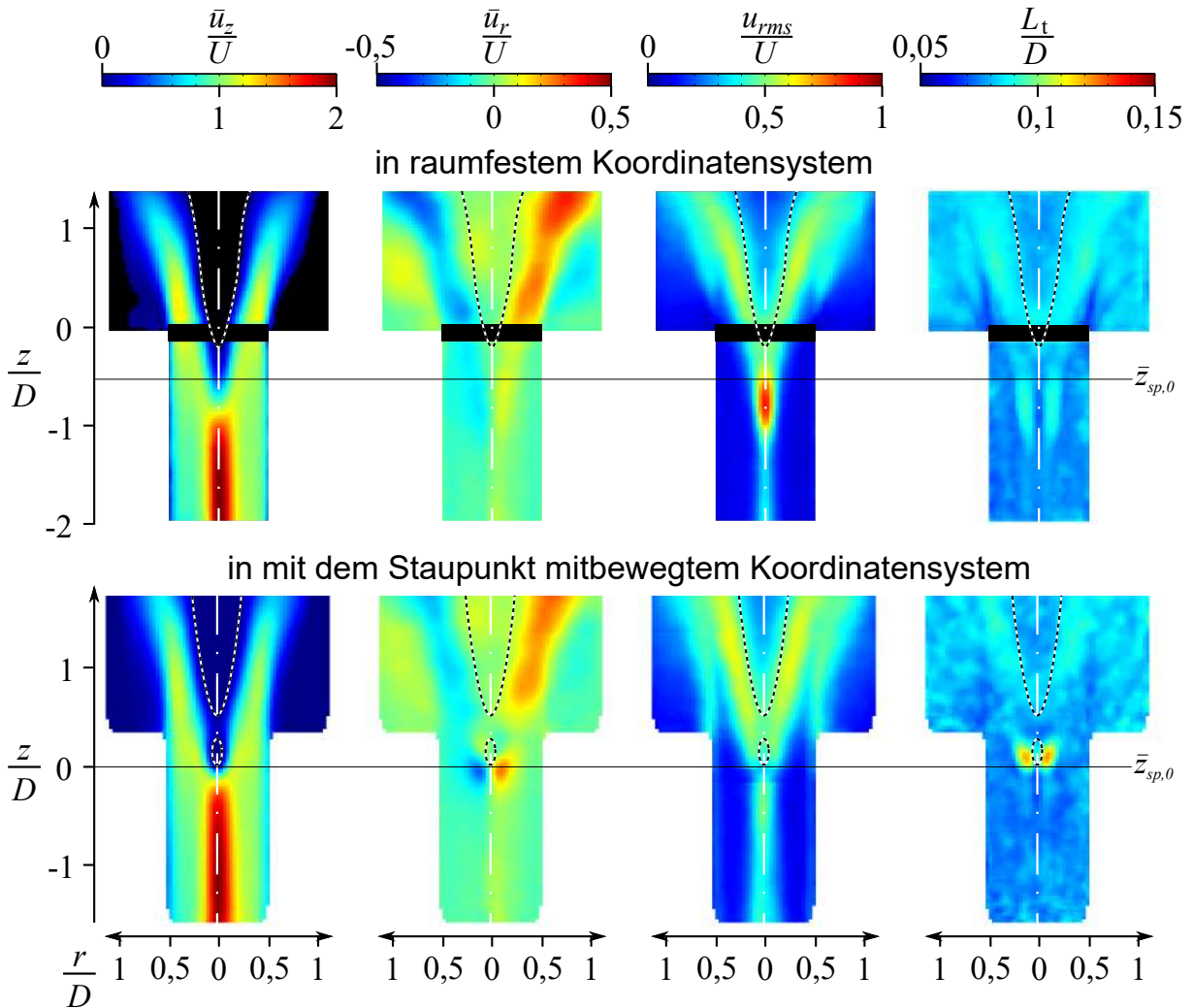


Abbildung 3.9: Gegenüberstellung der Eigenschaften des Strömungsfeldes in raumfesten und in mit dem Staupunkt mitbewegtem Koordinaten, Versuchskonfiguration 1,  $Re = 30\,000$ ,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$ ,  $S_{nom} = 0,980$

mischzone das Auftreten einer geschlossenen Rezirkulationsblase festgestellt. In Abbildung 3.9 ist zu erkennen, dass auch in der nicht-reagierenden Strömung innerhalb der Vormischzone eine geschlossene Rezirkulationsblase vorliegt. Diese ist jedoch nur im mitbewegten Bezugssystem erkennbar. Im Radialgeschwindigkeitsfeld treten am Ort des Wirbelaufplatzens im mitbewegten Bezugssystem deutlich größere Radialgeschwindigkeiten<sup>11</sup> auf, als im raumfesten Bezugssystem. Die signifikantesten Unterschiede ergeben sich bezüglich der Turbulenzgrößen. Im raumfesten Bezugssystem treten am Ort des Wirbelaufplatzens extrem hohe turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen auf. Diese sind jedoch bedingt durch die Fluktuation der axialen Position des Wirbelaufplatzens. Wie sich im mitbewegten Bezugssystem zeigt, sind diese Fluktuationen für die Rezirkulationszone de facto nicht existent. Darüber hinaus kann im mitbewegten Bezugssystem festgestellt werden, dass die Rezirkulationsblase selbst von fluktuierend auftretenden, großskaligen Wirbeln umgeben ist. Diese treten im raumfesten Bezugssystem nicht in Erschei-

<sup>11</sup>Außerdem ist im Gegensatz zum raumfesten Bezugssystem im mitbewegten Bezugssystem stromab des Wirbelaufplatzens eine zur Achse gerichtete Strömung zu erkennen, aufgrund derer sich die Rezirkulationsblase schließt.

nung. Zusammengenommen ist festzuhalten, dass eine Analyse der Strömung in einem mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinatensystem im Gegensatz zur konventionellen Analyse in einem raumfesten Koordinatensystem wesentliche Einblicke in die Strömungsverhältnisse liefert, welche gerade bei der Beurteilung der Strömungsbedingungen in unmittelbarer Umgebung der Rezirkulationszone entscheidend sind.

### 3.6.2 Bestimmung der turbulenten Brenngeschwindigkeit an stark intermittierenden Flammenfronten

Die turbulente Brenngeschwindigkeit ist bei der Untersuchung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens eine entscheidende Größe, weil sie zum einen vorgibt, wie weit stromauf sich die Flamme im Strömungsfeld relativ zur Rezirkulationszone positionieren kann. Zum anderen ist die Brenngeschwindigkeit gemäß Gleichung (2.46) maßgeblich für den lokal vor der Flamme aufgebauten Gegendruck. Von der Brenngeschwindigkeit sind somit der Ort und die Intensität des aerodynamischen Einflusses der Flamme auf das Strömungsfeld abhängig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine Methode entwickelt, mit welcher sich die räumliche Verteilung der turbulenten Brenngeschwindigkeit an der mittleren Flammenfront einer Drallflamme bestimmen lässt. Diese wird im Folgenden erläutert.

Per Definition ist die mittlere Flammenfront die Linie, auf der die Wahrscheinlichkeit, Frischgemisch beziehungsweise Heißgas anzutreffen, jeweils 50% beträgt. Lokal an einem Punkt auf der mittleren Flammenfront betrachtet, ist diese Definition gleichbedeutend mit der Tatsache, dass sich die instantane Flammenfront zur Hälfte der Zeit stromauf beziehungsweise stromab dieses Punktes befindet. Wenn sich die Intermittenz zwischen Heißgas- und Frischgemisch an einem Punkt auf der mittleren Flammenfront allein durch statistische, turbulente Fluktuationen ergibt - wie bei stationären turbulenten Flammenfronten - kann die turbulente Brenngeschwindigkeit anhand der mittleren Geschwindigkeit des Frischgemisches an der mittleren Flammenfront bestimmt werden. Bei Drallflammen jedoch führt diese Vorgehensweise aufgrund der inhärenten Instationarität der Strömung zu einer deutlichen Überschätzung der Brenngeschwindigkeit. Denn wie in Abschnitt 2.3 erläutert, treten in Drallflammen aufgrund der engen Bindung der Flamme an die Rezirkulationszone in der Umgebung der Flamme neben statistischen turbulenten Fluktuationen auch periodische, makroskopische Schwankungen auf, welche von der Bewegung der Rezirkulationszone und der sie umgebenden Wirbelsystemen im Strömungsfeld herrühren und stark mit den Schwankungen der Lage der Flammenfront korreliert sind. Dabei ist besonders zu beachten, dass außerhalb der Rezirkulationszone die Axialgeschwindigkeiten betragsmäßig deutlich größer sind als innerhalb der Rezirkulationszone und dass der Axialgeschwindigkeitsverlauf über den Rand der Rezirkulationszone nicht linear ansteigt. Die Konsequenzen, die sich daraus für die Bestimmung der Brenngeschwindigkeit ergeben, werden mit Abbildung 3.10 anhand einer eindimensionalen Betrachtung entlang der Laufkoordinate  $b$  über den Rand einer Rezirkulationszone erläutert.

Zur Vereinfachung werden alle turbulenten Fluktuationen ausgeblendet und es wird angenommen, dass die Rezirkulationszone in einer Ebene periodisch um eine Mittellage und normal zur Rotationsachse der Strömung oszilliert. Zudem wird angenommen, dass es über die Flammenfront zu keiner Gasexpansion beziehungsweise zu keinem Geschwindigkeitsanstieg kommt. Im linken Teil von Abbildung 3.10 ist die Rezirkulationszone in ihrer Mittellage als Axialschnitt in der Schwingungsebene dargestellt. Die Laufkoordinate  $b$  durchquert die Rezirkulationszone von innen nach außen und ist parallel zu deren Bewegungsrichtung ausgerichtet und raumfest bezüglich

der Mittellage der Rezirkulationszone. Im mittleren Teil von Abbildung 3.10 sind die Axialge-

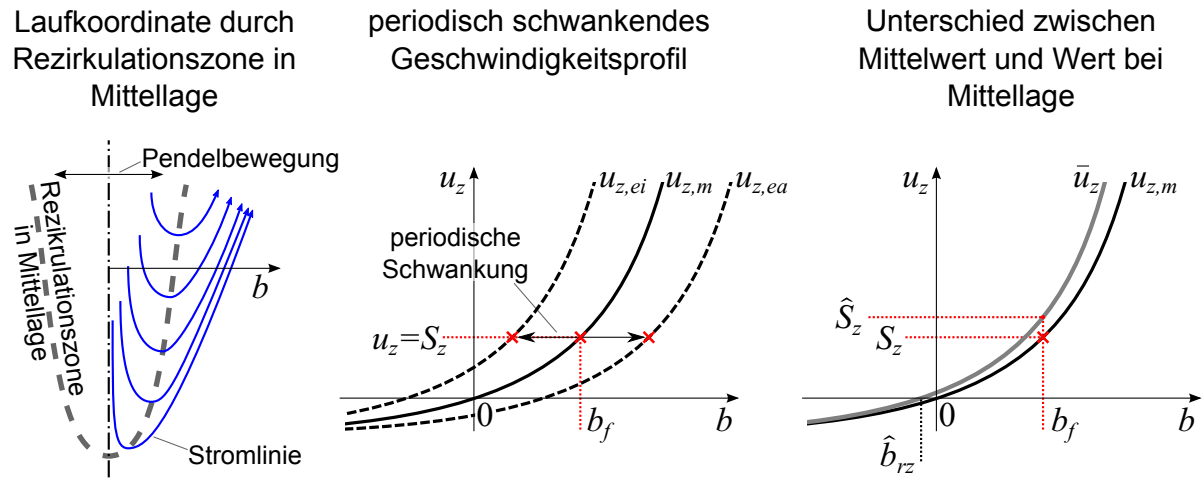


Abbildung 3.10: Fehlerhafte Bestimmung der Brenngeschwindigkeit am Rand einer sich periodisch bewegenden Rezirkulationszone

schwindigkeitsprofile der Mittellage  $u_{z,m}$  sowie der beiden Extremlagen der Rezirkulationszone,  $u_{z,ei}$  und  $u_{z,ea}$ , über der Laufkoordinate  $b$  aufgetragen. Die Position der Flamme, gekennzeichnet durch ein rotes Kreuz, ergibt sich gemäß dem Gleichgewicht aus Strömungsgeschwindigkeit und Brenngeschwindigkeit dort, wo sich die Axialgeschwindigkeit der Strömung und die axiale Komponente der Brenngeschwindigkeit  $S_z$  ausgleichen. Die Flammenfront pendelt folglich mit der Rezirkulationszone beziehungsweise dem Axialgeschwindigkeitsprofil um die Mittellage  $b_f$ . Im rechten Drittel der Abbildung 3.10 ist der zeitgemittelte Axialgeschwindigkeitsverlauf  $\bar{u}_z$  dem Axialgeschwindigkeitsverlauf der Mittellage gegenübergestellt. Aufgrund der positiven Krümmung des periodisch schwankenden Axialgeschwindigkeitsverlaufs ist der zeitliche Mittelwert der Axialgeschwindigkeit an jeder Position  $b$  größer, als der zugehörige Wert des Axialgeschwindigkeitsverlaufs der Mittellage. Entsprechend ist die  $z$ -Komponente der Brenngeschwindigkeit  $\hat{S}_z$ , die über die Position der mittleren Flammenfront  $b_f$  anhand des Mittelwerts der Axialgeschwindigkeit bestimmt wird, größer als die tatsächliche Brenngeschwindigkeit. Die Überschätzung ist noch gravierender, wenn bei der Mittelung neben Geschwindigkeiten im Frischgemisch stromauf der Flamme auch Geschwindigkeiten im Heißgas stromab der Flamme einbezogen werden.

Die anhand der modellhaften Schwankungsbewegung der Rezirkulationszone erläuterten Zusammenhänge sind prinzipiell auf alle makroskopischen Bewegungen der Rezirkulationszone übertragbar. Sie sind unbedingt zu berücksichtigen. Um die turbulente Brenngeschwindigkeit in Drallflammen zu bestimmen, ist es sinnvoll analog zu der in Abschnitt 3.6.1 beschriebenen Methode vorzugehen und lokal die Perspektive eines mit der Flammenfront mitbewegten Beobachters einzunehmen. Dies ermöglicht es, zwischen Strömungsbedingungen in der unmittelbaren Umgebung der Flammenfront und sonstigen Strömungsbedingungen zu unterscheiden und letztere bei der Mittelung unberücksichtigt zu lassen. Zielführend ist folglich ein auf die Anwesenheit der Flamme konditionierter Geschwindigkeitsmittelwert, der die Strömungsbedingungen erfasst, die tatsächlich an der Flammenfront vorherrschen.

Die Umsetzung dieser auf die Flammenfront konditionierten Mittelung wird anhand Abbildung 3.11 erläutert. Als Ausgangspunkt dient in diesem Beispiel eine Zeitreihe instantaner Geschwindigkeitsfelder und zugehöriger Flammenfronten im Axialschnitt einer Drallflamme. Durch die PIV sind die Geschwindigkeitsfelder in sogenannte „interrogation area“ beziehungsweise Messfelder

in ausreichender Auflösung diskretisiert, für die jeweils ein Axial- und ein Radialgeschwindigkeitswert hinterlegt ist. Voraussetzung für die Bestimmung der Brenngeschwindigkeit ist, dass es sich bei den hinterlegten Geschwindigkeitswerten um die Geschwindigkeit des Frischgemisches stromauf der Flammenfront handelt. Dies kann entweder dadurch erreicht werden, dass vor der PIV-Auswertung Heißgasbereiche in den PIV-Rohbildern gelöscht werden, oder indem wie in dieser Arbeit Tracer-Partikel verwendet werden, die beim Übertreten der Flammenfront verschwinden.

Unter dieser Voraussetzung werden zunächst für jedes instantane Geschwindigkeitsfeld die Messfelder an der Flammenfront selektiert. Dieser Schritt ist in Abbildung 3.11 links dargestellt. Die selektierten Messfelder sind als quadratische Kästchen visualisiert, die Flammenfront als dunkelrote Linie. Bei der nachfolgenden Mittelung wird für jede Messfeldposition je Geschwin-

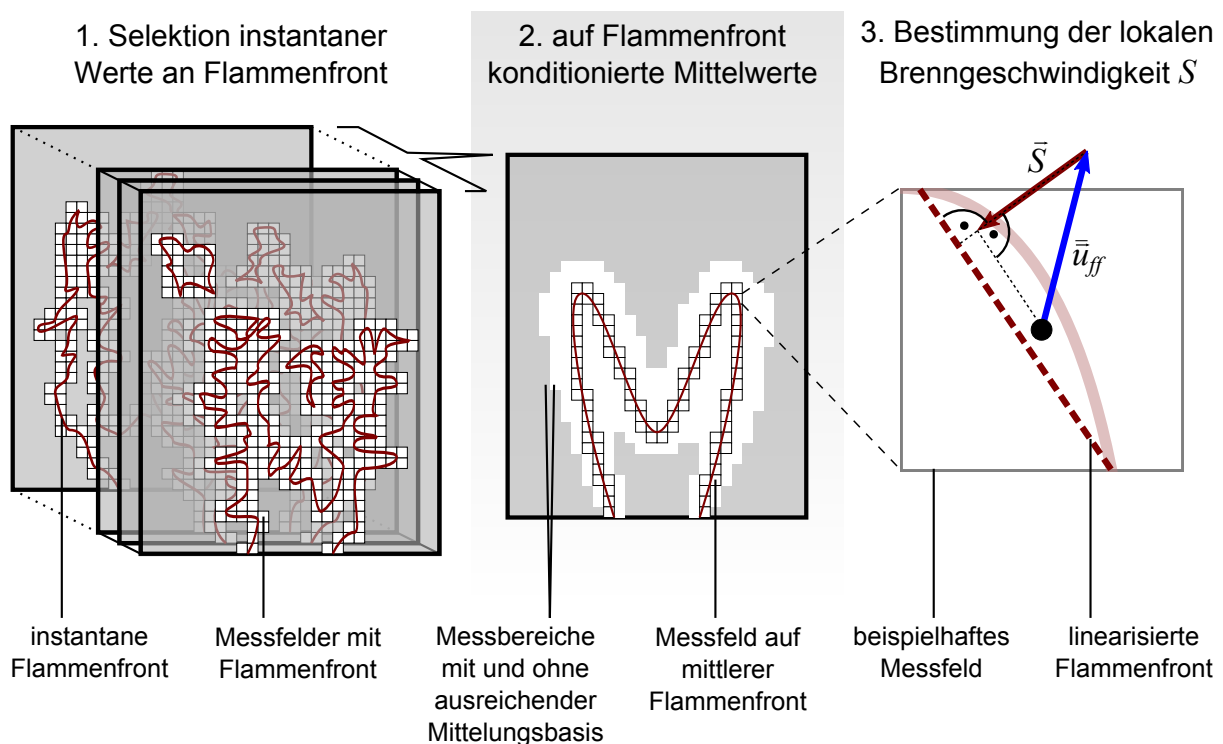


Abbildung 3.11: Bestimmung der lokalen Brenngeschwindigkeit durch selektive Mittelung von Geschwindigkeiten an der Flammenfront

digkeitskomponente ein Mittelwert gebildet, jedoch nicht wie bei der konventionellen Mittelung aus den Werten zu allen Zeitpunkten, sondern nur aus den Werten zu den Zeitpunkten, in denen sich die Flammenfront im Messfeld befand. Gewonnen wird ein auf die Anwesenheit der Flamme konditioniertes Mittelwertsfeld der Axial- beziehungsweise Radialgeschwindigkeit. Die Datenbasis der selektiven Mittelung ist aufgrund des Ausschlusses aller Messungen ohne Anwesenheit der Flamme gegenüber der konventionellen Mittelung stark reduziert. Als Kriterium für die Signifikanz des Mittelwertes ist eine geeignete Mindestanzahl an Messwerten zu ermitteln. Alle Mittelwerte ohne ausreichende Datenbasis, beispielsweise mit weniger als 100 instantanen Messwerten, sind zu verwerfen. Dieser zweite Auswertungsschritt ist im mittleren Teil von Abbildung 3.11 dargestellt. Der Bereich ohne ausreichende Datenbasis ist grau, der Bereich mit ausreichender Datenbasis weiß dargestellt. Relevant für die Bestimmung der Brenngeschwindigkeit sind die Mittelwerte der Messfelder, die auf der mittleren Flammenfront liegen. Für jedes

dieser Messfelder wird anhand der Mittelwerte der Axial- und Radialgeschwindigkeit der auf die Anwesenheit der Flamme konditionierte mittlere Geschwindigkeitsvektor in der Messebene  $\vec{u}_{ff}$  gebildet. Wie für den dritten Schritt in Abbildung 3.11 rechts dargestellt, wird der Verlauf der Flammenfront innerhalb des Messfeldes anhand der Kreuzungspunkte mit dem Rand des Messfeldes linearisiert und dazu die Normalkomponente von  $\vec{u}_{ff}$  bestimmt, deren Gegenvektor dem Brenngeschwindigkeitsvektor  $\vec{S}$  entspricht.

Mit den in Abschnitt 3.6 beschriebenen Auswertungsmethoden können anhand der durchgeführten PIV-Messungen die Lage von Staupunkt und Flammenfront simultan und instantan erfasst und statistisch analysiert werden. Zudem kann das zeitliche Mittel des Geschwindigkeitsfeldes, die räumliche Verteilung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen und des turbulenten Längenmaßes in raumfestem und erstmals auch in mit dem Staupunkt mitbewegtem Koordinatensystem gebildet und verglichen werden. Des Weiteren kann erstmals auch anhand des auf die Anwesenheit der Flammenfront konditionierten mittleren Geschwindigkeitsfeldes die räumliche Verteilung der turbulenten Brenngeschwindigkeit an der Mittellage der Flammenfront bestimmt werden. Dies ermöglicht neue, hoch interessante Einblicke in die untersuchte Strömung und den darin auftretenden Flammenrückschlag sowie in den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Strömung und den Flammenrückschlag. Diese werden im Zuge der Vorstellung der Ergebnisse dieser Arbeit in den nachfolgenden Abschnitten diskutiert.

## 4 Grundlegende Betrachtung zum verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen

Wie in Abschnitt 2.7 erläutert, zählt zu den Forschungszielen dieser Arbeit, zum Verständnis der Kausalität des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens beizutragen. In den zahlreichen Vorarbeiten zu dieser Art des Flammenrückschlags hat sich gezeigt, dass die den Flammenrückschlag verursachenden Mechanismen auf Grund der Komplexität der physikalischen Phänomene auch mit relativ mächtigen experimentellen und numerischen Methoden schwer zu erfassen sind. Außerdem sind die Ursachen des Wirbelaufplatzens an sich noch nicht in ausreichendem Maß in das Studium des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens mit einbezogen worden. Daher wurde in dieser Arbeit begleitend zur experimentellen Untersuchung des Flammenrückschlags die Aerodynamik des Aufplatzens nicht-reagierender und reagierender Drallströmungen anhand eines numerischen Stromfadenmodells für reibungsfreie Drallströmungen analysiert. Die Ergebnisse dieser Analyse werden in diesem Kapitel diskutiert. Darin zeigt sich der starke Einfluss der Zu- und Abströmungsrandbedingungen auf das Wirbelaufplatzen. Dies ist grundlegend für das Verständnis des untersuchten Flammenrückschlags und die Inhalte der nachfolgenden Kapitel.

### 4.1 Kräftebilanz und Transitions geschwindigkeit

Die nachfolgende Diskussion erfolgt in Anlehnung an die in Abschnitt 2.5.2 erläuterte *globale* Analyse des Wirbelaufplatzens. Von Benjamin (1962) wird das Wirbelaufplatzen beschrieben als die Transition einer Drallströmung von einem überkritischen Zustand zu einem unterkritischen Zustand. Beim überkritischen Zustand ist die höchste stromauf gerichtete Gruppengeschwindigkeit von Störungen beziehungsweise infinitesimaler stehender Wellen kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit. Beim unterkritischen Zustand ist das Stromaufwandern von Störungen beziehungsweise Wellen möglich. Der Übergang zwischen zwei Strömungszuständen kann ebenfalls als Welle charakterisiert werden, welche sich mit einer gewissen Propagationsgeschwindigkeit relativ zur Strömung bewegt. Relevant sind dabei nur Übergänge mit einer stromaufgerichteten Propagationsgeschwindigkeit  $c \geq 0$ . Übergänge mit kleinerer Propagationsgeschwindigkeit werden von der Zuströmung stromab getragen und verschwinden. Da die Propagationsgeschwindigkeit stehender Wellen mit zunehmendem Drall und radialem Druckgradienten oder - bildlich gesprochen - mit zunehmender Steifigkeit der Strömung steigt, ist die in höchstem Maß überkritische Strömung die unverdrallte Strömung. Mit zunehmendem Drall sinkt die Kritikalität der Strömung. Das Wirbelaufplatzen kann daher nur dann als eine Transition von einem überkritischen zu einem unterkritischen Zustand auftreten, wenn der Drall der Zuströmung nicht zu hoch ist. Ist jedoch das Drallniveau der Zuströmung bereits so hoch, das die Strömung unterkritisch ist, so ist schon die Zuströmung instabil und muss eventuell unmittelbar stromab ihrer Erzeugung in einen anderen Zustand transitionieren. Bezüglich der Transition einer überkritischen Strömung zu einer unterkritischen Strömung schreibt Benjamin (1962):

„A deduction of paramount importance in the theory is that, compared with their (sub-critical) conjugates, supercritical flows possess a deficiency of total momentum, or more precisely of total thrust or 'flow-force' defined as the integral of axial momentum flux plus pressure over a section through the flow.“

Demnach liegt die Ursache dafür, dass das Wirbelaufplatzen sich in der Strömung etabliert, in der axialen Kräftebilanz über den Strömungsquerschnitt. Stromauf der Transition beziehungsweise des Wirbelaufplatzens ist die Summe der axialen Druck- und Impulskräfte über den Strömungsquerschnitt kleiner als stromab der Transition. Für den Bilanzraum des Transitionsbereiches der Strömung ergibt sich somit eine stromauf gerichtete Resultierende. Der damit verbundene stromauf gerichtete Schub, wird entweder, wie beispielsweise im Falle eines divergenten Strömungskanals über die Kanalwände aufgenommen, oder führt dazu, dass die Transition stromauf propagiert. Dieser Zusammenhang kann auch auf Transitionen mit unterkritischer Zuströmung erweitert werden. Eine Transition zwischen zwei beliebigen Strömungszuständen kann sich nur dann stromauf ausbreiten, wenn die Axial-Kräftebilanz um den Transitionsbereich eine stromaufgerichtete Resultierende liefert. Der Zusammenhang wird anhand Abbildung 4.1 für das Wirbelaufplatzen in einem zylindrischen Strömungskanal weiter erläutert. Dargestellt ist der Axialschnitt durch den Strömungsbereich der Transition, links im raumfesten Bezugssystem und rechts im mit der Transition mitbewegten Bezugssystem. Die kolumnare Zuströmung erfolgt über die kreisförmige Querschnittsfläche  $A_1$ . Die Abströmung ist annular mit der ringförmigen Querschnittsfläche  $A_2$ . Bei der Axialkräftebilanz über das mit einer blau-gestrichelten Linie umrahmte Transitionsgebiet sind die Axial-Impuls- und die Druckkräfte zu berücksichtigen, gekennzeichnet durch Index  $I$  und  $p$ . Für die durch die Abströmung nicht erfasste Querschnittsfläche der Rezirkulationszone wird ruhendes Fluid und der Druck am inneren Rand der Abströmung angenommen. Im raumfesten Bezugssystem ergibt sich wegen  $F_1 < F_2$  für das Fluid innerhalb des durchströmten Bilanzraums eine resultierende stromauf gerichtete Axialkraft und Beschleunigung. Im mit

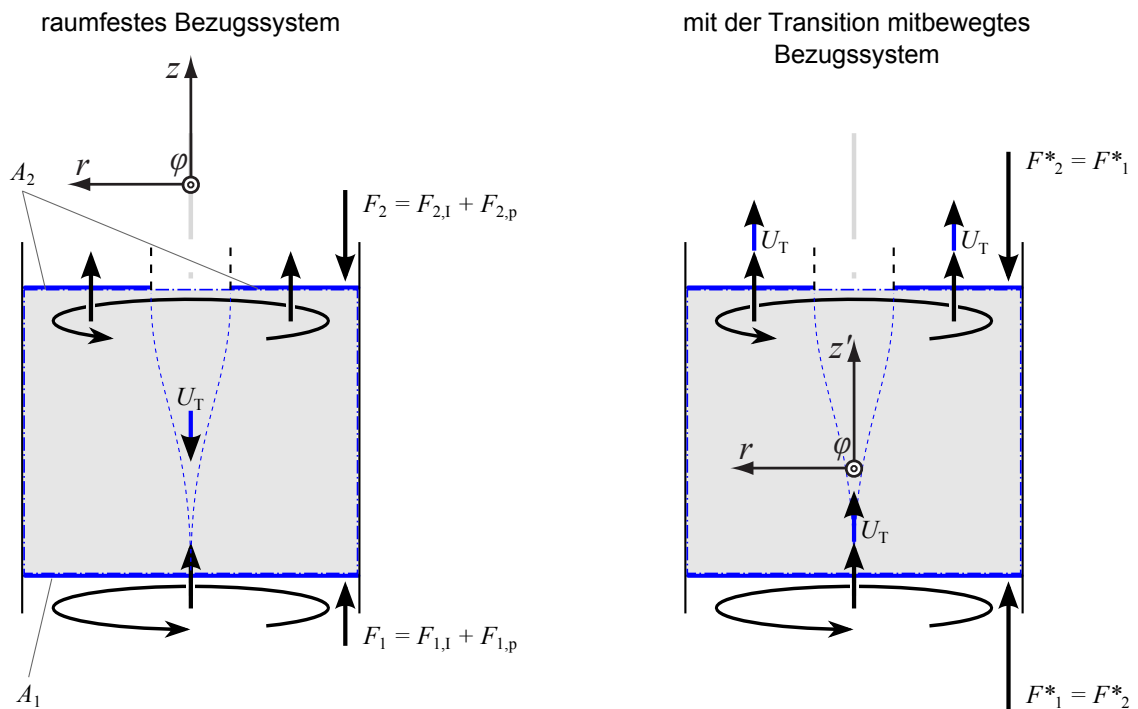


Abbildung 4.1: Axial-Kräfte und Transitions geschwindigkeit des Aufplatzens einer axialsymmetrischen, zylindrischen Drallströmung in raumfesten und in mit der Transition mitbewegten Bezugssystem.

der Transition mitbewegten Bezugssystem sind die Zu- und Abströmungsgeschwindigkeiten um die Transitions geschwindigkeit  $U_T$  erhöht. Dadurch ergeben sich für die Zu und Abströmungs-

querschnittsfläche höhere axiale Impulskräfte. Jedoch ist das Axialgeschwindigkeitsniveau in  $A_1$  auf Grund der größeren Querschnittsfläche niedriger als in  $A_2$ . Folglich ist der relative Anstieg der Axialgeschwindigkeit und der axialen Impulskraft für die Zuströmungsquerschnittsfläche größer als für die Abströmungsquerschnittsfläche und zwar so, dass  $F_1^* = F_2^*$ . Die ausgeglichene Kräftebilanz im mitbewegten Bezugssystem stellt gleichsam das Kriterium zur Bestimmung der Transitions geschwindigkeit  $U_T$ . Die dargestellten fluidmechanischen Zusammenhänge, können durch ein entsprechendes numerisches Strömungsmodell leicht für beliebige Drallströmungsformen studiert werden. Das in dieser Arbeit verwendete Modell wird im folgenden Abschnitt 4.2 vorgestellt.

## 4.2 Numerisches Stromfadenmodell

Der in Abschnitt 4.1 beschriebene Ansatz wurde bereits von Fritz (2003) und von den in Ishizuka (2002) zusammengefassten Arbeiten in verschiedenen analytischen Modellen zur Erklärung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens aufgegriffen. Jedoch sind die dort verwendeten Modelle auf Rankine-Wirbel beschränkt und bedürfen einer a priori Festlegung der Abströmungsform. In der vorliegenden Arbeit wurde der Ansatz durch ein numerisches Stromfadenmodell deutlich erweitert. Es werden keine Vorgaben bezüglich der Abströmungsrandbedingungen nach der Transition mehr benötigt, und es können beliebige Zuströmungsformen angenommen werden. Vor allem durch den Wegfall von Annahmen bezüglich der Abströmung kann mit dem Modell eine deutlich größere Anzahl von möglichen Abströmungen, im Folgenden als *Lösungen* bezeichnet, berechnet und analysiert werden. Zudem können mit dem Modell auch Strömungen mit verbrennungsbedingter, lokaler Wärmezufuhr analysiert werden, wobei die Flamme als Dichtesprung mit zugehörigem thermodynamischen Druckverlust betrachtet wird.

Wie bei den meisten analytischen Modellen wird die Strömung als axialsymmetrisch, reibungsfrei und laminar angenommen. Die Strömung wird in radialer Richtung durch koaxiale ringförmige Stromröhren diskretisiert, für welche die Erhaltungssätze für Masse, Energie und Impuls erfüllt werden. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.2 exemplarische Stromröhren dargestellt. Mit dem Modell können Strömungstransitionen für beliebige Außendurchmesser berechnet werden<sup>1</sup>. Die folgende Diskussion beschränkt sich jedoch auf Transitionen bei konstantem Außendurchmesser. Die Berechnung einer bestimmten Lösung aus der Menge aller möglichen Lösungen, erfolgt iterativ von der äußersten Stromröhre zur innersten Stromröhre nach Maßgabe des statischen Drucks am Außenradius der Abströmung. Ist der statische Druck am Außenradius der Abströmung niedriger als am Außenradius der Zuströmung, so beschleunigt die Außenströmung, woraufhin sich die Stromröhren in der Regel zu größeren Radien verlagern. Im achsnahen Bereich der Strömung kann dies zur Ablösung und damit zum Wirbelaufplatzen führen, wobei sich eine innere Strömungsgrenzfläche zwischen der Hauptströmung und einem von der Hauptströmung nicht durchströmten Bereich, der sogenannten Rezirkulationszone, bildet. Die Rezirkulationszone wird im Modell als eigener abgeschlossener und reibungsfreier Strömungsbereich angesehen, der die Druckrandbedingungen auf der inneren Strömungsgrenzfläche erfüllt, aber mit der Hauptströmung nicht weiter wechselwirkt. Es sind die beiden in Abbildung 4.2 linker und rechter Hand der Strömungsachse dargestellten Fälle zu unterscheiden, wobei der Bereich der Hauptströmung am Rand der inneren Strömungsgrenzfläche als *Kernbereich* bezeichnet wird. Im ersten Fall löst sich die Strömung von der Achse, ohne dass es im Kernbereich der Strömung zu einer Stagnation

<sup>1</sup>Entsprechende Ergebnisse enthält Anhang A.14



kommt. Im zweiten Fall kommt es bei der Ablösung der Hauptströmung von der Achse in dem an die innere Strömungsgrenzfläche angrenzenden Kernbereich der Hauptströmung zur Stagnation. Dies ist der Fall, wenn der Totaldruck der Strömung an der inneren Grenzfläche kleiner ist als der von der umgebenden Strömung aufgeprägte statische Druck. Da die Stagnation nicht mit einer sta-

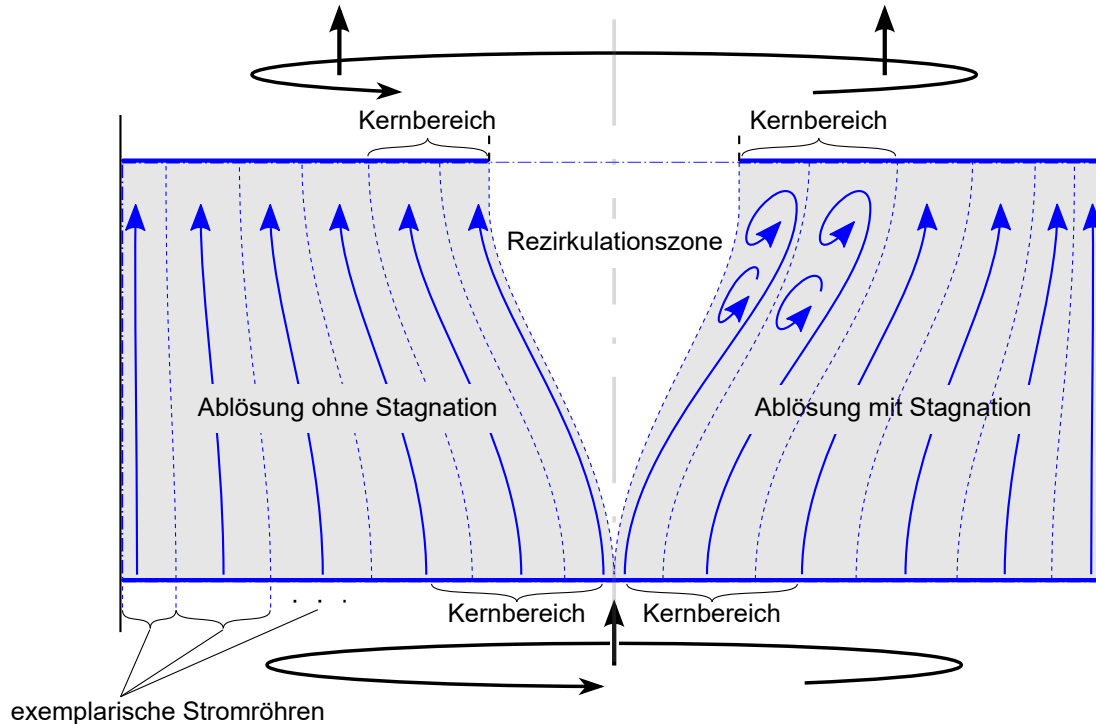


Abbildung 4.2: Ablösung beim Wirbelaufplatzen mit und ohne Stagnation

tionären Lösung vereinbar ist, muss in diesem Fall die Annahme einer reibungsfreien, laminaren Strömung aufgegeben werden. Stattdessen wird angenommen, dass sich im Stagnationsbereich und dem daran angrenzenden Bereich der Außenströmung eine turbulente, reibungsbehaftete Grenzschicht bildet. Die zur Förderung des abgelösten Fluids notwendige Energie wird der umgebenden Strömung durch den reibungsbehafteten, turbulenten Transport innerhalb der Grenzschicht entzogen. Als Resultat bildet sich eine stationäre turbulente Grenzschicht. Die Strömung wird dann unter der Vorgabe berechnet, dass sich für alle Strömungsgrößen ein kontinuierlicher Übergang zwischen der turbulenten Grenzschicht und der laminaren Außenströmung ergibt. Auf der Suche nach dem Wirbelaufplatzen für eine vorgegebene Zuströmung werden der statische Druck am Ausströmungsrand ausgehend vom Wert des statischen Drucks am Zuströmungsrand sukzessive reduziert und die zugehörige Abströmung und Axial-Kräftebilanz zwischen Zu- und Abströmquerschnitt berechnet. Gesucht ist die Strömung, für die eine Abströmung mit innerer Ablösung und ausgeglichener Axial-Kräftebilanz auftritt. Diese entspricht dem Fall des Wirbelaufplatzens. Eine solche Lösung existiert nicht für jede Zuströmung und wenn, dann existiert in der Regel nur eine solche Lösung. Die Lösungsfindung wird in Abschnitt 4.3 genauer erläutert. Mit Hilfe der beschriebenen Vorgehensweise kann für jede beliebige Zuströmung das Auftreten des Wirbelaufplatzens überprüft und gegebenenfalls die zugehörige Abströmung berechnet werden. Anhand Abbildung 4.3 werden Vorhersagen des Stromfadenmodells mit dem Stabilitätsdiagramm von Escudier (1988) für Rankine-Wirbel verglichen<sup>2</sup>. Die roten Kreuze markieren

<sup>2</sup>Weitere Erläuterungen zum Vergleich finden sich in Abschnitt A.12

punktueller Vorhersagen des Stromfadenmodells für das Wirbelaufplatzen. Nennenswerte Abweichungen ergeben sich nur bei Strömungen mit sehr kleinem Wirbelkern auf Grund nicht ausreichender numerischer Genauigkeit. Zum einen ist wegen der im Wirbelkern vorliegenden hohen Gradienten der Strömungsgrößen eine sehr hohe räumliche Auflösung erforderlich. Zum anderen muss zur Identifikation des frühestmöglichen Auftretens von Wirbelaufplatzen eine sehr hohe Anzahl von Strömungen mit sehr feiner Abstufung des Drucks am äußeren Rand berechnet werden. Die dazu notwendige Genauigkeit wurde im Rahmen der durchgeführten Arbeit nicht erreicht.

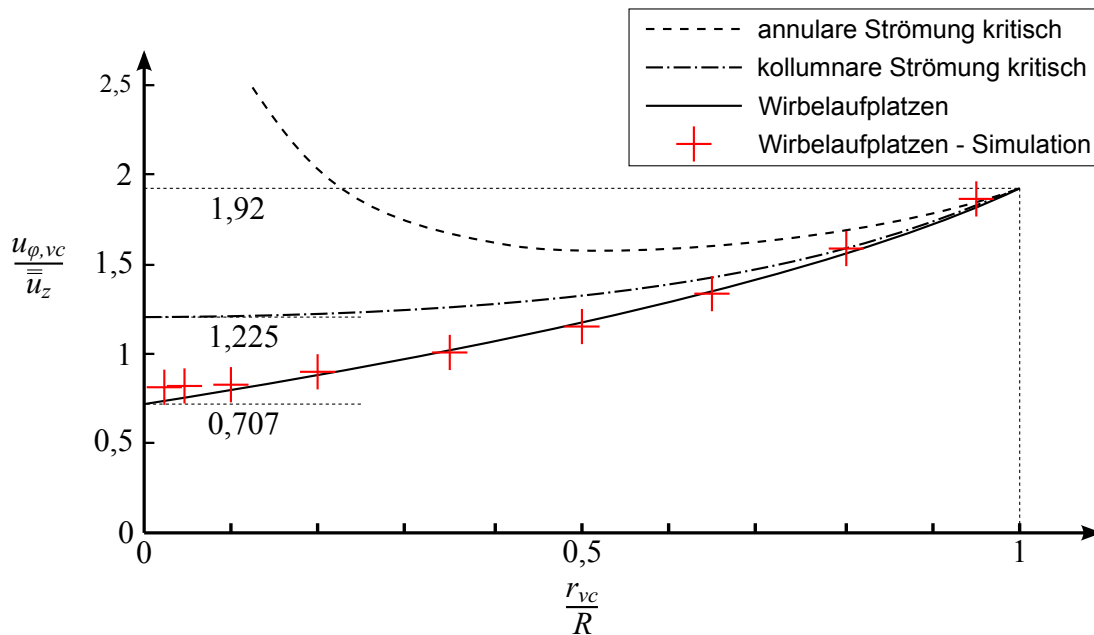


Abbildung 4.3: Ergebnisse des entwickelten Stromfadenmodells eingetragen im Stabilitätsdiagramm für Rankine-Wirbel mit homogener Zuströmung von Escudier (1988).

### 4.3 Mögliche Zustände einer Drallströmung

Für eine gegebene Zuströmung lässt sich mit Hilfe des vorgestellten Stromfaden-Modells unter Vorgabe des statischen Drucks  $p_s(R)$  am Außenradius der Strömung die Existenz eines alternativen Strömungszustandes überprüfen und, sofern dieser existiert, auch berechnen. Die Menge der möglichen Zustände einer Drallströmung ergibt sich somit als Funktion des statischen Drucks am Außenradius des Abströmquerschnitts  $p_s(R)$ , wobei für das Wirbelaufplatzen nur Fälle mit beschleunigender Außenströmung relevant sind, entsprechend dem Parameterbereich  $p_s(R) < p_{s,1}(R)$ . Durch Reduktion von  $p_s(R)$  verlagern sich die Stromröhren in der Regel zu größeren Radien, wobei sich im Kern der Strömung ein inneres Ablösegebiet bildet, welches an den Innenradius  $r_i$  der innersten Stromröhre angrenzt. In Abbildung 4.4 ist für Zuströmungen mit Rankine- und Burgers-Wirbel bei drei Drallzahlen für die zugehörigen Lösungsmengen der Zusammenhang zwischen der Größe des Ablösegebiets beziehungsweise der Rezirkulationszone, gegeben durch  $r_i$ , und der resultierenden, stromaufgerichteten Axialkraft aufgetragen. Im Bereich der durchgezogenen Linien fand die innere Strömungsablösung ohne Stagnation statt.

In den Abschnitten mit gestrichelten Linien trat Stagnation und eine entsprechende turbulente Grenzschicht auf. Für die dargestellten Fälle können folgende Beobachtungen gemacht werden:

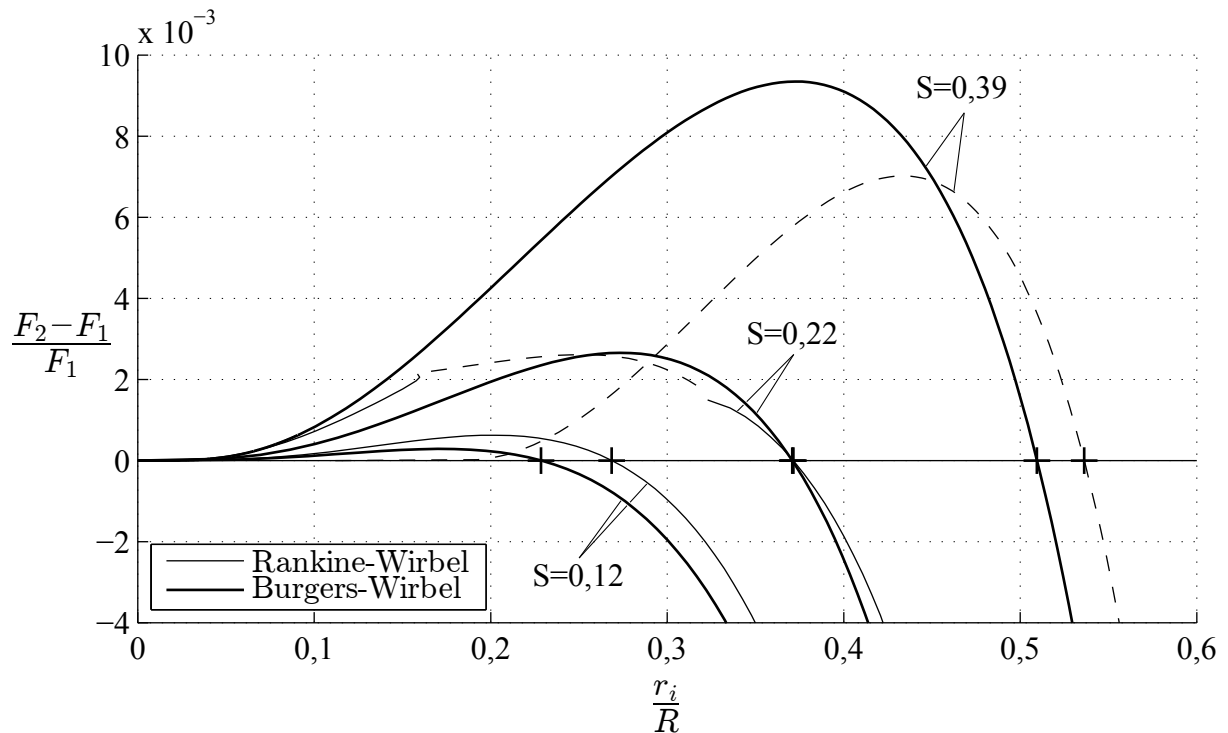


Abbildung 4.4: Exemplarische Mengen möglicher Strömungslösungen in Abhängigkeit von Drallzahl und Strömungsform.

Für den Ausgangszustand der Zuströmung bei  $r_i = 0$  liegt eine ausgeglichene Axialkräftebilanz vor. Ausgehend von diesem ersten Gleichgewichtszustand steigt die resultierende Axialkraft mit zunehmendem Innenradius der Strömung zunächst bis zu einem Maximum an und fällt dann monoton ab und wird negativ. Der nach dem Maximum auftretende Nulldurchgang ist mit einem Kreuzchen markiert und stellt neben dem Ausgangszustand einen zweiten Gleichgewichtszustand mit ausgeglichener Axialkräftebilanz dar. Für eine ausgeglichene Axialkräftebilanz ergibt sich für die Transitionsgeschwindigkeit  $U_T = 0$ . Ist die resultierende Axialkraft positiv beziehungsweise stromauf gerichtet, so ist auch die Transitionsgeschwindigkeit positiv in Richtung stromauf.

Der Zusammenhang zwischen dem Abströmungszustand beziehungsweise dem Innenradius der Abströmung und der resultierenden Axialkraft über den Transitionsbereich kann als Randbedingung für die zeitliche Entwicklung der Transition interpretiert werden. Ausgehend von einem beliebigen Zustand mit positiver resultierender Axialkraft kann zunächst davon ausgegangen werden, dass dieser sich stromauf im Strömungsgebiet ausbreitet. Im Sinne des Wirbelaufplatzens der Zuströmung mit  $r_i = 0$  ist dabei vorausgesetzt, dass sich alle Zustände mit kleineren Innenradien bereits zuvor stromauf ausgebreitet haben. Mit anderen Worten, der Strömungszustand mit positiver resultierender Axialkraft kann sich im Zuge der Stromaufpropagation während der Transition nur in Richtung zunehmendem  $r_i$  entwickeln. Eine Entwicklung zu kleineren Innenradien würde einer Stromabpropagation entsprechen, was im Widerspruch zur positiven resultierenden Axialkraft gegenüber der Zuströmung steht. Im Umkehrschluss führen Zustände mit negativer resultierender Axialkraft in Richtung abnehmender  $r_i$ .

Von den beiden identifizierten Gleichgewichtszuständen, kann der zweite als eindeutig stabil

identifiziert werden, da die Ableitung der resultierenden Axialkraft nach  $r_i$  negativ ist. Eine Auslenkung von diesem Gleichgewichtszustand führt zu einer rückstellenden Axialkraft. Eine positive resultierende Axialkraft bewirkt eine Propagation der Strömungslösung in Richtung stromauf und eine negative Resultierende bewirkt eine Propagation in Richtung stromab, sodass sich letztendlich wieder der Strömungszustand mit ausgeglichener Axialkräftebilanz einstellt. Hingegen scheint der Ausgangszustand beziehungsweise der erste Gleichgewichtszustand auf den ersten Blick metastabil zu sein, denn die Ableitung der resultierenden Axialkraft nach  $r_i$  scheint gleich Null zu sein. Tatsächlich ist die Ableitung leicht negativ, der Zustand also streng genommen ebenfalls stabil. Jedoch kann eine kleine Auslenkung von diesem Zustand in den Bereich mit positiver resultierender Axialkraft führen, von dem aus die Strömung zum zweiten Gleichgewichtszustand transitioniert.

Anhand der dargestellten Fälle wird der starke Einfluss der Drallzahl auf den zweiten Gleichgewichtszustand der Strömung deutlich. Je größer die Drallzahl, desto größer ist der sich einstellende Innenradius. Außerdem steigt die treibende resultierende Axialkraft mit der Drallzahl stark an. In Bezug auf den bereits erwähnten Einfluss der Fluidviskosität, unter welchem das Wirbelaufplatzen realer Drallströmungen erst bei deutlich höheren Drallzahlen auftritt, wird damit die Kausalität des Wirbelaufplatzens deutlich: Das Wirbelaufplatzen tritt auf, sobald die resultierende Axialkraft ausreichend groß ist, um die dämpfenden, dem Wirbelaufplatzen entgegenwirkenden Reibungskräfte zu überwinden. Im Vergleich von Rankine- und Burgers-Wirbel zeigt sich hinsichtlich der Gleichgewichtszustände, dass Rankine-Wirbelströmungen zu etwas größeren Rezirkulationszonen tendieren als Burgers-Wirbelströmungen. Besonders bemerkenswert ist die deutlich größere Stagnationsneigung von Rankine-Wirbeln. Während sich das Aufplatzen der Burgers-Wirbelströmungen ohne innere Stagnation ereignet, zeigt sich bei Rankine-Wirbel schon bei relativ niedrigen Drallzahlen ein Totaldruckdefizit im Wirbelkern. Für die Bildung eines stationären aufgeplatzten Strömungszustands ist bei Rankine-Wirbeln dann ein turbulenzbedingter oder reibungsbedingter Energietransport in den Wirbelkern notwendig.

#### 4.4 Einfluss von Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen

Mit dem verwendeten Stromfadenmodell kann die Wärmezufuhr einer Flammenfront berücksichtigt werden. Im Sinne des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen wird angenommen, dass die Flamme ausgehend vom Innenradius der Strömung einen Teil des Wirbelkerns bis zum Außenradius der Flamme  $r_{f,a}$  erfasst. Dabei stellt  $\sigma$  den relativen Anteil des Massenstroms durch den Wirbelkern dar, welcher die Flammenfront durchströmt.

$$\sigma = \frac{2\pi \int_{r_i}^{r_{f,a}} \rho u_z r dr}{\dot{m}_{vc}} \quad (4.1)$$

Zur Veranschaulichung dient Abbildung 4.5. Darin sind für die beiden Fälle des Wirbelaufplatzens mit und ohne Stagnation der Wirbelkernradius  $r_{vc}$  des radialen Umfangsgeschwindigkeitsverlaufs in der Zuströmung, der Innenradius  $r_i$  der annularen Abströmung und der Außenradius  $r_{f,a}$  der Flamme eingetragen. Die zu  $r_{f,a}$  zugehörige Stromlinie beginnt in der Zuströmung bei  $r_\sigma$ , dem Radius der Zuströmung, dessen Umkreis den Massenstromanteil  $\sigma$  des Wirbelkerns umfasst. Die Diskussion des Verbrennungseinflusses auf das Wirbelaufplatzen wird anhand von Abbildung 4.6 für die Burgers-Wirbelströmung mit der Drallzahl  $S = 0,39$  geführt. Hierbei beträgt der

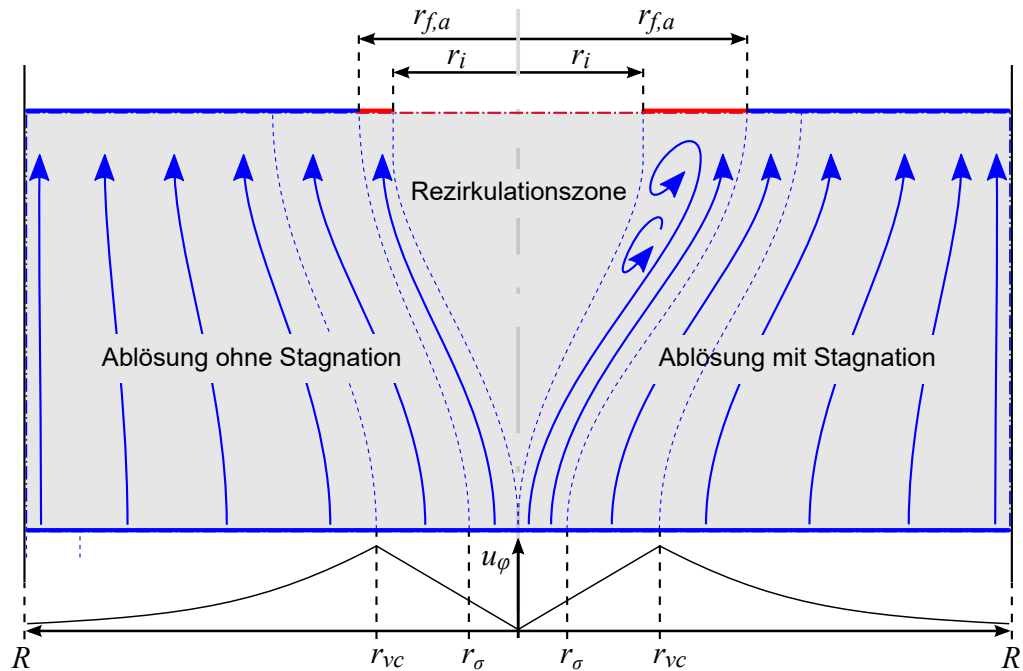


Abbildung 4.5: Einteilung der radialen Bereiche im Stromfadenmodell des Wirbelaufplatzens mit Flamme - Wirbelkernradius  $r_{vc}$ , Innenradius  $r_i$  der Abströmung, Außenradius  $r_{f,a}$  der Flamme.

Kernmassenstrom 10% des Gesamtmassenstroms. Für vier Fälle unterschiedlich großer Massenstromanteile durch die Flamme ist die resultierende Axialkraft und die stromaufgerichtete Propagationsgeschwindigkeit der Transition über dem Innenradius der Strömung aufgetragen. Die Zusammenhänge sind für den Referenzfall ohne Flamme,  $\sigma = 0$ , mit dicken Linien, für die Fälle mit  $\sigma > 0$  mit dünnen Linien dargestellt. Bezüglich der Transitionsgeschwindigkeit ist anzumerken, dass diese im Bereich negativer resultierender Axialkräfte komplexe Werte annimmt und nicht dargestellt ist. Für den Fall der nicht-reagierenden Strömung wird dadurch der in Abschnitt 4.3 erwähnte Bereich negativer resultierender Axialkraft in der Umgebung des ersten Gleichgewichtszustands erkennbar.

Für den Einfluss der Verbrennung auf die unterschiedlichen, möglichen Strömungszustände ist zunächst festzuhalten, dass die resultierende Axialkraft mit zunehmendem Massenstromanteil<sup>3</sup> durch die Flamme stark zunimmt. Bemerkenswert ist zum einen, dass unter dem Einfluss von Verbrennung, der erste Gleichgewichtszustand bei  $r_i = 0$  verschwindet, eine nicht aufgeplatzte Strömung unter dem Einfluss der Flamme also keinen stabilen Strömungszustand darstellt. Wie anhand der Transitionsgeschwindigkeitsverläufe zu erkennen ist, ist die Propagationsgeschwindigkeit bei nicht aufgeplatzter Strömung maximal. Unter Präsenz einer Flamme führt die positive Kräftebilanz somit unmittelbar und unweigerlich zu einer Stromaufpropagation der reagierenden Strömung und zu einer damit verbundenen Aufweitung der Strömung, bis der in Abbildung 4.6 durch schwarze Kreuzchen markierte Gleichgewichtszustand erreicht wird. Bemerkenswert ist zum zweiten, dass dieser Gleichgewichtszustand nahezu unabhängig von der Anwesenheit oder der Ausdehnung der Flamme zu sein scheint. Die Gasexpansion würde sich demnach nur unwe-

<sup>3</sup>Für die dargestellten Fälle beträgt der Anteil des von der Flamme umgesetzte Massenstroms am Gesamtmassenstrom weniger als 1,2%.

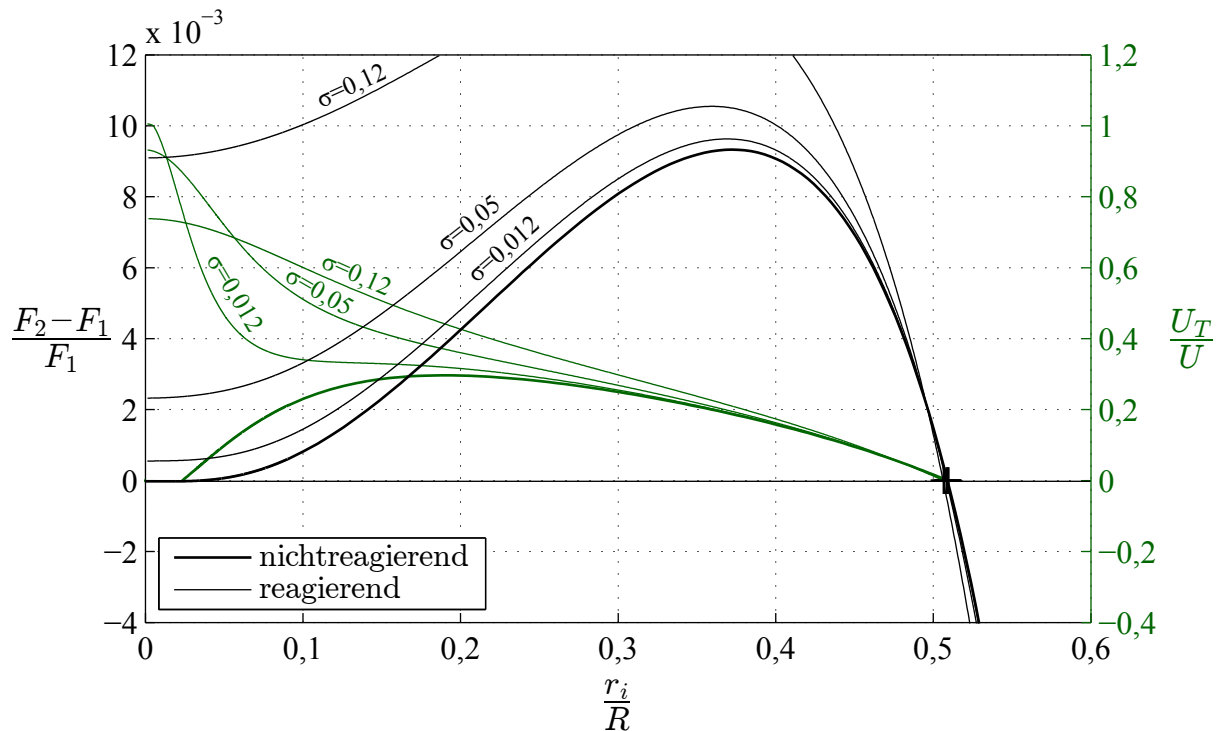


Abbildung 4.6: Einfluss von Verbrennung auf die Menge der möglichen Strömungslösungen.

sentlich auf die Größe der Rezirkulationszone auswirken, sondern primär auf die Außenströmung. Tatsächlich sind die Stromröhren im Bereich der Flamme im Vergleich zu den Stromröhren der nichtreagierenden Strömung leicht erweitert und die Stromröhren außerhalb der Flamme leicht kontrahiert. Die Flamme führt folglich zu einer leichten Verdrängung der Außenströmung, wohingegen der Einfluss der Verbrennung auf den Durchmesser der Rezirkulationszone vernachlässigbar ist.

Bei den getroffenen Aussagen ist zu beachten, dass das verwendete Strömungsmodell auf relativ starken Vereinfachungen der Realität basiert. Deren Bedeutung für die Verwendbarkeit des Modells wird im Folgenden diskutiert:

1. Reibungsfreiheit - Die bisher gezogenen Schlussfolgerungen basieren auf der Annahme einer laminaren, reibungsfreien Strömung. Die praktische Erfahrung zeigt, dass das Wirbelaufplatzen schon durch geringe Fluidviskosität stark gedämpft beziehungsweise verzögert wird. Es ist davon auszugehen, dass das Wirbelaufplatzen in reibungsbehafteten Strömungen nicht nur bei deutlich höheren Drallzahlen, sondern erst bei deutlich größerem Einfluss der Verbrennung, also bei deutlich größeren Massenstromanteilen  $\sigma$  auftritt, als in reibungsfreien Strömungen. Insofern sind gegenüber reibungsfreien Strömungen für reibungsbehaftete Strömungen hauptsächlich quantitative Änderungen der dargestellten Zusammenhänge des Wirbelaufplatzens zu erwarten.
2. Brenngeschwindigkeit - In der Realität stellt sich eine von der Brenngeschwindigkeit abhängige Form der Flammenfront ein. Im verwendeten Modell wird jedoch nur die radiale Ausdehnung der Flamme im Austrittsquerschnitt des Bilanzraums berücksichtigt. Der Verlauf beziehungsweise die Form der Flammenfront, insbesondere die axiale Position der Flammenspitze, innerhalb des Bilanzraums hat keinen Einfluss auf die Modellvorhersage.

ge für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen. Der aerodynamische Einfluss der Flamme hängt nur vom Durchmesser der Flamme im Austrittsquerschnitt des Bilanzraums ab. Jedoch nimmt der Durchmesser der Flamme beziehungsweise  $\sigma$  ausgehend von der Flammenspitze in Richtung stromab zu und somit auch die für das Wirbelaufplatzen entscheidende Axialkraft und die Propagationsgeschwindigkeit des Wirbelaufplatzens. Um den aerodynamischen Einfluss der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen möglichst vollständig zu erfassen, sollte der Abströmquerschnitt des Bilanzraums möglichst weit stromab gelegt werden. Darüber hinaus ist anhand der präsentierten Ergebnisse zu erkennen, dass Verbrennung auch in einer bereits aufgeplatzten Strömung und in einem deutlichen Abstand zur Spitze der Rezirkulationszone zu einer Verstärkung der resultierenden Axialkraft und damit zur Stromaufpropagation des Wirbelaufplatzens führt.

3. Turbulenz - Im Vergleich von laminaren und turbulenten Strömungen sind hinsichtlich des Wirbelaufplatzens quantitative und qualitative Unterschiede zu erwarten. Zum einen führt der Einfluss von Turbulenz analog zum Einfluss von Reibung zu einem Impuls- und Energieaustausch zwischen den Stromfäden, was dem Wirbelaufplatzen entgegenwirkt und das Auftreten zu höheren Drallzahlen und höheren Verbrennungsintensitäten verschiebt. Zum anderen ergibt sich durch die Turbulenz am Rand der Rezirkulationszone eine turbulente Grenzschicht, deren Dicke in Strömungsrichtung anwächst und die zur Bildung einer in Richtung stromab geschlossenen Rezirkulationsblase führt. Dies entspricht den Beobachtungen der Vorarbeiten und dieser Arbeit<sup>4</sup>. Auf Grund der damit verbundenen Reduktion der axialen Impulskraft der Strömung ist davon auszugehen, dass die resultierende Axialimpulskraft für das Wirbelaufplatzen unter realistischen Strömungsbedingungen durch das verwendete Modell überschätzt wird.

Trotz der aufgezeigten Diskrepanzen zwischen dem verwendeten Strömungsmodell und realen Drallströmungen, können anhand des Modells folgende generellen Zusammenhänge der Fluidynamik erkannt werden.

1. Verbrennung im achsnahen Bereich der Drallströmung und am Rand der Rezirkulationszone führt zu einer Verstärkung der für den Strömungsbereich des Wirbelaufplatzens resultierenden Axialkraft und somit zu einer Erhöhung der Propagationsgeschwindigkeit in Richtung stromauf. Dabei führt der Verbrennungseinfluss nicht notwendigerweise zu einer Vergrößerung des Durchmessers der Rezirkulationszone.
2. Obwohl unter dem Einfluss von Verbrennung an der Spitze der Rezirkulationszone die höchsten Propagationsgeschwindigkeiten des Wirbelaufplatzens auftreten, ist das Auftreten von Verbrennung an der Spitze der Rezirkulationszone keine notwendige Voraussetzung für das Auftreten von verbrennungsinduziertem Wirbelaufplatzen.
3. Bezüglich der Interaktion zwischen der Spitze der Rezirkulationszone und der Flammenspitze wurde von Konle et al. (2006) während des Flammenrückschlags im Axialschnitt der Strömung beobachtet, dass sich die Flammenspitze abwechseln stromauf und stromab des vorderen Staupunkts der Rezirkulationszone verlagerte. Es wurde diskutiert, inwieweit die Verlagerung der Flamme stromauf der Rezirkulationszone zu einer Beschleunigung oder zu einer Verlangsamung des Flammenrückschlags führe. Die vorgestellte Analyse zeigt, dass das Vordringen der Flamme stromauf der Rezirkulationszone in die noch nicht aufgeplatzte

---

<sup>4</sup>Die zugehörigen experimentellen Ergebnisse werden in Abschnitt 5.2 erläutert.

Strömung dem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen nicht entgegenwirkt, sondern dieses fördert. Die von Konle et al. (2006) beobachtete Pendelbewegung der Flammenspitze um den Staupunkt könnte auch durch die Präzessionsbewegung der Rezirkulationszone erklärt werden. Als weitere mögliche Erklärung muss berücksichtigt werden, dass die Flamme und die Spitze der Rezirkulationszone bei Vordringen der Flamme an die Spitze der Rezirkulationszone oder darüber hinaus auf Grund der hohen Transitions-geschwindigkeiten bei  $r_i \rightarrow 0$  in axialer Richtung beschleunigt und gestreckt würde. Insbesondere in einer turbulenten Strömung würde die mit der axialen Streckung der Flamme zu einer Verschlechterung der Verbrennungsstabilisierung und zu einer erhöhten Tendenz zu turbulentem Verlöschen führen. Insofern ließe sich die Beobachtung einer in axialer Richtung um den Staupunkt pendelnden Flammenfront auch durch eine an der Spitze der Transition intermittierend auftretende Folge von Stromaufpropagation und Verlöschen der Flamme erklären.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass das Wirbelaufplatzen als eine notwendige Transition zwischen zwei axialen Positionen mit unterschiedlichen Strömungsbedingungen, beispielsweise unterschiedliche Druckrandbedingungen, beschrieben werden kann. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Transition stromauf bewegt, ergibt sich auf Grund der Impulserhaltung für den das Wirbelaufplatzen umfassenden Bilanzraums. Somit ist den Zu- und Abströmbedingungen der Vormischzone ein dominierender Einfluss auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen beim Flammenrückschlag zuzuweisen, der noch nicht ausreichend untersucht wurde.

Im nachfolgenden Kapitel 5 wird im Zuge der Charakterisierung der untersuchten Strömung auf die Bedeutung der Zu- und Abströmbedingungen weiter eingegangen. In den zahlreichen Vorarbeiten zum Einfluss der Drallzahl und der Wirbelform auf den Flammenrückschlag, wurde jedoch der von der Reynold-Zahl abhängige Drehimpulsverlust in der Vormischzone nicht berücksichtigt. Dieser führt dazu, dass bei fester Geometrie des Brenners die effektive Drallzahl über die Lauflänge der Vormischzone abnimmt und dass die effektive Drallzahl am Austritt der Vormischzone von der Reynolds-Zahl abhängt. In dieser Arbeit wurde der Drehimpulsverlust in der Vormischzone erstmals kompensiert. Entsprechend wird in Abschnitt 5.1 für die untersuchte Strömung der experimentell festgestellte Einfluss der Drallzahl, der Drehimpulsverlust und die vorgenommenen Kompensationsmaßnahmen erläutert. Dies bildet die Grundlage der nachfolgenden Charakterisierung der Strömung, welche den Kern von Kapitel 5 darstellt. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurde während des Flammenrückschlags auch der Einfluss der Strömungsbedingungen am Mischrohraustritt auf das Wirbelaufplatzen in der Vormischzone erfasst. Es wurde eine dem Prinzip des zweidimensionalen Zwangs entsprechende Stromaufwirkung der Flamme nachgewiesen, die sich mit den hier vorgestellten Berechnungsergebnissen deckt. Demnach könnte das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen allein durch die Präsenz der Flamme im Ausströmungsquerschnitt der Vormischzone verursacht werden. Die zugehörigen Ergebnisse werden in Abschnitt 5.3.3 diskutiert.



## 5 Charakterisierung der untersuchten Strömung

Wie in den Kapiteln 2 und 4 ausführlich diskutiert wurde, hängen die Verbrennungsprozesse in drallstabilisierten Flammen wesentlich von den Eigenschaften der zugrunde liegenden Strömung ab. Somit ist der erste Schritt bei der Analyse der Gesetzmäßigkeiten des untersuchten Flammenrückschlags die Charakterisierung des Strömungsfeldes. Hierzu dient das vorliegende Kapitel. Da in dieser Arbeit ein Drallerzeuger mit variabler Geometrie zum Einsatz kam, wird zunächst in Abschnitt 5.1 erläutert, anhand welcher Kriterien die Drallstärke der Strömung zur Untersuchung des Flammenrückschlags eingestellt wurde. In den Abschnitten 5.2 und 5.3 werden dann die untersuchten nicht-reagierenden und reagierenden Strömungen charakterisiert. Dies erfolgt anhand des mittleren Geschwindigkeitsfeldes, sowie der räumlichen Verteilung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen und des turbulenten Längenmaßes. Wie in Abschnitt 3.6.1 aufgezeigt wurde, ist dabei die differenzierte Betrachtung dieser Felder in raumfesten und in mit dem Staupunkt mitbewegten Koordinaten besonders aufschlussreich. Für die reagierende Strömung werden zusätzlich auch exemplarische instantane Geschwindigkeitsverteilungen vorgestellt, um die extrem hohe Asymmetrie und Instationarität der Strömung zu veranschaulichen. Die Charakterisierung der untersuchten Strömungen dient zum einen der Darlegung eines möglichst vollständigen Befundes, der zur Einordnung der Ergebnisse dieser Arbeit gegenüber bisherigen und zukünftigen Arbeiten hilfreich ist. Zum anderen werden besondere Merkmale und Eigenschaften der Strömungen herausgestellt, welche zum Verständnis der Flammenstabilisierung einerseits und des Flammenrückschlags andererseits beitragen. Die daraus gezogenen Schlussfolgerungen werden am Ende des Kapitels in Abschnitt 5.3.5 zusammengefasst. Um Rezirkulationszonen möglichst gut sichtbar zu machen, ist im Folgenden bei Darstellungen der Axialgeschwindigkeitsfelder nur der Geschwindigkeitsbereich zwischen 0 und  $2U$  mit einer Farbskala aufgelöst. Bereiche mit Geschwindigkeiten außerhalb dieses Wertebereiches sind entweder mit Schwarz oder dem Randwert der Farbskala gefärbt.

### 5.1 Einstellung der Drallströmung

Das Auftreten des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen wird im Wesentlichen durch zwei Eigenschaften der nicht-reagierenden Strömung bestimmt. Dies sind die axiale Position des Wirbelaufplatzen  $\bar{z}_{sp,0}$  und die radiale Ausdehnung  $r_{rz,0}(z)$ , der Rezirkulationszone. Wie in Abschnitt 3.2 und A.15 erläutert, werden diese beiden Eigenschaften durch die Drallzahl und den Wirbelkerndurchmesser der in die Vormischzone eintretenden Drallströmung vorgegeben, welche wiederum von der geometrischen Konfiguration des verwendeten Drallerzeugers abhängig sind. Diese wiederum ist gegeben durch den Durchmesser  $D_{AB}$  der Axial-Blende und die Versperrung beziehungsweise die freie Länge  $L_{TS}$  der Tangentialschlitze des Drallregisters. Zur Veranschaulichung dient Abbildung 5.1. Durch Einsatz von Blenden mit unterschiedlichem Innendurchmesser und Einbaukörper mit unterschiedlicher Länge können  $D_{AB}$  und  $L_{TS}$  variiert werden. Im Zuge von Voruntersuchungen wurde der Drallerzeuger mit verschiedenen Kombinationen von  $D_{AB}$  und  $L_{TS}$  untersucht, wobei sich zeigte, dass der Wirbelkerndurchmesser hauptsächlich von der freien Schlitzlänge abhängig war und in geringerem Maße, insbesondere bei sehr kleinen Blendendurchmessern, auch vom Blendendurchmesser. Für die Untersuchung des Flammenrückschlags wurde die freie Schlitzlänge des Tangentialgitters auf den festen Wert von  $0,8 D$  gesetzt und eine Variation der Drallzahl rein durch Variation

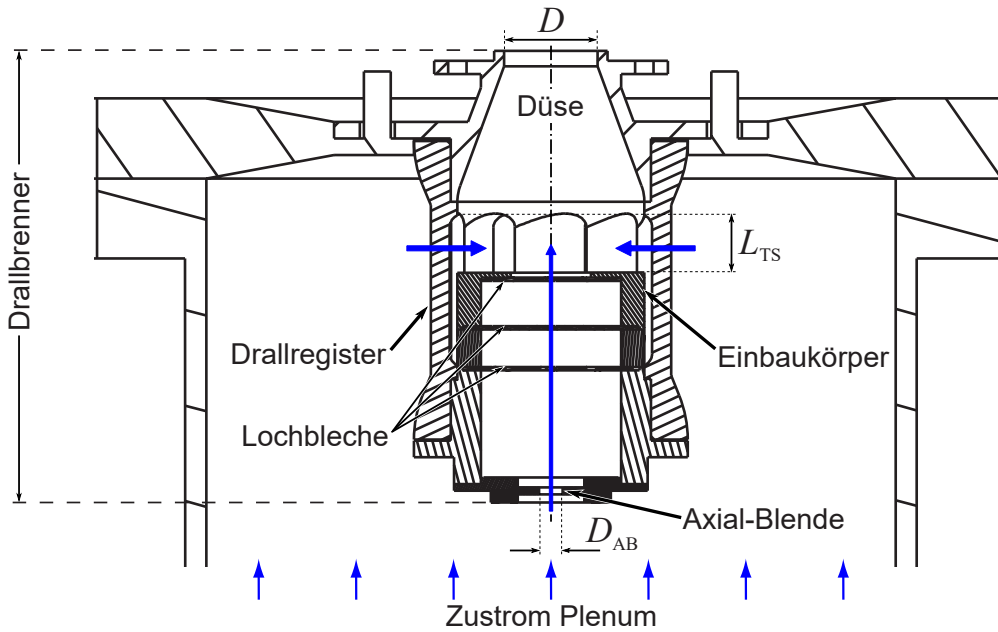


Abbildung 5.1: Variable Geometrie des verwendeten Drallbrenners - Länge des Einbaukörpers und Innendurchmesser der Axial-Blende sind variabel

des Durchmessers  $D_{AB}$  der Axial-Blende umgesetzt. Dabei war der Blendendurchmesser nie kleiner  $0,2 D$ . Der Wirbelkernradius, definiert als die radiale Position des Umfangsgeschwindigkeitsmaximums der Zuströmung, variierte je nach Blende zwischen  $0,12 D$  für den kleinsten Blendendurchmesser beziehungsweise die höchste nominelle Drallzahl und  $0,21 D$  für den größten Blendendurchmesser beziehungsweise die niedrigste nominelle Drallzahl, die zum Einsatz kamen<sup>1</sup>. Im Folgenden wird nun die Bedeutung der Drallzahl der Strömung für die durchgeführten Experimente hervorgehoben und die Vorgehensweise zur Bestimmung geeigneter Werte für  $D_{AB}$  erläutert. Daraus resultieren die zur Untersuchung des Flammenrückschlags eingesetzten Strömungen, die im Anschluss daran charakterisiert werden.

### 5.1.1 Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von der Lage des Wirbelaufplatzens

Wie bereits in Abschnitt 3.6 erläutert, ist die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags definiert als das kritische Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{crit}$ , bei dem die reagierende Strömung für ansonsten fest vorgegebene Betriebsbedingungen ausgehend von einem stabilen Zustand in den instabilen Zustand übergeht. Die Stabilitätsgrenze kann auch ausgedrückt werden durch die kritische laminare Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0,crit}$ , die bei  $\Phi_{crit}$  und den sonstigen Betriebsbedingungen vorliegt. Die Stabilitätsgrenze ist die wichtigste Größe, die bei der Untersuchung des Flammenrückschlags zu bestimmen ist. Mit der in Abschnitt 3.3 zur Untersuchung des Flammenrückschlags vorgestellten Versuchskonfiguration 1 wurde im Zuge der Vorversuche festgestellt, dass die Stabilitätsgrenze stark von der axialen Position des Wirbelaufplatzens der nicht-reagierenden Strömung abhängig ist. Minimale Veränderungen in der axialen Position des Wirbelaufplatzens können zu großen

<sup>1</sup>Entsprechende Untersuchungen wurden von Lepper (2011) durchgeführt. Diese sind auszugsweise in Abschnitt A.16 erläutert.

Änderungen von  $S_{l,0,crit}$  führen oder dazu, dass die Stabilitätsgrenze praktisch nicht mehr erreicht werden kann. Die axiale Position des Wirbelaufplatzens wiederum hängt stark von der Drallzahl ab. Bevor der Einfluss der zu untersuchenden Betriebsbedingungen auf die Stabilitätsgrenze ermittelt werden kann, ist daher der Einfluss der Drallzahl zu bestimmen und bei der Versuchsdurchführung zu berücksichtigen.

Hierzu wird anhand Abbildung 5.2 der Einfluss der Drallzahl auf die Drallströmung der Versuchskonfiguration 1 diskutiert. Dargestellt sind Halbschnitte der mittleren Axialgeschwindigkeitsfelder im Axialschnitt der Strömung angeordnet von links nach rechts mit steigender nomineller Drallzahl  $S_{nom}$ . In jedes Geschwindigkeitsfeld sind zum Vergleich die axialen Positionen des Staupunktes der Rezirkulationszone des mittleren Geschwindigkeitsfeldes  $z_{sp}(\bar{u}_{z,0})$  und der Schwerpunktlage des instantanen Staupunktes der Rezirkulationszone  $\bar{z}_{sp,0}$  eingetragen. Die Position  $\bar{z}_{sp,0}$  gilt als Indikator für den Aufenthaltsschwerpunkt des Wirbelaufplatzens. Es ist zu erkennen, dass sich das Wirbelaufplatzens schon mit leichter Zunahme der Drallzahl erheblich stromauf verlagert. Zudem stellt sich bei einer nominellen Drallzahl von  $S_{nom} > 0,94$  ein deutlicher Abstand zwi-

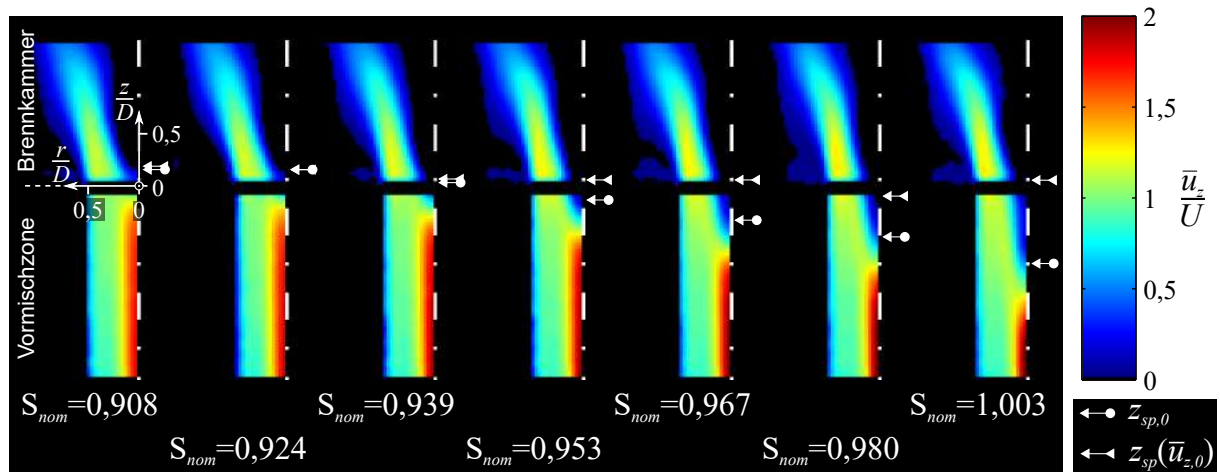


Abbildung 5.2: Zusammenhang zwischen axialer Position des Wirbelaufplatzens und nomineller Drallzahl,  $Re = 30\,000$ ,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$ ,  $S$  variabel

schen den axialen Positionen  $\bar{z}_{sp}$  und  $z_{sp}(\bar{u}_{z,0})$  ein. In diesen Fällen kann die axiale Position des Wirbelaufplatzens nicht mehr anhand des mittleren Geschwindigkeitsfeldes bestimmt werden. Wie in Abschnitt 3.6.1 erläutert, entsteht diese Abweichung bei stark instationären Rezirkulationszonen durch die Bildung des Geschwindigkeitsmittelwertes. Die Abweichung ist bei kleinem Durchmesser der Rezirkulationszone, wie dies beispielsweise innerhalb der Vormischzone der Fall ist, besonders groß.

In Abbildung 5.3 ist für die untersuchte Strömung der Zusammenhang zwischen der Drallzahl, der axialen Position des Wirbelaufplatzens der nicht-reagierenden Strömung und der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags dargestellt. Wie bereits erläutert wird die Stabilitätsgrenze durch die laminare Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0,crit}$  repräsentiert, die beim kritischen Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{crit}$  und den sonstigen Betriebsbedingungen vorliegt. Zur besseren Einordnung der Größen, werden die Stabilitätsgrenze  $S_{l,0,crit}$  und die axiale Position des Wirbelaufplatzens  $\bar{z}_{sp}$  im Weiteren mit der charakteristischen Axialgeschwindigkeit  $U$  bzw. dem Brennerdurchmesser  $D$  als charakteristisches Strömungslängenmaß normiert. Im linken Diagramm ist entsprechend  $\bar{z}_{sp}/D$  und  $S_{l,0,crit}/U$  über der nominellen Drallzahl des Brenners aufgetragen. Im rechten Diagramm ist die Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze  $S_{l,0,crit}/U$  von  $\bar{z}_{sp,0}/D$  dargestellt. Für  $S_{nom} > 0.94$

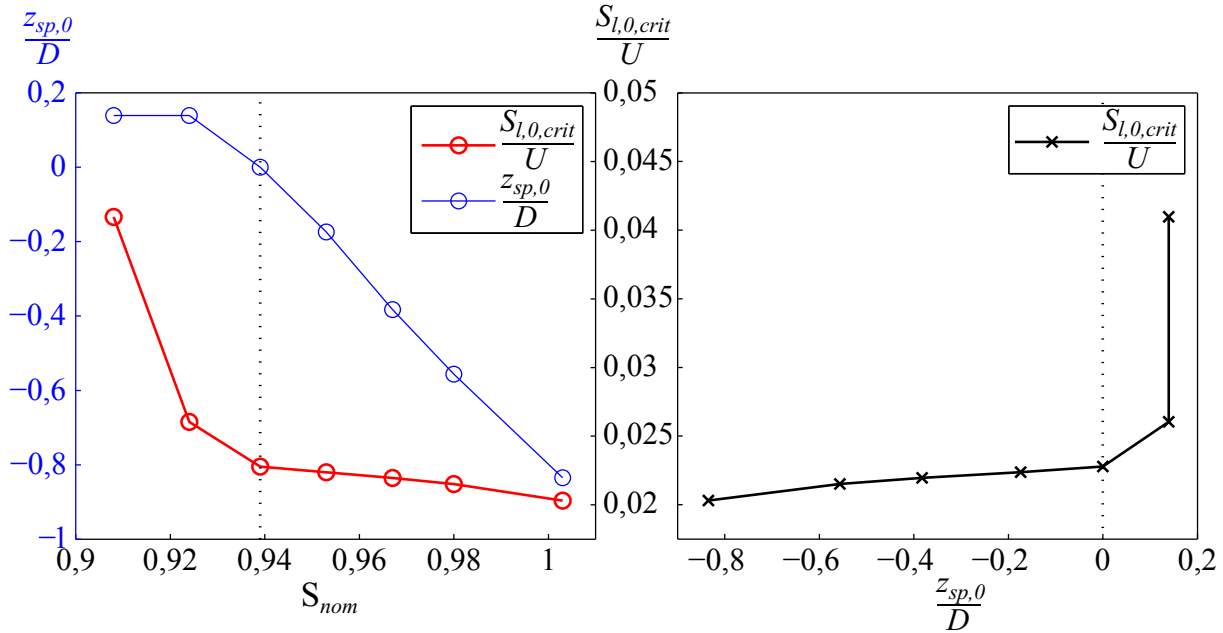


Abbildung 5.3: Zusammenhang zwischen nomineller Drallzahl, axialer Position des Wirbelauflagens und Stabilitätsgrenze,  $Re = 30\,000$ ,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$ ,  $S_{nom}$  variabel

tritt das Wirbelauflagen bereits in der Vormischzone auf und  $\bar{z}_{sp}$  und  $S_{l,0,crit}$  hängen nahezu linear von der Drallzahl ab. Obwohl sich die axiale Position des Wirbelauflagens in diesem Bereich mit zunehmender Drallzahl stark in Richtung stromauf verlagert, ist die Stabilitätsgrenze nur schwach von der Drallzahl beziehungsweise von  $\bar{z}_{sp,0}$  abhängig. Im Bereich von  $\bar{z}_{sp,0} > 0$  hingegen steigt die Stabilitätsgrenze mit zunehmendem  $\bar{z}_{sp,0}$  rapide über den Maximalwert von  $S_{l,0}$  an, der verbrennungstechnisch noch darstellbar ist.

Die Stromabverlagerung der axialen Position des Wirbelauflagens der nicht-reagierenden Strömung ist eine Maßnahme, um den Flammenrückschlag zu vermeiden. Es ist dabei jedoch eine Besonderheit der untersuchten Drall-Brenner-Brennkammerkonfiguration zu beachten. Diese verfügt im Vergleich zu konventionellen Verbrennungssystemen mit drallstabilisierter Verbrennung über eine relativ lange Vormischzone. Aufgrund der großen Umfangs- und Axialgeschwindigkeitsgradienten kommt es darin auch bei hohen Reynolds-Zahlen zu einer erheblichen Dissipation von Drehimpuls, welche bei Drallbrenner-Systemen ohne Vormischstrecke beziehungsweise mit sehr kurzer Vormischstrecke kaum spürbar ist. Die dissipationsbedingte Abnahme des Drehimpulses in der Vormischzone der Versuchskonfiguration 1 wurde zum einen analytisch abgeschätzt und zum anderen messtechnisch in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl erfasst. Sowohl analytisch als auch experimentell ergibt sich über die Länge der Vormischzone ein Drehimpulsabfall von 7% bei  $Re = 15\,000$ , von 4,5% bei  $Re = 30\,000$  und von 3% bei  $Re = 45\,000$ . Eine ausführlichere Erläuterung der Zusammenhänge findet sich in Abschnitt A.16. Aufgrund der Drehimpulsdissipation ereignet sich das Wirbelauflagen der nicht-reagierenden Strömung weiter stromab als es sich ohne Dissipation ereignen würde. Demzufolge führt eine Änderung der Strömungs-Reynolds-Zahl durch die damit verbundene Änderung der Drehimpulsdissipation innerhalb der Vormischzone zu einer Änderung der axialen Position des Wirbelauflagens. Dieser Zusammenhang wurde für die verwendete Versuchskonfiguration ebenfalls experimentell erfasst und ist in Abschnitt A.15 dargestellt. Ein Strömungsfeld, in dem bis zu einer bestimmten Strömungs-Reynolds-Zahl

aufgrund eines ausreichend weit stromab liegenden Wirbelaufplatzens kein Flammenrückschlag möglich ist, kann bei Erhöhung des Durchsatzes anfällig gegenüber Flammenrückschlag werden, weil sich das Wirbelaufplatzens mit steigender Reynolds-Zahl stromauf verlagert. Folglich muss für die Untersuchung des Flammenrückschlag bei Variation der Reynolds-Zahl die Drall-Zahl so angepasst werden, dass sich die axiale Position des Wirbelaufplatzens in der nicht-reagierenden Strömung nicht verändert. Im nachfolgenden Abschnitt wird nun erläutert, wie die Position des Wirbelaufplatzens in den Strömungen, die zur Untersuchung des Flammenrückschlags herangezogen wurden, festgelegt und sichergestellt wurde.

### 5.1.2 Konsequenzen für die Gestaltung des Experiments

Grundsätzlich führt die Dissipation von Drehimpuls dazu, dass die bei der Untersuchung von Drallflammen häufig getroffene Annahme, dass eine Drallströmung bei fester Geometrie und Reynolds-Zahlen  $Re > 10\,000$  von der Reynolds-Zahl unabhängig beziehungsweise selbstähnlich sei, für die untersuchte Strömung nicht haltbar ist. Jedoch ist die Selbstähnlichkeit der nicht-reagierenden Strömung, insbesondere bezüglich der axialen Position des Wirbelaufplatzens, unbedingt notwendig, um den Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens unabhängig von dem zuvor erläuterten Einfluss der Lage des Wirbelaufplatzens untersuchen zu können. Vor diesem Hintergrund wird deutlich, dass bei der Wahl eines geeigneten Strömungsfeldes zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens das Drallniveau der Zuströmung der Vormischzone beziehungsweise die nominelle Drallzahl des Brenners nicht fest vorgegeben werden kann. Um die axiale Position des Wirbelaufplatzens der nicht-reagierenden Strömung auch bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen fest zu halten, muss die nominelle Drallzahl über die Geometrie des Brenners entsprechend angepasst<sup>2</sup> werden. Eine Strömungskonfiguration wird daher im Weiteren nicht über die zugrundeliegende Geometrie beziehungsweise die nominelle Drallzahl, sondern über die axiale Position des Staupunktes  $\bar{z}_{sp,0}$ , an welcher das Wirbelaufplatzens in der zugehörigen nicht-reagierenden Strömung auftritt, identifiziert. Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, wurden mit der Versuchskonfiguration 1 sowohl der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens als auch der als Referenzfall dienende Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse untersucht. Für beide Fälle war ein Soll-Wert für die Lage des Staupunktes  $\bar{z}_{sp,0}$  festzulegen.

Zunächst wird die Festlegung des Soll-Werts für  $\bar{z}_{sp,0}$  zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch CIVB erläutert. Hierbei sind folgende Aspekte zu berücksichtigen. Einerseits ist zu beachten, dass das Drallniveau der Strömung über die nominellen Drallzahl des Brenners nur in gewissen Schrittweiten variiert werden kann. Daher ist es nicht möglich,  $\bar{z}_{sp,0}$  für jeden Betriebspunkt exakt einem gewissen Sollwert anzugleichen. Wie in Abbildung 5.3 ersichtlich, ist die Stabilitätsgrenze im Bereich  $\bar{z}_{sp,0} > 0$  äußerst sensitiv gegenüber Änderungen von  $\bar{z}_{sp,0}$ . Um den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Stabilitätsgrenze über einen großen Parameterbereich möglichst ohne Verfälschung durch diese versuchsbedingte Unsicherheit beobachten zu können, ist der Sollwert für  $\bar{z}_{sp,0}$  außerhalb dieses Bereiches zu legen, also  $\bar{z}_{sp,0} \leq 0$ . Außerdem ist anzustreben, den Flammenrückschlag in einer Strömungskonfiguration mit einem möglichst weit stromab liegenden Wirbelaufplatzens und folglich ausgeprägtem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens zu untersuchen. Jedoch besteht die Gefahr, dass bei einem zu weit stromab liegenden Wirbelaufplatzens die Stabilitätsgrenze bei bestimmten Betriebsbedingungen nicht

<sup>2</sup>Hierzu ist eine leichte Anpassung der Drallzahl um weniger als 3% ausreichend.

mehr erreichbar ist. Als Kompromiss beider gegensätzlicher Anforderungen wurde als Sollwert  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  ausgewählt. In Abbildung 5.3 ist diese Strömungskonfiguration mit einer gepunkteten vertikalen Linie markiert. Der Wirbelkern hat bei dieser Strömung abhängig von der Drallbeziehungsweise Reynolds-Zahl<sup>3</sup> einen Radius zwischen 0,16 und 0,19  $D$ . Die dort vorliegende maximale Umfangsgeschwindigkeit lag entsprechend zwischen 1,2 und 1  $U$ .

Zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch TBVA gilt die Maßgabe, dass sich das Wirbelaufplatzen bereits in der Vormischzone befindet. Da für  $\bar{z}_{sp,0} < 0$  eine relativ geringe Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von  $\bar{z}_{sp,0}$  vorliegt, wurde als Soll-Wert zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch TBVA mit der Strömungskonfiguration  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  bestimmt. Hierbei lag der Wirbelkernradius stromauf des Wirbelaufplatzens zwischen 0,11 und 0,13  $D$  und zwischen 0,17 und 0,2  $D$  stromab des Wirbelaufplatzens. Die maximale Umfangsgeschwindigkeit lag entsprechend zwischen 1,9 und 1,5  $U$  stromauf des Wirbelaufplatzens und zwischen 1,25 und 1,0  $U$  stromab des Wirbelaufplatzens. Hiermit sind die Ausführungen der Auswahl der Strömungsfelder, anhand derer der Flammenrückschlag in dieser Arbeit untersucht wurde, abgeschlossen. Im Anschluss wird zur Charakterisierung der untersuchten Strömungen übergegangen. Diese wiederum bildet die Basis für die Analyse der aerodynamischen und verbrennungstechnischen Vorgänge, welche den Flammenrückschlag bestimmen.

## 5.2 Charakterisierung der nicht-reagierenden Strömung

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der drei nicht-reagierenden Strömungen dokumentiert, welche zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch CIVB herangezogen wurden. Diese sind erstens die Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ , in welcher der Flammenrückschlag durch CIVB beobachtet wurde und zweitens die Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ , in welcher der Flammenrückschlag durch TBVA beobachtet wurde. Drittens zählt dazu die Strömung der Versuchskonfiguration 2, mit welcher der Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Verbrennungsregime der Drallflamme studiert wurde. Die Charakterisierung dieser Strömungen erfolgt anhand repräsentativer räumlicher Verteilungen der mittleren Axialgeschwindigkeit, der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung, sowie des integralen turbulenten Längenmaßes  $L_t$  und der turbulenten Streckungsrate im Axialschnitt der Strömung. Mit Ausnahme der turbulenten Streckung sind die Größen entdimensioniert dargestellt und können auf alle eingesetzten Betriebsbedingungen direkt übertragen werden<sup>4</sup>. Zusätzlich werden anhand des Vergleichs von Beobachtungen im raumfesten und im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem wesentliche Merkmale der Strömung diskutiert. Diese tragen in den nachfolgenden Abschnitten zum Verständnis der Mechanismen der Flammenstabilisierung und des Flammenrückschlags bei.

<sup>3</sup>Bei höheren Reynolds-Zahlen lagen kleinere Wirbelkernradien und höhere Umfangsgeschwindigkeiten vor.

<sup>4</sup>Der Nachweis für die Übertragbarkeit beziehungsweise die Selbstähnlichkeit der Strömungen der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  wird im Anhang A.23 erbracht.

### 5.2.1 Die nicht-reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 1 zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch CIVB

Wie im Abschnitt 5.1.2 erläutert, wurde der Flammenrückschlag durch CIVB anhand der Versuchskonfiguration 1 unter der Vorgabe der axialen Position des Staupunktes der inneren Rezirkulationszone der nicht-reagierenden Strömung zu  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  untersucht. Als wesentliche Eigenschaften dieser Strömung sind in Abbildung 5.4 für  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C die mittlere Axialgeschwindigkeit  $\bar{u}_z$ , das quadratische Mittel der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung  $u_{rms}$  sowie das integrale turbulente Längenmaß  $L_t$  und die turbulente Streckungsrate  $K_t = u_{rms}/L_t$  im Axialschnitt der Strömung dargestellt. Die Darstellungen in der oberen und in

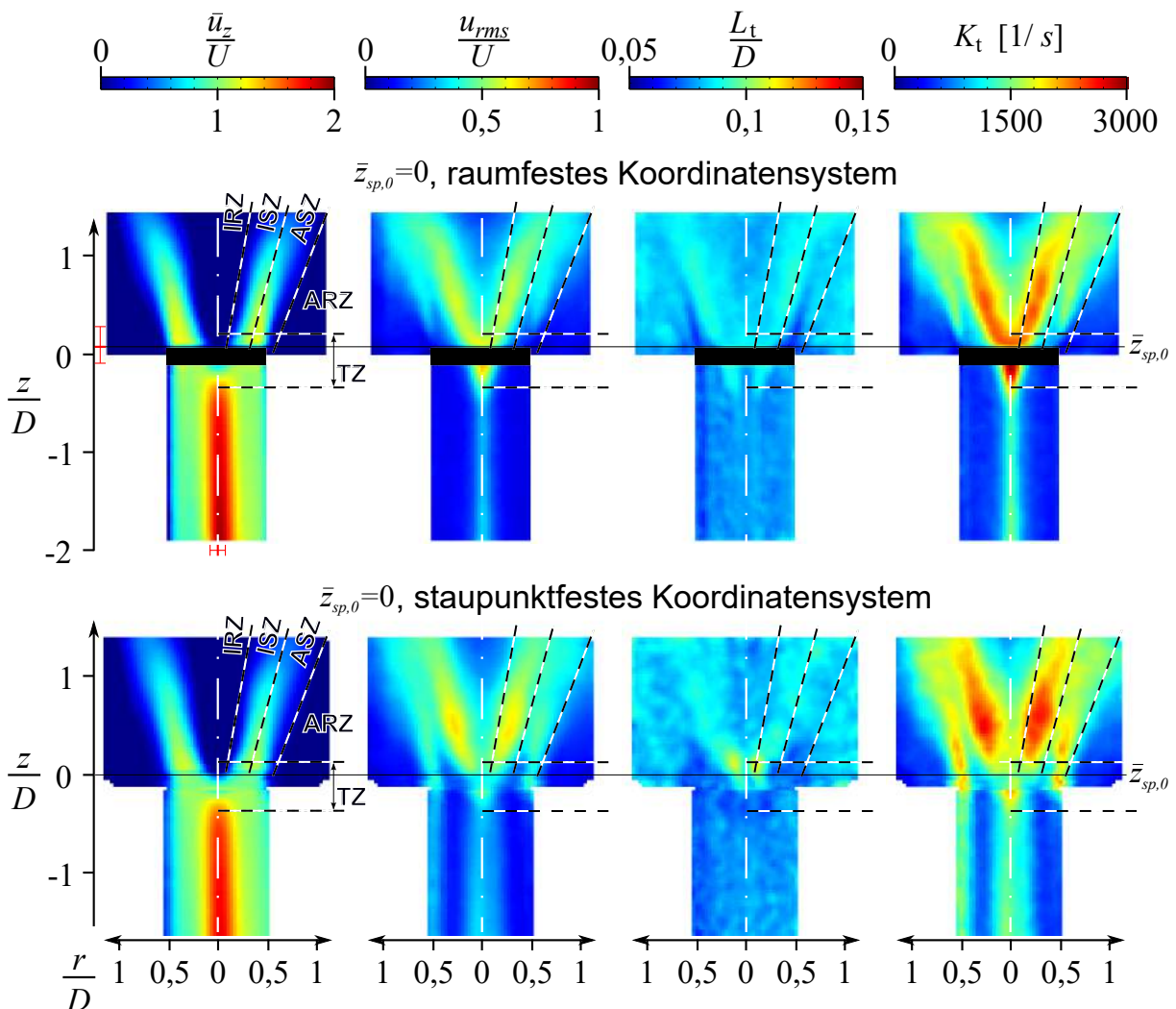


Abbildung 5.4: Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt des Strömungsfelds der Versuchskonfiguration 1 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$

der unteren Hälfte der Abbildung entsprechen der Betrachtung im raumfesten und im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem. Für das raumfeste Bezugssystem ist die axiale und die radiale Position des Staupunktes der inneren Rezirkulationszone der Drallströmung sowie die zugehörige Standardabweichung am linken und unteren Rand der Axialgeschwindigkeitsverteilung



lung durch ein rotes Fehlerbalkensymbol angezeigt. Die axiale Position des Staupunktes  $\bar{z}_{sp,0}$  ist zudem durch eine horizontale dünne schwarze Linie gekennzeichnet. Des Weiteren sind in Abbildung 5.4 schwarz-weiß-gestrichelte Linien eingetragen, durch die das Strömungsfeld in Zonen unterteilt wird. Zu unterscheiden sind drei axiale Bereiche: der Bereich der Zuströmung stromauf des Wirbelaufplatzens, die Transitionszone des Wirbelaufplatzens - gekennzeichnet im Axialgeschwindigkeitsfeld mit TZ - und der Bereich stromab des Wirbelaufplatzens. Der Strömungsbereich stromab der Transitionszone ist weiter unterteilt in die innere und die äußere Rezirkulationszone - gekennzeichnet mit IRZ und ARZ - sowie in die innere und die äußere Scherzone - gekennzeichnet mit ISZ und ASZ - die sich jeweils zwischen der Hauptströmung und der inneren beziehungsweise der äußeren Rezirkulationszone ausbilden.

Es ist zu erkennen, dass die axiale Position des Staupunktes nicht genau beim Sollwert  $z = 0$  liegt. Eine genauere Positionierung des Staupunktes durch Anpassung der Drallstärke war nicht möglich, da sich die Geometrie des Drallerzeugers nicht kontinuierlich ändern ließ. Wie auch Anhang A.23 zu entnehmen ist, stellt sich  $\bar{z}_{sp,0}$  für alle untersuchten Betriebsbedingungen im Bereich von  $0 \geq z \leq 0,1D$  ein. Charakteristisch für den verwendeten Drallbrenner ist die axiale Geschwindigkeitsüberhöhung im Kern der Zuströmung in die Vormischzone. Bedingt durch den relativ kleinen Wirbelkernradius führt das Wirbelaufplatzen zu einer relativ schmalen inneren Rezirkulationszone. Für den Flammenrückschlag besonders relevant sind die Strömungsbedingungen in der Transitionszone, sowie in der inneren Rezirkulationszone und der inneren Scherzone. Zur Beurteilung der Verbrennungsbedingungen innerhalb dieser Zonen sind die räumliche Verteilung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung und des turbulenten Längenmaßes ausschlaggebend. Zunächst ist für den Bereich der Zuströmung stromauf der Transitionszone festzuhalten, dass sich für die Werte von  $u_{rms}$  und  $L_t$  zwischen raumfester und staupunktfester Betrachtung keine nennenswerten Unterschiede ergeben. Für  $u_{rms}/U$  stellt sich im achsfernen Bereich ein Wert von 0,2 und im achsnahen Bereich ein Wert von 0,35 ein und für  $L_t/D$  treten unabhängig von der radialen Position Werte zwischen 0,05 und 0,08 auf<sup>5</sup>.

Innerhalb der Transitionszone und der inneren Scherzone ergeben sich jedoch im Vergleich der Verteilungen im raumfestem und staupunktfestem Bezugssystem signifikante Unterschiede. So treten im raumfesten Bezugssystem die höchsten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen im achsnahen Bereich der Transitionszone auf, mit Werten für  $u_{rms}/U$  von bis zu 0,7. Im staupunktfesten Bezugssystem sind jedoch im Bereich des Wirbelaufplatzens nur Werte bis 0,4 zu beobachten und die höchsten Geschwindigkeitsschwankungen liegen mit  $u_{rms}/U \leq 0,65$  im Bereich der inneren Scherzone vor. Bezüglich des turbulenten Längenmaßes ist festzustellen, dass dessen räumliche Verteilung stromab der Transitionszone für beide Bezugssysteme vergleichbar ist. Jedoch treten im raumfesten Bezugssystem die höchsten Werte von  $L_t/D = 0,09$  innerhalb der inneren Scherzone auf, sowie über den gesamten axialen Ausdehnungsbereich der Transitionszone. Im Unterschied dazu zeigt sich im staupunktfesten Bezugssystem ein ausgeprägtes Maximum des turbulenten Längenmaßes, welches unmittelbar stromab der axialen Position des Staupunktes am Übergang zwischen innerer Rezirkulationszone und innerer Scherzone auftritt. Hier werden Werte von  $L_t/D \geq 0,11$  erreicht. Verursacht werden diese hohen Längenmaße durch die Präsenz des mit dem Wirbelaufplatzen verbundenen und an der Spitze der Rezirkulationszone ansetzenden Spiralwirbels. Dieser Wirbel wird im raumfesten Bezugssystem offensichtlich nicht erfasst beziehungsweise über der axialen Ausdehnung der Transitionszone

<sup>5</sup>Bei der in Abbildung 5.4 herangezogenen Messung wurde durch mangelhafte Ausrichtung der Messtechnik ein Teil der linken Wand der Vormischzone im Bildbereich und dort auftretende Reflexionen des Lichtschnitts erfasst, was in diesem Bereich in Staupunktfesten Koordinaten zu einer Überschätzung von  $u_{rms}$  und einer Unterschätzung von  $L_t$  führt.



verschmiert dargestellt. Auch treten im staupunktfesten Bezugssystem in der stromauf liegenden Hälfte der Transitionszone mit  $L_t/D \leq 0,075$  deutlich niedrigere turbulente Längenmaße auf, als im raumfesten Bezugssystem, was auf die *Relaminarisierung* der beschleunigten Strömung unmittelbar stromauf des Wirbelaufplatzens hinweist.

In Folge bestehen auch für die turbulente Streckung innerhalb der Transitionszone signifikante Unterschiede zwischen raum- und staupunktfestem Bezugssystem. Im Aufenthaltsbereich des Staupunktes reichen die Streckungsraten in raumfesten Koordinaten bis zu einem Wert von 3000 1/s, wohingegen in staupunktfesten Koordinaten Werte im Bereich von 1200 und 1800 1/s auftreten. Im Gegensatz dazu sind im staupunktfesten Bezugssystem die Streckungsraten in der äußeren und inneren Scherzone deutlich höher als im raumfesten Bezugssystem. Aus der Perspektive eines mit der Spitze der Rezirkulationszone mitbewegten Beobachters tritt in der unmittelbaren Umgebung des Wirbelaufplatzens ein lokales Minimum der Streckungsrate auf. Bemerkenswert ist vor allem, dass die Streckungsraten stromab des Staupunktes in staupunktfesten Koordinaten ansteigen, wohingegen in raumfesten Koordinaten ein Abfallen der Streckungsraten zu beobachten ist. Diese Beobachtung ist für das Verständnis der Stabilisierung der Flamme und das Eintreten des Flammenrückschlags besonders nützlich und wird in den Abschnitten 5.2.3 und 6.3.3 wieder aufgegriffen. Die Unterscheidung zwischen der raumfesten und der staupunktfesten Beobachtungsperspektive ermöglicht somit gerade für die unmittelbare Umgebung des Wirbelaufplatzens eine deutliche Verbesserung des Verständnisses der auftretenden Strömungsphänomene.

## 5.2.2 Die nicht-reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 1 zur Untersuchung des Flammenrückschlags durch TBVA

Wie in Abschnitt 3.4 erläutert, dient Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse als Vergleichsfall zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, um die Widerstandsfähigkeit der Strömung mit einer bestehenden Rezirkulationszone innerhalb der Vormischzone gegen Flammenrückschlag zu erfassen. Zur Untersuchung dieses Flammenrückschlags wurde die Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  herangezogen. Die Charakterisierung der nicht-reagierenden Strömung erfolgt für  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C anhand Abbildung 5.5. Die Darstellung der räumlichen Verteilungen der Strömungsgrößen  $\bar{u}_z$ ,  $u_{rms}$ ,  $L_t$  und  $K_t$  im Axialschnitt der Strömung erfolgt analog zu Abbildung 5.4 für das raumfeste und das mit dem Staupunkt mitbewegte Bezugssystem.

Zunächst ist festzuhalten, dass die Ausdehnung des Aufenthaltsbereichs des Staupunktes in axialer Richtung gegenüber der Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  stark vergrößert und die radiale Schwankungsbreite stark verringert ist. Der axiale Aufenthaltsbereich des Staupunktes erstreckt sich bis  $0,5D$  stromab der Transitionszone. Dies deutet einerseits darauf hin, dass, obwohl sich das Wirbelaufplatzen innerhalb der Transitionszone ereignet, die Spitze der Rezirkulationszone an sich häufig erst weit stromab des Wirbelaufplatzens auftritt. Wie auch von Nowak und Sarpkaya (2000) festgestellt wurde, ist dies typisch für das Wirbelaufplatzen hoch turbulenter Strömungen mit enger Rezirkulationszone. Andererseits führt gerade bei enger Rezirkulationszone die Pendelbewegung des Staupunktes dazu, dass dieser sich außerhalb des messtechnisch erfassten Bereichs des Axialschnitts befindet. Die Rezirkulationszone erscheint im Axialschnitt entsprechend stark verkürzt. Somit liegt der Staupunkt, der im Axialschnitt bestimmt werden kann, tendenziell weiter stromab als der tatsächliche Staupunkt.

Bezüglich der räumlichen Verteilung der Strömungsgrößen sind die Bereiche innerhalb und stromab der Vormischzone zu unterscheiden. Für den Bereich stromab der Vormischzone können

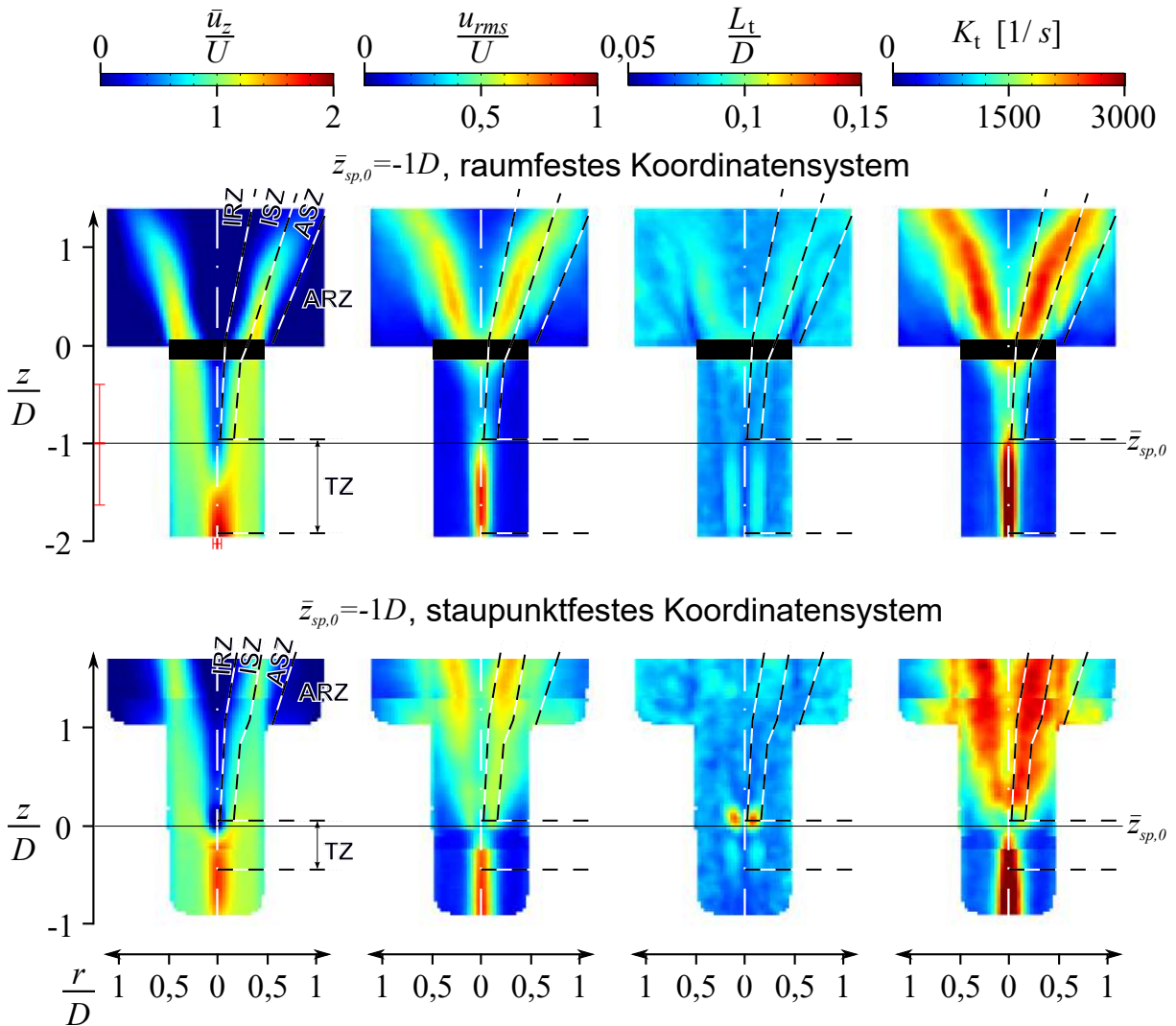


Abbildung 5.5: Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt des Strömungsfelds der Versuchskonfiguration 1 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für  $\bar{z}_{sp,0} = -1D$

die für den Fall Versuchskonfiguration 1,  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  gemachten Beobachtungen auf den Fall Versuchskonfiguration 1,  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  übertragen werden. Für die Strömung innerhalb der Vormischzone ist im staupunktfesten Bezugssystem unmittelbar stromab des Wirbelaufplatzens das Auftreten einer Rezirkulations-Blase festzustellen, deren Präsenz auch in den instantanen Geschwindigkeitsfeldern ersichtlich wird. Diese wurde auch von Konle et al. (2006) anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen nachgewiesen. Diese Blase ist im raumfesten Bezugssystem nicht erkennbar.

Im staupunktfesten Bezugssystem treten stromab der Transitionszone deutlich größere turbulente Geschwindigkeitsschwankungen und Streckungsraten auf als im raumfesten Bezugssystem. Wie auch bei der Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  liegen die Geschwindigkeitsschwankungen unmittelbar stromauf der axialen Position des Staupunktes in staupunktfesten Koordinaten mit Werten für  $u_{rms}/D$  von 0,4 deutlich unter den Werten von bis zu 0,7 in raumfesten Koordinaten. Ebenso wie für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  tritt im staupunktfesten Bezugssystem unmittelbar stromab der axialen Position des Staupunktes am Übergang zwischen innerer Rezirkulationszone und innerer Scherzone ein

ausgeprägtes Maximum des turbulenten Längenmaßes auf. In Folge ergeben sich im raumfesten Bezugssystem in unmittelbarer Umgebung des Staupunktes zweifach höhere turbulente Streckungsraten als im staupunktfesten Bezugssystem. Dies wurde auch für die Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  beobachtet. Aufgrund der großen Bedeutung für die Stabilisierung der Flamme beim Flammenrückschlag, wird diese Tatsache im nachfolgenden Abschnitt weiter erläutert.

### 5.2.3 Wichtige Strömungsbereiche für die Flammenstabilisierung

In der Strömung der Versuchskonfiguration 1 treten sowohl für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  als auch für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  innerhalb der inneren Rezirkulationszone zwei charakteristische, für die Flammenstabilisierung günstige Strömungsbereiche auf. Deren Bedeutung für den Flammenrückschlag wird anhand Abbildung 5.6 erläutert. Dort ist für die Strömungen mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  jeweils für

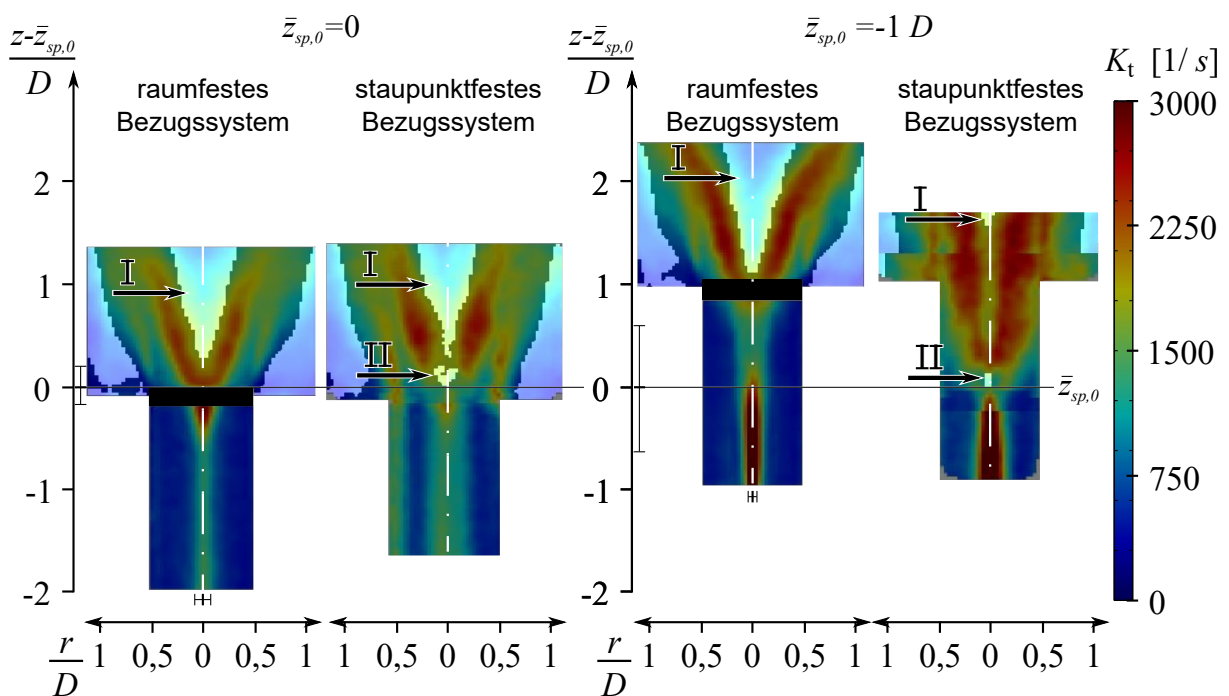


Abbildung 5.6: Bevorzugte Stabilisierungszonen der Verbrennung anhand der räumlichen Verteilung der turbulenten Streckungsrate im Axialschnitt des Strömungsfeldes der Versuchskonfiguration 1 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$

das raumfeste und das staupunkt feste Bezugssystem die räumliche Verteilung der turbulenten Streckung im Axialschnitt dargestellt. Diejenigen Bereiche, in welchen Rückströmung auftritt und zusätzlich die turbulente Streckungsrate niedriger als  $1700$   $1/s$  ist, sind besonders hervorgehoben, indem der Weißanteil der Farbskala in diesen Bereichen deutlich erhöht wurde, sodass die Farbe nicht mehr der angegebenen Farbskala entspricht. Bei den so gekennzeichneten Bereichen handelt es sich um Zonen, in welchen sich die Flamme besonders gut stabilisieren kann. Die zwei interessierenden Bereiche der inneren Rezirkulationszone sind zusätzlich mit schwarzen Pfeilen und den römischen Nummern I und II gekennzeichnet. Zum besseren Vergleich sind die vier dargestellten Fälle in  $z$ -Richtung bezüglich der zugehörigen axialen Position des Wirbelaufplatzens ausgerichtet.

Der erste Bereich, markiert mit I, tritt in beiden Bezugssystemen auf und umfasst den Kernbereich der inneren Rezirkulationszone stromab der inneren Scherzone. Innerhalb des Bereichs I liegen Streckungsraten zwischen 1000 und 1500 1/s vor, wohingegen in der inneren Scherzone Streckungsraten weit über über 2000 1/s auftreten. Da der Bereich I weit stromab des Staupunktes liegt, ist das raumfeste Bezugssystem deutlich besser geeignet, die Strömungsbedingungen in diesem Bereich zu erfassen als das staupunktfeste Bezugssystem. Besonders deutlich wird dies für die Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ . Aufgrund der großen Entfernung zwischen dem Wirbelaufplatzen und dem inneren Rezirkulationsgebiet innerhalb der Brennkammer erscheint dieses im staupunktfesten Bezugssystem deutlich kleiner als im raumfesten Bezugssystem. Zudem treten aufgrund der Bewegung des Staupunktes in diesem Bereich Scheinfluktuationen der Geschwindigkeit auf, welche zu stark überschätzten Streckungsraten führen. Dies ist auch der Grund, warum der Bereich I im staupunktfesten Bezugssystem wesentlich kleiner erscheint als im raumfesten Bezugssystem. Völlig anders ist die Situation, wenn der Bereich II betrachtet wird. Dieser befindet sich innerhalb der Rezirkulationsblase unmittelbar stromab des Wirbelaufplatzens beziehungsweise des Staupunktes, wo ebenfalls ein ausgeprägtes Minimum der turbulenten Streckungsraten auftritt. Dieser Bereich ist nur im staupunktfesten Bezugssystem sichtbar. In den Strömungen mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  existieren somit zwei Bereiche, in welchen gleichzeitig Rezirkulation und niedrige Streckungsraten vorliegen. Diese beiden Bereiche sind durch eine Zone hoher turbulenter Streckung voneinander getrennt.

Nach den Untersuchungen von Kröner (2003) wird der untersuchte Flammenrückschlag zu einem wesentlichen Teil durch turbulentes Verlöschen dominiert. Deshalb ist die im staupunktfesten Bezugssystem sichtbare Rezirkulationsblase und das damit verbundene Gebiet niedrigerer Streckungsraten im Umfeld des Staupunktes von besonderer Relevanz für das Verständnis des Rückschlagmechanismus. In der reagierenden Strömung kann beobachtet werden, dass sich bei sehr niedrigem Äquivalenzverhältnissen eine abgehobene Flamme einstellt, deren Wurzel sich im Bereich I stabilisiert. Bei ausreichend hohem Äquivalenzverhältnis überwindet die Flamme den Bereich hoher turbulenter Streckung stromauf von Bereich I und die Flammenwurzel verlagert sich stromauf in den Bereich II. Dabei kann ein sprunghaftes und statistisch auftretendes Wechseln zwischen einer abgehobenen, innerhalb des Bereichs I stabilisierten und einer am Staupunkt im Bereich II verankerten Flamme beobachtet werden<sup>6</sup>. Für die Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  tritt dann der Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse auf. Für die Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  ist das Überwinden der zwischen den Bereichen I und II liegenden Zone hoher turbulenter Streckung nur eine Vorbedingung. Für den Flammenrückschlag ist zusätzlich noch das Auftreten des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens notwendig. Jedoch scheint das Verlöschen der Flamme aufgrund hoher turbulenter Streckung gerade bei höheren Reynolds-Zahlen - und darauf weist auch die Arbeit von Konle und Sattelmayer (2010) hin - einen zunehmend bestimmenden Einfluss auf die Flammenausbreitung in die Vormischzone zu haben<sup>7</sup>. Zur Beurteilung der Relevanz des turbulenten Verlöschens für den untersuchten Flammenrückschlag dient die frei brennende Flamme der Versuchskonfiguration 2, anhand derer die tatsächlichen Verbrennungsbedingungen der reagierenden Strömung experimentell charakterisiert werden. Die zugehörige Strömung wird im nachfolgenden Abschnitt 5.2.4 vorgestellt.

<sup>6</sup>Dies war für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  mit  $D = 28$  mm bei hohen Reynolds-Zahlen bereits mit einem statistischen Auftreten von Flammenrückschlag verbunden.

<sup>7</sup>Im Vorgriff auf Abschnitt 6.3.3 wird darauf hingewiesen, dass bei der durch das verbrennungsinduziert Wirbelaufplatzen verursachten Stromaufverlagerung der Rezirkulationsblase in die Vormischzone der Abstand zwischen dem Bereich I und dem Bereich II und somit der Einfluss der dazwischenliegenden Zone hoher turbulenter Streckung für den Flammenrückschlag wieder steigt.

### 5.2.4 Die nicht-reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 2

Mit der Versuchskonfiguration 2 kann für den selben Brenner der Versuchskonfiguration 1 die vollständige Drallflamme ohne Brennkammer untersucht werden. Dies erleichtert insbesondere den Einsatz von LIF zur Bestimmung der Vorreaktionszone anhand der Konzentrationsverteilung der Spezies  $\text{CH}_2\text{O}$ . Ziel der Untersuchung dieser Strömung ist es, für ein typisches Strömungsfeld einer Drallflamme den Einfluss der Turbulenzeigenschaften in der Umgebung der Rezirkulationszone auf das Verbrennungsregime beziehungsweise auf die Dicke der Flammenfront zu bestimmen. Aufgrund der fehlenden Strömungsberandungen ist die Drallströmung der Versuchskonfiguration 2 nicht identisch mit der Strömung der Versuchskonfiguration 1. Dies ist für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen charakteristischen Turbulenzparametern und der Dicke der Flammenfront nicht unbedingt erforderlich, da für die Einordnung in das Verbrennungsregime neben  $S_{l,0}$  und  $\delta_{l,0}$  nur die lokal an der Flammenfront vorliegenden Turbulenzgrößen  $u_{rms}$  und  $L_t$  maßgeblich sind. Deren Einfluss auf die Verbrennung kann mit der Versuchskonfiguration in einem ausreichend weiten Bereich untersucht werden. Dennoch wird bei der Beschreibung des Strömungsfeldes der Versuchskonfiguration 2 zur besseren Einordnung ein Vergleich mit Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  gezogen.

Die Charakterisierung des Strömungsfeldes der Versuchskonfiguration 2 erfolgt ebenfalls für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C anhand der Strömungsgrößen  $\bar{u}_z$ ,  $u_{rms}$ ,  $L_t$  und  $K_t$  im Axialschnitt der Strömung. Die räumlichen Verteilungen dieser Größen im Axialschnitt sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Für den Vergleich mit der Versuchskonfiguration 1 wird nochmals auf Abbildung 5.4 zurückgegriffen. Für die Axialgeschwindigkeitsverteilung der Strömung im Bereich des Wirbelaufplatzens ist für beide Bezugssysteme eine große Ähnlichkeit zwischen Versuchskonfiguration 1 und 2 festzustellen. Trotz fehlender Vormischzone erfolgt das Wirbelaufplatzen erst  $2D$  stromab des Brenneraustritts. Die axiale Position des Staupunktes liegt bei  $2,5D$  und schwankt relativ stark in axialer Richtung. Stromauf des Wirbelaufplatzens liegen im Vergleich mit Versuchskonfiguration 1 fast identische Strömungsbedingungen vor. Bedingt durch die fehlende Brennkammer ergeben sich für die Versuchskonfiguration 2 eine engere innere Rezirkulationszone und niedrigere Geschwindigkeitsgradienten im Bereich des Wirbelaufplatzens und im Bereich der inneren und der äußeren Scherzone. In diesen Bereichen liegt das Niveau der Geschwindigkeitsschwankungen  $u_{rms}/U$  für die Versuchskonfiguration 2 bei 0,4 und damit um ein Drittel niedriger als für die Versuchskonfiguration 1.

Bei der räumlichen Verteilung des turbulenten Längenmaßes liegen geringere Unterschiede vor. Wie für die Strömung der Versuchskonfiguration 1 tritt auch für die Versuchskonfiguration 2 im staupunktfesten Bezugssystem unmittelbar stromab des Wirbelaufplatzens an der Wurzel der inneren Scherzone ein ausgeprägtes Maximum des turbulenten Längenmaßes auf mit Werten für  $L_t/D$  im Bereich von 0,1. In der inneren und äußeren Scherzone ist das turbulente Längenmaß bei Versuchskonfiguration 2 mit Werten im Bereich von 0,075 um 25% niedriger als bei Versuchskonfiguration 1. Bezüglich der turbulenten Streckung ist zunächst für die unmittelbare Umgebung des Staupunktes für Versuchskonfiguration 2 und 1 in beiden Bezugssystemen eine vergleichbare räumliche Verteilung festzustellen. Im raumfesten Bezugssystem ist das Niveau der turbulenten Streckung im Bereich des Wirbelaufplatzens bei Versuchskonfiguration 2 etwa 10% niedriger als bei Versuchskonfiguration 1. Im staupunktfesten Bezugssystem hingegen ist das Niveau der turbulenten Streckung im Bereich des Wirbelaufplatzens für Versuchskonfiguration 1

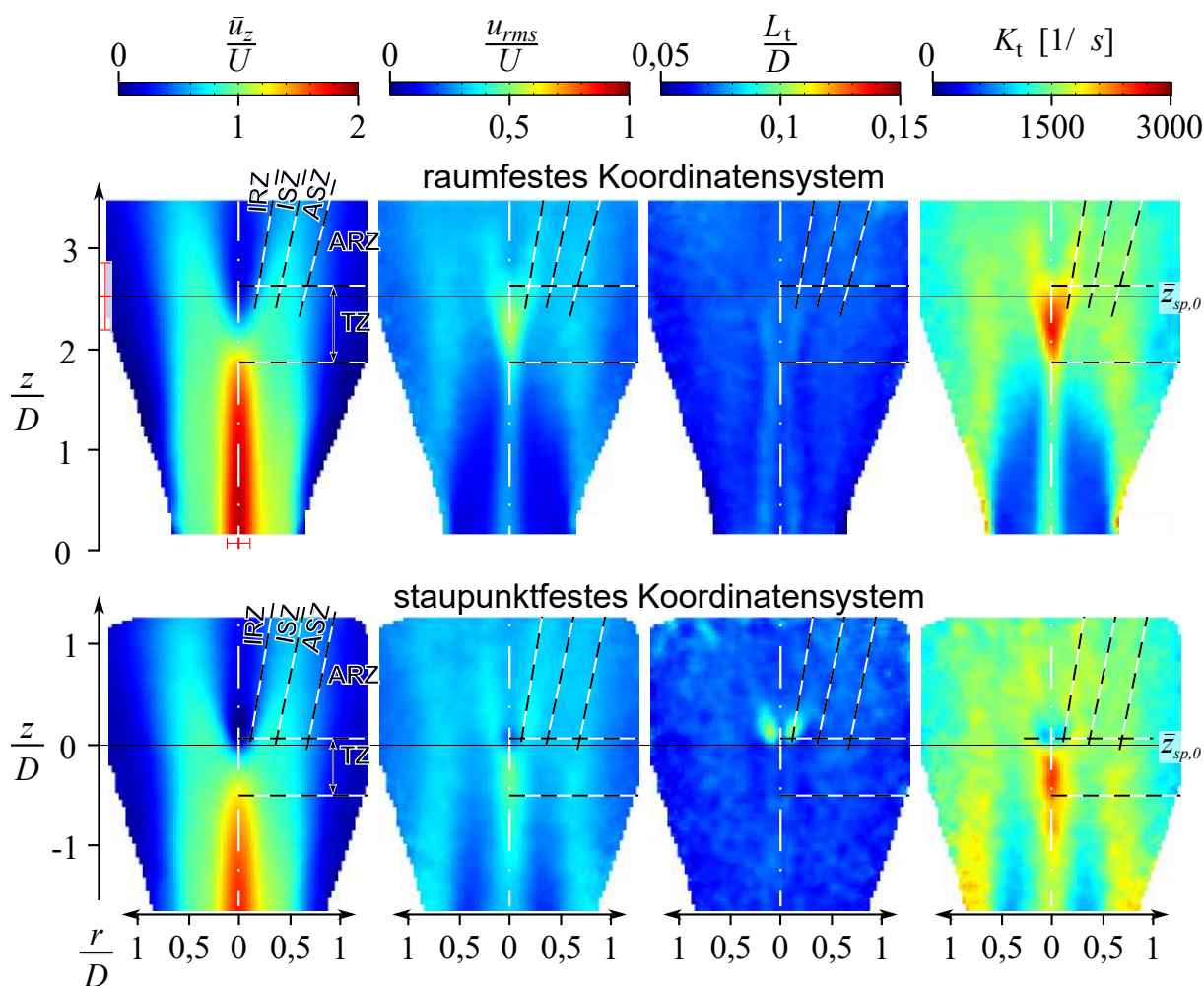


Abbildung 5.7: Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt des Strömungsfelds der Versuchskonfiguration 2 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C

und Versuchskonfiguration 2 fast identisch und es tritt dort in beiden Versuchskonfigurationen ein ausgeprägtes Minimum der turbulenten Streckung auf. Der größte Unterschied in der räumlichen Verteilung von  $K_t$  beider Versuchskonfigurationen besteht darin, dass in Versuchskonfiguration 2 die V-förmige Zone erhöhter Streckung innerhalb der Scherzonen stromab des Wirbelaufplatzens deutlich kürzer ist als in Versuchskonfiguration 1.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass sich für die räumliche Verteilung der charakteristischen Strömungsgrößen von Versuchskonfiguration 2 mit Versuchskonfiguration 1 geringe Unterschiede ergeben, welche eine relativ gute Ähnlichkeit der Strömungsfelder beider Versuchskonfigurationen im reagierenden Fall erwarten lassen. Wie in Abschnitt 5.3 dargestellt, führt die chemische Reaktion in der Versuchskonfiguration 2 aufgrund der fehlenden Brennkammer zu einer Aufweitung der inneren Rezirkulationszone und damit zu einer noch größeren Ähnlichkeit der Drallflammen beider Versuchskonfigurationen. Unabhängig davon dient die Versuchskonfiguration 2 für die Versuchskonfiguration 1 nur als generischer Referenzfall. Wesentlich ist dabei, dass es sich um eine Drallströmung vergleichbarer Größenskala mit ähnlich strukturiertem Strömungsfeld mit innerer Rezirkulation handelt. Obwohl das Niveau und die räumliche Verteilung der für die Verbrennung relevanten turbulenten Strömungsgrößen  $u_{rms}$ ,  $L_t$  und  $K_t$  von Versuchskonfiguration 1 und 2 nicht identisch sind, sind zur Charakterisierung der Verbrennungsbedingungen vor allem



die dimensionslosen Verhältnisse dieser Größen mit  $S_{l,0}$  und  $\delta_{l,0}$  relevant. Diese Größen können mit der Versuchskonfiguration 2 problemlos an die Verbrennungsbedingungen der Versuchskonfiguration 1 angeglichen und hinsichtlich ihres Einflusses auf das Verbrennungsregime untersucht werden.

### 5.3 Charakterisierung der reagierenden Strömung

In diesem Abschnitt werden die erzielten experimentellen Beobachtungen und Untersuchungsergebnisse dieser Arbeit vorgestellt, die zum Verständnis des untersuchten Flammenrückschlags beitragen. Dies geschieht im Rahmen einer Charakterisierung der untersuchten reagierenden Strömungen anhand exemplarischer Fälle. Ganz wesentlich ist hierbei, dass der Flammenrückschlag durch CIVB und der Flammenrückschlag durch TBVA parallel hinsichtlich charakteristischer Gemeinsamkeiten und Unterschiede betrachtet werden. Ziel dieser Gegenüberstellung ist es, die Interaktion der Drallströmung und der Flamme besser zu verstehen. Im Gegensatz zum Flammenrückschlag durch CIVB, bei dem die Flamme und das Wirbelaufplatzen in die Vormischzone propagieren, befindet sich das Wirbelaufplatzen beim Flammenrückschlag durch TBVA bereits weit stromauf in der Vormischzone. Im Vergleich beider Strömungen an der Stabilitätsgrenze kann einerseits der Einfluss der Präsenz des Wirbelaufplatzens am Eintritt in die Brennkammer auf die Ausgangslage der Flammenwurzel vor dem Flammenrückschlag untersucht werden. Andererseits kann geprüft werden, ob sich für die beiden unterschiedlichen Flammenrückschläge charakteristische Unterschiede zwischen den Strömungen nach dem Flammenrückschlag einstellen. Des Weiteren kann durch die Untersuchung des Flammenrückschlags durch TBVA gezielt der Einfluss des Eintritts der Flammenfront in die Vormischzone auf das weiter stromauf liegende Wirbelaufplatzen untersucht werden. Dies wiederum trägt zur Klärung der Frage bei, ob für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen die Wärmefreisetzung am Ort des Wirbelaufplatzens erforderlich ist, oder ob schon der Einfluss der Verbrennung auf die Strömungsbedingungen am Austritt der Vormischzone zu einer Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens führen kann. Diese Frage ist elementar für das Verständnis der Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens. Denn in den Vorarbeiten wurde die Möglichkeit der Fernwirkung der Flamme noch nicht in Betracht gezogen und statt dessen immer von der Notwendigkeit der Wärmefreisetzung am Ort des Wirbelaufplatzens ausgegangen.

Zunächst wird in Abschnitt 5.3.1 für den Flammenrückschlag durch CIVB und durch TBVA die reagierende Strömung an der Stabilitätsgrenze anhand instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit hervorgehobener Flammenfront vorgestellt und diskutiert. Dies bietet wertvolle Einblicke auf die instationäre und hoch turbulente Strömung während des Flammenrückschlags. Anschließend wird in Abschnitt 5.3.2 für den Flammenrückschlag durch CIVB und durch TBVA die Entwicklung der reagierenden Strömung bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze anhand von zeitgemittelten Axialgeschwindigkeitsfeldern mit hervorgehobener mittlerer Flammenfront diskutiert. Der Mehrwert dieses Abschnitts liegt einerseits darin, dass anhand der simultanen Entwicklung der Flammenfront und des Axialgeschwindigkeitsfeldes der Einfluss des Äquivalenzverhältnisses auf die Gleichgewichtslage der Flammenfront und der damit verbundene aerodynamische Einfluss der Flamme auf die Strömung erkennbar wird. Dies trägt zur Erkenntnis möglicher Wechselwirkungen zwischen Verbrennung und Wirbelaufplatzen bei. Andererseits bietet die Statistik der axialen Position von Staupunkt und Flammen und deren Korrelation in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses weitere Hinweise auf eine mögliche Fernwirkung der Flamme auf das Wirbelaufplatzen. In Abschnitt 5.3.3 wird hierzu dann anhand einer statistischen

Analyse des Flammenrückschlags durch TBVA und durch CIVB für den gesamten untersuchten Betriebsbereich der Nachweis für die Fernwirkung der Flamme geführt. Abschließend wird in Abschnitt 5.3.4 ergänzend und analog zur Charakterisierung der nicht-reagierenden Strömung in Abschnitt 5.2 die Beschaffenheit des Strömungsfeldes bei einem stabilen Betriebspunkt nahe der Stabilitätsgrenze erläutert. Dies erfolgt für die Strömungen der Versuchskonfigurationen 1 und 2 und dient als Grundlage für die Diskussion des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag in Kapitel 6.

### 5.3.1 Charakterisierung des untersuchten Flammenrückschlags anhand instantaner Geschwindigkeitsfelder

Bei der drallstabilisierten Verbrennung in Gasturbinen liegt auch unter stationären Betriebsbedingungen ein hochgradig instationäres Strömungsfeld vor. Die Instationarität ist neben kleinskaliger Turbulenz vor allem durch großskalige zeitliche Schwankungen am Ort des Wirbelaufplatzens und der Rezirkulationszone geprägt. Diese großskaligen Schwankungen übertragen sich unmittelbar auf die Flamme und führen zusammen mit der kleinskaligen Turbulenz letztendlich dazu, dass das Auftreten des Flammenrückschlags ein statistischer Prozess ist. In den Vorarbeiten wurde bereits beobachtet, dass der Flammenrückschlag durch CIVB nach dem Einstellen der kritischen Betriebsrandbedingungen mit einem zufälligen Zeitversatz einsetzte und die Flamme dabei durch das gesamte Mischrohr propagierte. Bei den Versuchen dieser Arbeit wurde außerdem beobachtet<sup>8</sup>, dass die Flamme beim Flammenrückschlag nicht notwendigerweise den Eintritt der Vormischzone erreicht und dass sich die Flamme nach Eintritt des Flammenrückschlags auch wieder stromab aus dem Mischrohr zurückziehen kann. Insofern ist das Vordringen der Flamme in die Vormischzone nicht unbedingt als einmaliger Vorgang, sondern als vorübergehender Zustand zu verstehen, der abwechselnd mit dem Zustand „kein Flammenrückschlag - Flamme außerhalb der Vormischzone“ auftreten kann. Im Vergleich zum Flammenrückschlag durch CIVB neigt der Flammenrückschlag durch TBVA deutlich weniger zu statistisch fluktuierendem Auftreten. Um dies zu veranschaulichen, wird nachfolgend das Auftreten des Flammenrückschlags durch CIVB in Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und das Auftreten des Flammenrückschlags durch TBVA in Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  anhand instantaner Strömungsfeldaufnahmen diskutiert.

#### Flammenrückschlag durch CIVB

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind für den Flammenrückschlag durch CIVB exemplarische Zeitreihen instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder im Axialschnitt der Strömung direkt an der Stabilitätsgrenze  $S_{l,0,crit}/U = 0,0187$  und oberhalb der Stabilitätsgrenze dargestellt. Die Aufnahmen erfolgten für  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$  und dem Brennstoff Methan. Die Flammenfront ist in den Axialgeschwindigkeitsfeldern als dünne weiße Linie hervorgehoben. Sie trennt den Frischgemischbereich, in dem Geschwindigkeitsdaten erfasst wurden, vom Heißgasbereich, in dem keine Geschwindigkeitsdaten vorliegen und der schwarz eingefärbt ist. Anhand der Axialgeschwindigkeitsfelder ist die starke Durchsetzung der Strömung im Frischgemischbereich mit turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen zu erkennen. Die Flammenfront ist durch die

<sup>8</sup>Diese Beobachtung trifft vor allem bei niedrigen und mittleren Reynolds-Zahlen zu.



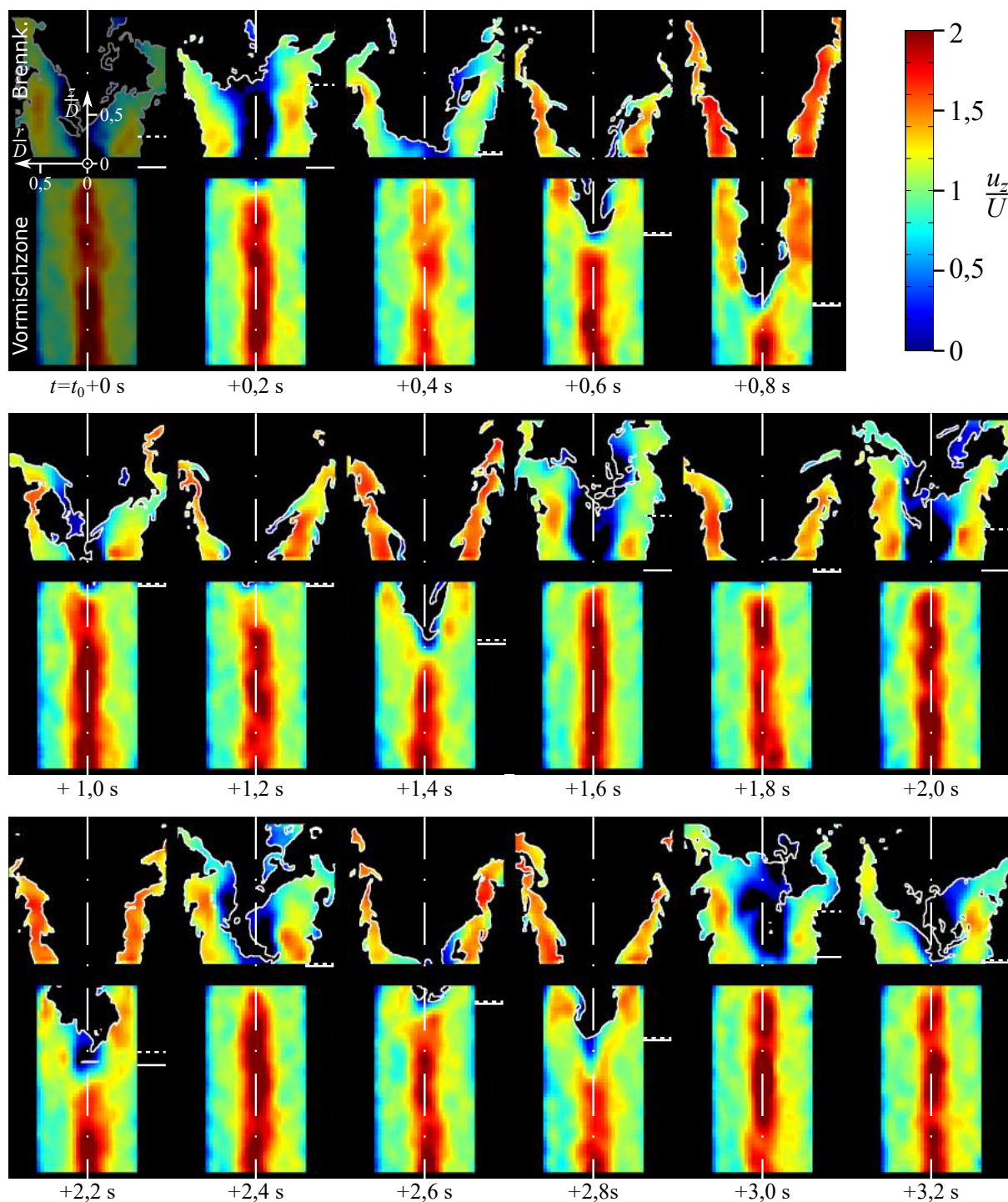


Abbildung 5.8: Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit Flammenfront an der Stabilitätsgrenze des CIVB mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  für  $D = 40$  mm,  $Re = 15000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan,  $S_{l,0}/U = S_{l,0,crit}/U = 0,0187$

Turbulenz stark verwinkelt. Die innere Rezirkulationszone, die als Bereich negativer Axialgeschwindigkeit erkennbar ist, ist ebenfalls stark deformiert und asymmetrisch. Die axiale Position der Spitze der inneren Rezirkulationszone und die axiale Position der Flammenspitze sind durch durchgezogene beziehungsweise gestrichelte horizontale, weiße Linien gekennzeichnet.

Zunächst ist anhand Abbildung 5.8 für die Strömung an der Stabilitätsgrenze festzustellen, dass die axiale Position der Flammenspitze stark fluktuiert. Innerhalb der Vormischzone tritt die Flammenspitze relativ selten auf - bei  $t = t_0 + 0,6s, +0,8s, +2,2s$  und  $+2,8s$ . Davon ist nur zu einem Zeitpunkt - bei  $t = t_0 + 0,8s$  - das Kriterium für den Flammenrückschlag  $z_{ff} \leq -1D$  erfüllt. Außerhalb der Vormischzone tritt die Flammenspitze sowohl direkt an der Spitze der Rezirkulationszone auf - bei  $t = t_0 + 0,4s, +1,0s, +1,2s, +1,8s, +2,4s$  und  $+3,2s$  - als auch weit stromab davon - bei  $t = t_0 + 0s, +0,2s, +1,6s, +2,0s$  und  $+3,0s$ . Die Flamme brennt abwechselnd verankert am Staupunkt des Wirbelaufplatzens und abgehoben. Dies ist ein wesentliches Merkmal der Versuchskonfiguration 1. Auf Grund der relativ engen Rezirkulationszone liegt bei der stabilen reagierenden Strömung keine stabil am Eintritt der Brennkammer verankerte Flamme vor.

Hinsichtlich der Aerodynamik des Flammenrückschlags ist besonders bemerkenswert, dass bei Präsenz der Flammenspitze nahe am Austritt der Vormischzone oder innerhalb der Vormischzone an den Flanken der Flamme im Frischgemisch erhöhte Axialgeschwindigkeiten auftreten. Dagegen sind die Axialgeschwindigkeiten in unmittelbarer Umgebung der Flammenspitze nahe Null. Folglich bewirkt das Eindringen der Flamme in die Vormischzone eine starke Beschleunigung der unverbrannten Außenströmung<sup>9</sup> der Flamme stromab der Flammenspitze. Wie nachfolgend anhand des Flammenrückschlags durch TBVA gezeigt wird, lässt sich die Beschleunigung nicht allein durch die Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens in die Vormischzone erklären. Auf Grund des thermodynamischen Druckverlustes über die Flammenfront werden die Stromlinien im Frischgemisch zusätzlich in radialer Richtung abgelenkt. Folglich geht von der Flamme gemäß der Erläuterungen in den Abschnitten 2.5.3 und 2.6.1 eine Verdrängungswirkung auf die Zuströmung aus. Dies ist in Übereinstimmung mit der Analyse in Abschnitt 4.4 und den Untersuchungen von Färber et al. (2010) und Färber (2013) in einer generischen Gasturbinenbrennkammer. Darin wurde eine verbrennungsinduzierte, sprunghafte radiale Aufweitung der Rezirkulationszone beobachtet. Die damit verbundene radiale Verdrängung der Hauptströmung der Rezirkulationszone wurde ebenfalls auf den thermodynamischen Druckverlust über die Flamme zurückgeführt.

Die durch die Verdrängungswirkung der Flamme verursachte Beschleunigung der unverbrannten Außenströmung der Flamme ist in der Strömung deutlich oberhalb der Stabilitätsgrenze noch ausgeprägter. Ein hierfür repräsentativer Fall ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Darin ist zu erkennen, dass im Vergleich zur Strömung an der Stabilitätsgrenze mit der Brenngeschwindigkeit auch die Auftretenswahrscheinlichkeit des Flammenrückschlags deutlich zunimmt. Für 10 der dargestellten Momente ist das Flammenrückschlags-Kriterium erfüllt. Auch deutlich oberhalb der Stabilitätsgrenze fluktuiert die axiale Position der Flammenspitze innerhalb der Vormischzone stark. Der Flammenrückschlag liegt nicht permanent sondern unterbrochen vor. Dies veranschaulicht die starke Sensitivität der Interaktion zwischen Verbrennung und Drallströmung, die zum Flammenrückschlag führt, gegenüber turbulenten Fluktuationen. Weiterhin ist im Vergleich der Abbildungen 5.8 und 5.9 zu erkennen, dass die Flammenspitze mit zunehmender Brenngeschwindigkeit beim Flammenrückschlag tendenziell etwas näher an die Spitze der Rezirkulationszone heran rückt.

<sup>9</sup>Als Außenströmung wird die axiale Umströmung der inneren Rezirkulationszone beziehungsweise der Flamme bezeichnet. Diese tritt im Bereich  $0,25 < r/D < 0,5$  auf.

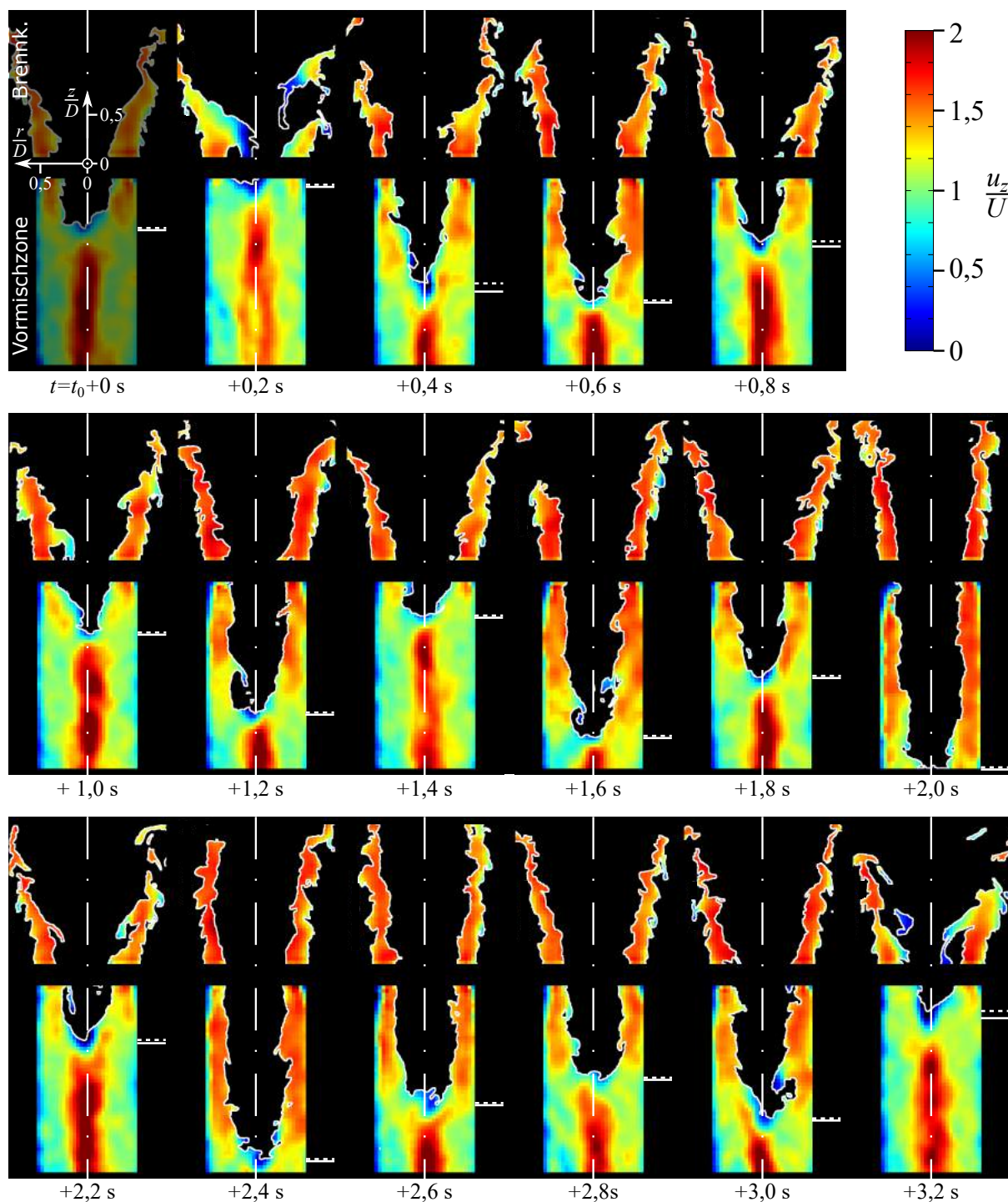


Abbildung 5.9: Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit Flammenfront über der Stabilitätsgrenze des CIVB mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  für  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan,  $S_{l,0}/U = 0,0256$ ,  $S_{l,0,crit}/U = 0,0187$

### Flammenrückschlag durch TBVA

Im Vergleich zum Flammenrückschlag durch CIVB unterliegt das Auftreten des Flammenrückschlags durch TBVA in der Nähe der Stabilitätsgrenze deutlich geringeren Fluktuationen. Unterhalb der Stabilitätsgrenze tritt die Flamme deutlich seltener in die Vormischzone ein als beim

CIVB. Die Flamme zieht sich bei Brenngeschwindigkeiten oberhalb der Stabilitätsgrenze deutlich seltener aus der Vormischzone zurück. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 5.10 das Auftreten des Flammenrückschlags durch TBVA an der Stabilitätsgrenze bei  $\bar{z}_{sp,0} \leq 1D$ ,  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$  und Methan als Brennstoff als Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder dargestellt. Innerhalb der Zeitreihe tritt die Flamme zwischen  $t = t_0 + 1,6$ s und  $+1,8$ s einmalig<sup>10</sup> in die Vormischzone ein. Neben einer geringeren Schwankung der Flammenposition kann für die Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq 1D$  auch festgestellt werden, dass sich die Flamme vor dem Auftreten des Flammenrückschlags relativ weit stromab der Vormischzone befindet. Ein sprunghaftes Wechseln zwischen einer abgehobenen und einer am Brennkammereintritt verankerten Flamme, wie es für die Flamme in der Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  beobachtet wurde, ist nicht festzustellen. Als Erklärung kann die im Fall von  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  vorliegende Nähe der Rezirkulationsblase zum Brennkammereintritt dienen. Wie bereits in Abschnitt 5.2 erläutert sind die turbulenten Streckungsraten innerhalb der Blase deutlich niedriger als im Nachlauf der Blase. Somit stellt die Blase eine Zone günstigerer Stabilisierungsbedingungen dar, in welche die abgehobene Flamme bei großer Nähe intermittierend vordringt. Mit Annäherung an die Stabilitätsgrenze steigt für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  die Häufigkeit, mit der sich die Flammenspitze in der Blase verankert deutlich an. Für die Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  hingegen liegt die Blase innerhalb der Vormischzone. Die Flammenspitze befindet sich daher vor dem Eintritt des Flammenrückschlags durch TBVA deutlich seltener am Brennkammereintritt. Der Zusammenhang wird durch die Diskussion des mittleren Strömungsfeldes im folgenden Abschnitt 5.3.2 noch deutlicher.

Bemerkenswert ist wiederum, dass wie beim Flammenrückschlag durch CIVB die Flamme auch beim Flammenrückschlag durch TBVA beim Eintritt in die Vormischzone eine starke axiale Beschleunigung der unverbrannten Außenströmung im Bereich zwischen der Flammenfront und der Wand der Vormischzone verursacht. Beim Flammenrückschlag durch TBVA kann nun der Vergleich der Beschleunigung der Außenströmung innerhalb der Vormischzone durch das Wirbelaufplatzen an sich und der zusätzlichen Beschleunigung der Außenströmung durch die Verdrängungswirkung der Flamme gezogen werden. Innerhalb der Vormischzone liegt das Axialgeschwindigkeitsniveau im radialen Bereich der Außenströmung  $0,25 < r/D < 0,5$  stromauf des Wirbelaufplatzens bei  $u_z/U \sim 1$ . Stromab des Wirbelaufplatzens liegt das Axialgeschwindigkeitsniveau in der Außenströmung vor dem Flammenrückschlag bei  $u_z/U \sim 1,2$  und nach dem Flammenrückschlag bei  $u_z/U \sim 1,6$ . Für die untersuchte Strömung ist beim Flammenrückschlag innerhalb der Vormischzone die Beschleunigung der Außenströmung durch die Verbrennung somit ungefähr dreimal so groß wie durch das Wirbelaufplatzen an sich. Diese eindeutige Beobachtung der Verdrängungswirkung der Flamme ist ein besonders wichtiges Ergebnis dieser Arbeit, das auf der Untersuchung des Flammenrückschlags durch TBVA als Referenzfall basiert.

### 5.3.2 Charakterisierung des untersuchten Flammenrückschlags anhand von Mittelwerten

Im vorherigen Abschnitt 5.3.1 wurde die stationäre Interaktion zwischen Drallströmung und Drallflamme *an der Stabilitätsgrenze* anhand exemplarischer instantaner Strömungsfelder diskutiert. Ergänzend werden nun die charakteristischen Eigenschaften der Strömung im zeitlichen Mittel und deren Entwicklung *bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze* diskutiert. Besonders relevant für das Verständnis des Flammenrückschlags ist die Entwicklung der mittleren axialen

<sup>10</sup>Bei der verwendeten Messreihe verbleibt die Flamme für die restliche Messdauer von ungefähr einer Minute in der Vormischzone.



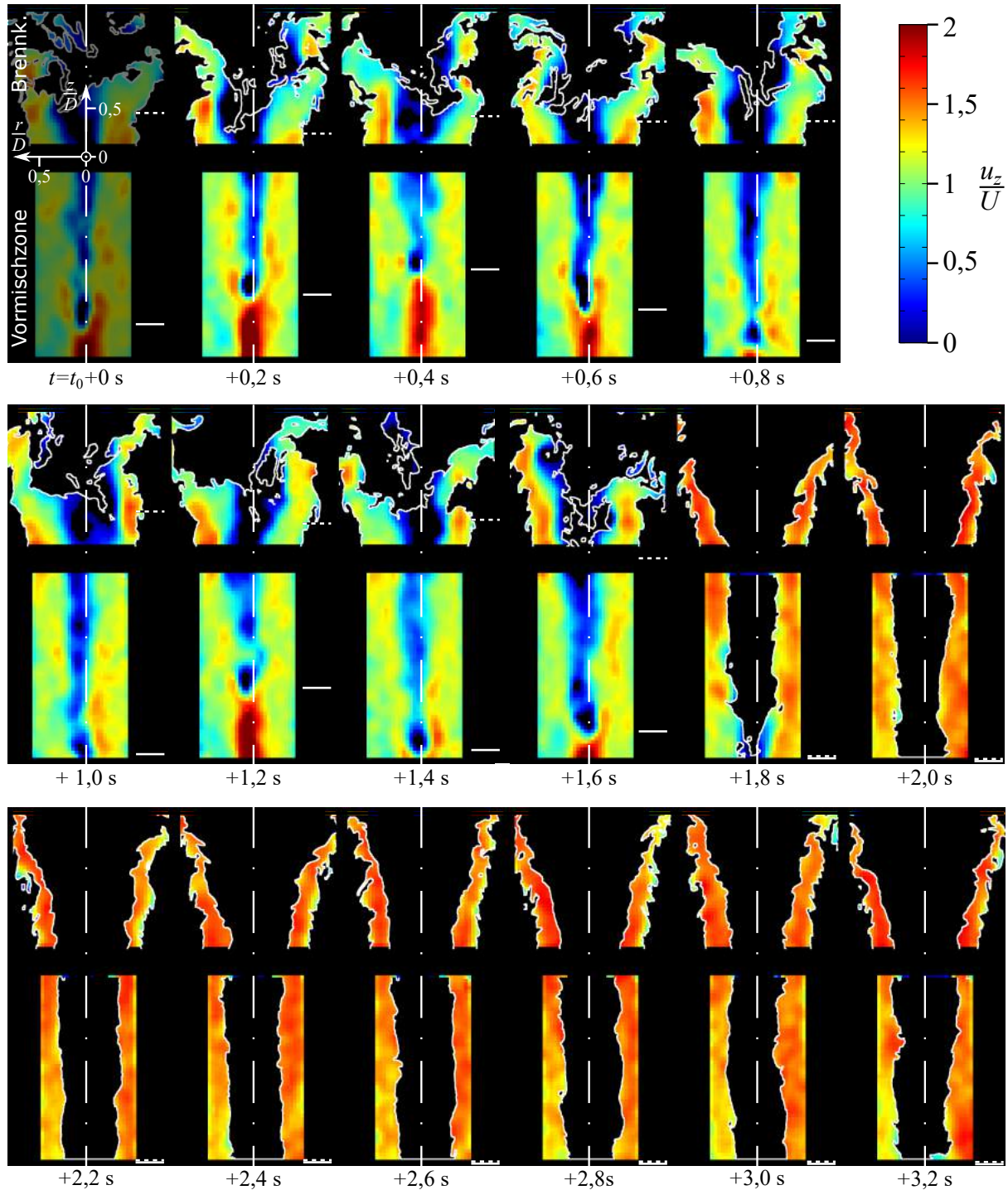


Abbildung 5.10: Zeitreihe instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder mit Flammenfront an der Stabilitätsgrenze des TBVA mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  für  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan,  $S_{l,0}/U = S_{l,0,crit}/U = 0,0174$

Positionen des Wirbelaufplatzens  $\bar{z}_{sp}$  und der Flammenspitze  $\bar{z}_{ff}$  sowie deren Varianz und die Korrelation beider Positionen. Die Grenze zwischen *stabilem* und *instabilem* Betriebsbereich wurde anhand der Häufigkeitsverteilung von  $z_{sp}$  und  $z_{ff}$  ermittelt. Das Kriterium zur Einstufung eines instantanen Strömungszustands als Flammenrückschlag ist abhängig von der Art

des Flammenrückschlags. Da sich beim Flammenrückschlag durch CIVB in der Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  die Flamme zusammen mit dem Wirbelaufplätzen stromauf in die Vormischzone verlagert, wurde als Kriterium für den Flammenrückschlag die axiale Position des Staupunktes  $z_{sp} \leq -1D$  verwendet. Da diese Bedingung im Fall des Flammenrückschlags durch TBVA in der Strömung mit  $\bar{z}_{sp} \leq -1D$  bereits im zeitlichen Mittel vorausgesetzt war, wurde stattdessen als Kriterium die axiale Position der Flammenspitze  $z_{ff} \leq -1D$  verwendet. Zur Bestimmung der Stabilitätsgrenze wurde die in Abschnitt 3.5 eingeführte Häufigkeit  $P_F$  für die Erfüllung des Kriteriums herangezogen. Die Grenze zwischen dem stabilen und dem instabilen Betriebsbereich wurde zu  $P_F = 0,1$  definiert. Ein Betriebspunkt wurde als instabil eingestuft, wenn  $P_F \geq 0,1$ . Bei ansonsten gleichbleibenden Betriebsrandbedingungen ist  $P_F$  eine Funktion des Äquivalenzverhältnisses beziehungsweise der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$ . Der Wert von  $S_{l,0}$  an der Stabilitätsgrenze wird als kritische laminare Brenngeschwindigkeit  $S_{l,crit}$  bezeichnet. Im Folgenden wird die Entwicklung der reagierenden Strömungen bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze, für den Flammenrückschlag durch CIVB mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und für den Flammenrückschlag durch TBVA mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq 1D$ , im zeitlichen Mittel vorgestellt. Dies erfolgt jeweils anhand Axialgeschwindigkeitsverteilung und der Lage der Flammenfront sowie anhand der Statistik der axialen Positionen des Staupunktes der inneren Rezirkulationszone  $z_{sp}$  und der Flammenspitze  $z_{ff}$ .

### Flammenrückschlag durch CIVB

Anhand Abbildung 5.11 wird die grundsätzliche Entwicklung der reagierenden Strömung bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB erläutert. Als exemplarischer Fall dient hierzu die Strömung mit  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$  und dem Brennstoff Methan. Dargestellt ist die räumliche Verteilung der mittleren Axialgeschwindigkeit der Frischgemischströmung im Axialschnitt der Strömung für raumfeste Koordinaten bei 10 Betriebspunkten. Das Äquivalenzverhältnis und damit das zugehörige Verhältnis der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  und der mittleren Zuströmungsgeschwindigkeit  $U$  in der Vormischzone nehmen von links oben, beginnend mit der nicht-reagierenden Strömung, nach rechts unten zu. Die mittlere Lage der Flammenfront ist als weiße Linie gekennzeichnet. Der durch den roten Rahmen hervorgehobene Fall gibt die Verhältnisse an der Stabilitätsgrenze wieder. Für jeden Fall ist die zugehörige axiale Position des Staupunktes  $\bar{z}_{sp}$  und der Spitze der Flammenfront  $\bar{z}_{ff}$  als durchgezogene beziehungsweise gestrichelte, vertikale, weiße Linie angezeigt. Entsprechende Darstellungen für alle untersuchten Betriebsbedingungen sind in Abschnitt A.24 gegeben.

Zunächst ist repräsentativ für alle Betriebsbedingungen festzuhalten, dass sich im stabilen Betriebsbereich die Flamme innerhalb der Rezirkulationszone deutlich stromab des Staupunktes stabilisiert. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Flamme im Rückströmungsbereich zwischen Flammenfront und Staupunkt verlöscht. Mit zunehmender laminarer Brenngeschwindigkeit rückt die Flamme näher an den Staupunkt heran, wobei sich die axiale Position des Staupunktes bis zum Erreichen der Stabilitätsgrenze nur minimal stromauf verlagert. Bemerkenswert ist vor allem, dass sich die Flamme in den meisten Fällen<sup>11</sup> selbst bei Erreichen der Stabilitätsgrenze im Mittel noch deutlich stromab des Staupunktes und der Vormischzone stabilisiert. Dies deckt sich mit der Beobachtung der instantanen Strömungsfelder in Abschnitt 5.3.1. Dort wurde festgestellt, dass sich die Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze vorwiegend stromab der Vormischzone und im Rückraum der Rezirkulationszone aufhält und der Flammenrückschlag von dort ausgehend

<sup>11</sup>insbesondere für alle Betriebsbedingungen mit  $Re \geq 30\,000$

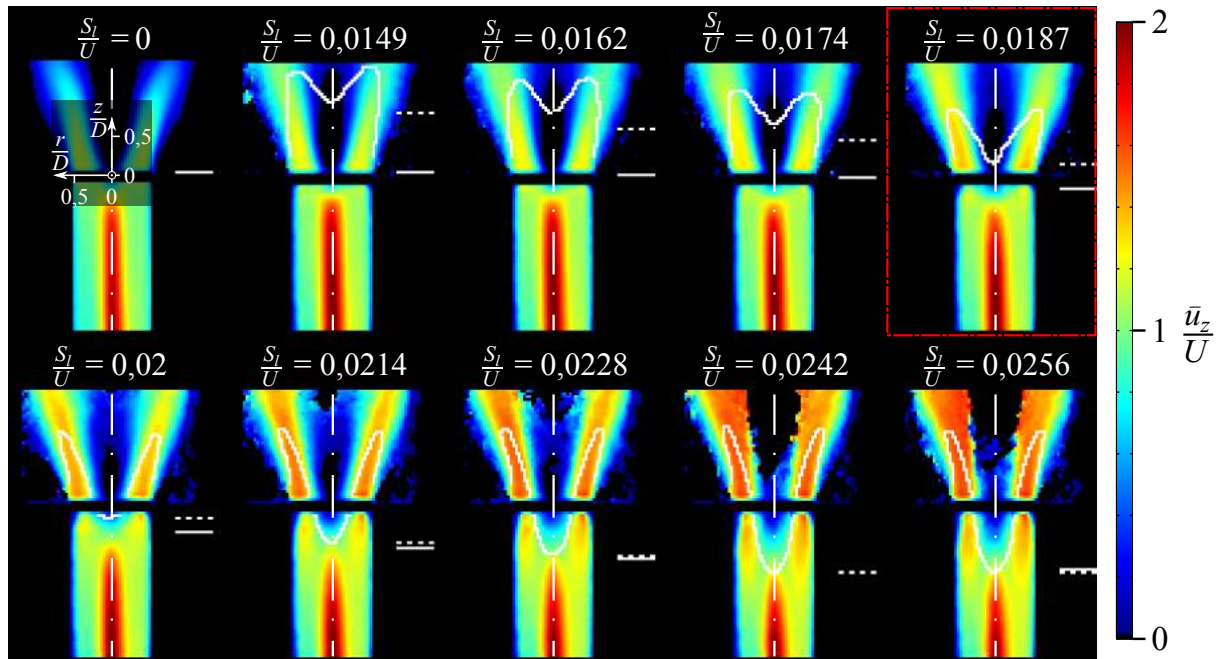


Abbildung 5.11: Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des CIVB für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ ,  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan, in raumfesten Koordinaten

statistisch intermittierend auftritt.

Eine weitere wichtige Beobachtung betrifft den Einfluss der Flamme auf das Strömungsfeld. Mit zunehmender Brenngeschwindigkeit und Stromaufverlagerung der Flamme setzt sowohl stromab der mittleren Flammenfront als auch stromauf davon eine zunehmende Beschleunigung der Frischgemischströmung ein. Deutlich zu erkennen ist dies anhand der Erhöhung der Axialgeschwindigkeit in der Umströmung der Rezirkulationszone im Bereich von  $0,5D > r > 0,3D$  auf Höhe der Spitze und der Flanken der Flammenfront. Die Erhöhung der Axialgeschwindigkeit ist bereits vor Erreichen der Stabilitätsgrenze leicht zu erkennen und verstärkt sich massiv an der Stabilitätsgrenze und nimmt darüber hinaus weiter zu. Diese Beschleunigung kann einerseits durch eine in der Scherzone stattfindende Impulsübertragung von der Heißgasströmung auf die Frischgemischströmung erklärt werden. Wie bereits erläutert, stellt sich die Beschleunigung auch als eine Folge der Verdrängungswirkung der Flamme ein. In Abschnitt A.7 ist hierzu ausgeführt, dass der thermodynamische Druckverlust über die Flamme nicht nur eine Verlagerung von Frischgemischstrom aus dem achsnahen Bereich hin zu größeren Radien bewirkt, sondern auch eine radiale Aufweitung der inneren Rezirkulationszone, die zu einer Verringerung des mittleren, effektiven Strömungsquerschnitts der Frischgemischströmung führt.

Zur weiteren Charakterisierung des Flammenrückschlags dient Abbildung 5.12. Darin sind für die in Abbildung 5.11 dargestellten Fälle die axiale Position des Staupunktes und der Flammenspitze sowie deren Schwankung und der Korrelationswert  $C$  aufgetragen. Dieser ist gemäß Gleichung (5.1) definiert:

$$C = \left( \frac{(z_{sp}(t) - \bar{z}_{sp}) \cdot (z_{ff}(t) - \bar{z}_{ff})}{|z_{sp}(t) - \bar{z}_{sp}| \cdot |z_{ff}(t) - \bar{z}_{ff}|} \right) \quad (5.1)$$

Für die axiale Position des Staupunktes der nicht-reagierenden Strömung ist der Mittelwert sowie die Standardabweichung stromauf und stromab direkt an der Ordinaten-Achse durch einen

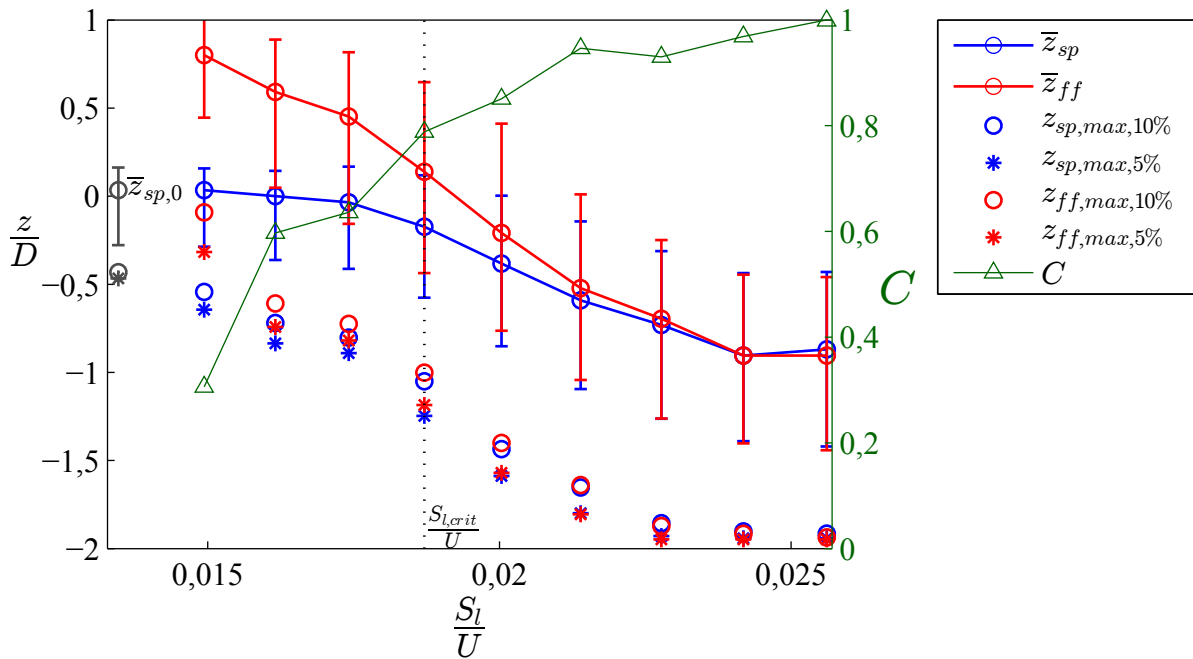


Abbildung 5.12: Entwicklung der Statistik der axialen Position des Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des CIVB für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ ,  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan

dunkelgrauen Kreis mit Fehlerbalken markiert. Für die reagierende Strömung sind die mittlere axiale Position des Staupunktes und der Flammenspitze durch blaue und rote Kreise dargestellt, die mit durchgezogenen Linien verbunden sind. Die Fehlerbalken zeigen die zugehörige Standardabweichung stromauf und stromab an. Kreise und Sternchen ohne Fehlerbalken zeigen den Mittelwert des 10 beziehungsweise 5%-Quantils der niedrigsten Werte für  $z_{sp}/D$  und  $z_{ff}/D$  an. Sie dienen als Indikator für die Extremlagen von Staupunkt und Flammenspitze in Richtung stromauf. Diese Quantile werden in der Legende für die Position des Staupunktes mit  $z_{sp,max,10\%}$  und  $z_{sp,max,5\%}$  und entsprechend für die Position der Spitze der Flammenfront mit  $z_{ff,max,10\%}$  und  $z_{ff,max,5\%}$  bezeichnet.

Anhand der Extremlagen lassen sich zwei interessante Feststellungen machen. Zum einen ist auffällig, dass die Häufigkeitsverteilung von Positionsabweichungen stromauf in der reagierenden Strömung breiter ist als in der nicht-reagierenden Strömung. Die Extremlagen der nicht-reagierenden Strömung liegen deutlich näher an der Mittellage und an dem durch die Standardabweichung abgedeckten Bereich als im reagierenden Fall. Dies gilt insbesondere auch für stabile Betriebspunkte, bei welchen sich die Mittellage des Staupunktes der reagierenden und nicht-reagierenden Strömung nicht wesentlich unterscheiden. Trotz der axialen Distanz zwischen Flammenspitze und Staupunkt sind deren Positionsschwankungen mit  $C \geq 0,6$  relativ stark miteinander korreliert. Dies erklärt sich zunächst durch die Eigendynamik der Rezirkulationszone und die für drallstabilisierte Verbrennung charakteristische enge Kopplung zwischen Rezirkulationszone und Flamme. Mit zunehmender Verbrennungsintensität wird die axiale Schwankungsamplitude des Staupunktes jedoch zunehmend verstärkt, was ursächlich auf den Einfluss der Verbrennung auf die Strömung zurückzuführen ist. Mit zunehmender Verbrennungsintensität steigt neben der Schwankungsamplitude der axialen Positionen von Staupunkt und Flammenspitze auch deren Korrelationswert  $C$ . Zum anderen ist festzustellen, dass die Extremlagen des Staupunktes und der Flammenspitze unabhängig vom Korrelationswert sehr nahe beieinanderliegen. Für den Kor-



relationswert nur für die Extremlagen  $z_{sp,max}$  und  $z_{ff,max}$  ergibt sich  $C_{max} > 0,95$ . Es liegt somit eine sehr starke Korrelation zwischen den Extremlagen des Staupunktes und der Flammenspitze vor. Extreme Schwankungen des Staupunktes stromauf sind fast ausschließlich von der Verlagerung der Flammenspitze in Richtung stromauf begleitet. In Abschnitt A.24 ist eine Übersicht der Statistik von  $z_{sp}$  und  $z_{ff}$  für alle untersuchten Betriebsbedingungen gegeben. Daraus kann entnommen werden, dass sich die Flammenspitze beim Flammenrückschlag in der Regel weniger als  $0,25D$  stromab des Staupunktes befindet, wobei sich der Abstand zwischen Staupunkt und Flammenspitze mit zunehmender Brenngeschwindigkeit verringert. Es ist festzuhalten:

- Die Dynamik der Positions-Schwankungen von Wirbelaufplätzen und Flammenspitze ist primär durch die Eigendynamik der Positions-Schwankung des Wirbelaufplatzens beziehungsweise der Rezirkulationszone vorgegeben.
- Mit zunehmender Verbrennungsintensität beziehungsweise zunehmender Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  nimmt die Amplitude der Positionsschwankungen und die Häufigkeit extremer Positionsschwankung von Staupunkt und Flammenspitze stromauf stark zu.
- Das Auftreten des Flammenrückschlags durch CIVB ist ein statistischer Prozess. Der Flammenrückschlag tritt auf, wenn sich bei ausreichender Verbrennungsintensität eine günstige Konstellation der Schwankung des Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze ergibt, wobei sich Flammenspitze und Wirbelaufplätzen in der Regel gemeinsam und mit geringer Distanz zueinander stromauf bewegen.

### Flammenrückschlag durch TBVA

Für den Flammenrückschlag durch TBVA erfolgt die Charakterisierung analog wie beim Flammenrückschlag durch CIVB anhand der Abbildungen 5.13 und 5.14. Im Unterschied zum Flammenrückschlag durch CIVB unterliegt das Auftreten des Flammenrückschlags durch TBVA in deutlich geringerem Maß einer Statistik. Dies gilt besonders für den Brennstoff Methan. Ein statistisches Auftreten des Flammenrückschlags ist nur in einem sehr engen Betriebsbereich an der Stabilitätsgrenze zu beobachten. In vielen Fällen, wie beispielsweise dem dargestellten Fall, tritt der Flammenrückschlag unmittelbar bei Erreichen der Stabilitätsgrenze einmalig und *final* auf. Ein darauffolgender Rückzug der Flamme aus der Vormischzone ist nicht zu beobachten. Bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze kommt es erst kurz vor Erreichen der Stabilitätsgrenze zu Vorstößen der Flamme in die Vormischzone. Mit Überschreiten der Stabilitätsgrenze steigt die Wahrscheinlichkeit  $P_F$ , dass zu einem bestimmten Zeitpunkt ein Flammenrückschlag vorliegt, sehr schnell auf 1 an. Im stabilen Betriebsbereich liegt die Flammenspitze für alle untersuchten Betriebsbedingungen im Mittel weit stromab der Vormischzone. Bei Überschreiten der Stabilitätsgrenze propagiert die Flamme innerhalb der bestehenden Rezirkulationszone bis zum Wirbelaufplätzen. Dabei verlagert sich das Wirbelaufplätzen weiter stromauf bis über den Rand des Beobachtungsbereiches hinaus an den Übergang zwischen Brennerdüse und Vormischzone, wo sich das Wirbelaufplätzen und die Flammenspitze stabilisieren. Dann dienen die Positionsangaben und der Korrelationswert nur noch als grobe Orientierung, da für alle Positionen stromauf des Messbereiches die Position des unteren Rands des Messbereiches angenommen wurde. Bei weiterer Erhöhung der Brenngeschwindigkeit besteht die Möglichkeit, dass die Flamme weiter stromauf in den Brenner propagiert. Dieser Vorgang und die Bedingungen, die dazu führen, wurden im Rahmen der Arbeit nicht untersucht. Bemerkenswert ist außerdem, dass sich wie auch

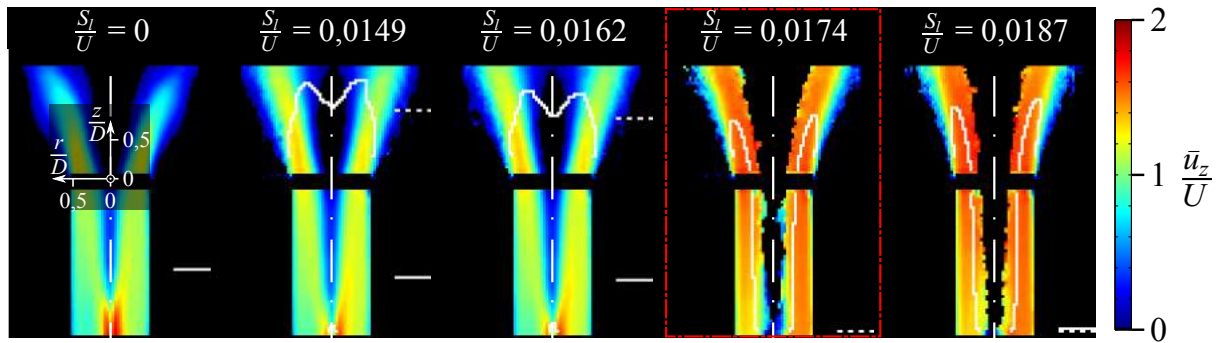


Abbildung 5.13: Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des TBVA für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ ,  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan, in raumfesten Koordinaten

beim Flammenrückschlag durch CIVB mit dem Flammenrückschlag durch TBVA innerhalb der Vormischzone eine starke radiale Verdrängung der Frischgemischströmung in Richtung Wand einstellt. Diese ist erkennbar anhand der um bis zu 50% höheren Axialgeschwindigkeit der Frischgemischströmung zwischen Rezirkulationszone und Wand. Im Vergleich zur nicht-reagierenden Strömung liegt das Wirbelaufplatzen der stabilen reagierenden Strömung etwas weiter stromauf und weist einen leicht größeren Schwankungsbereich auf. Die Schwankung der axialen Position des Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze sind bis zum Erreichen der Stabilitätsgrenze  $S_{l,crit}/U$  mit  $C \sim 0$  absolut unkorreliert und oberhalb der Stabilitätsgrenze mit  $C \sim 1$  absolut korreliert.

Bezüglich der Ursache der beobachteten Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen dem

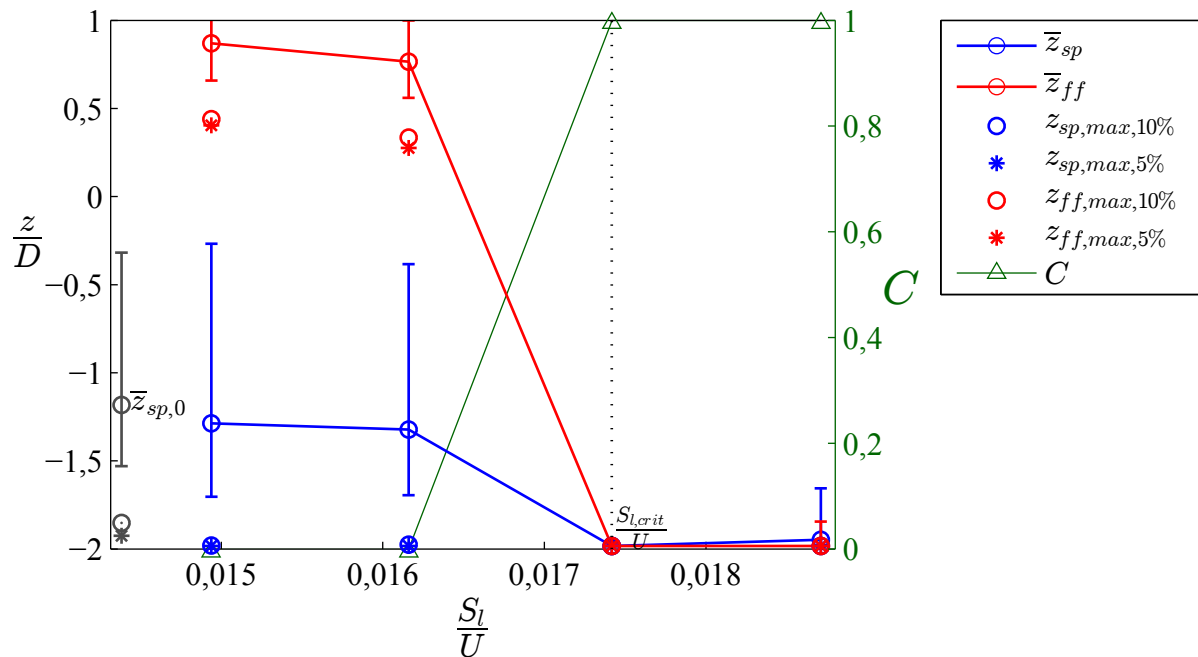


Abbildung 5.14: Entwicklung der Statistik der axialen Position des Wirbelaufplatzens und der Flammenspitze bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des TBVA für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ ,  $D = 40$  mm,  $Re = 15\,000$ ,  $\vartheta_0 = 50$  °C und Methan

Flammenrückschlag durch CIVB und dem Flammenrückschlag durch TBVA sowie hinsichtlich unterschiedlicher Stabilitätsgrenzen ist Folgendes festzuhalten:

- Im stabilen Betriebsbereich stabilisiert sich die Flamme bei beiden Typen des Flammenrückschlags stromab der Rezirkulationsblase im Rückraum der Rezirkulationszone in dem in Abbildung 5.6 herausgestellten Bereich I.
- Für beide Typen des Flammenrückschlags scheint es eine notwendige Voraussetzung zu sein, dass die Flammenspitze die Rezirkulationsblase an der Spitze der Rezirkulationszone beziehungsweise den in Abbildung 5.6 herausgestellten Bereich II erreicht.
- Für beide Typen des Flammenrückschlags ist davon auszugehen, dass sich eine deutliche Verbesserung der Stabilisierung innerhalb der Rezirkulationszone ergibt, sobald die Flammenspitze die Rezirkulationsblase erfasst hat. Zum einen dient die Blase der Flamme als Ankerpunkt, weil darin relativ niedrige turbulente Streckungsraten auftreten. Zum anderen wird die Frischgemischströmung innerhalb der Vormischzone unter dem Einfluss der Verbrennung in Richtung Wand verdrängt. Es kann auf Basis der Überlegungen in Abschnitt A.7 zum aerodynamischen Einfluss von Verbrennung vermutet werden, dass sich die Blase unter dem Einfluss der Verbrennung radial ausdehnt, wodurch die Gefahr von turbulentem Verlöschen weiter sinkt.
- Bezüglich der Ausgangslage des Flammenrückschlags liegt im Falle des TBVA im Vergleich zum CIVB im stabilen Betriebsbereich nahe an der Stabilitätsgrenze ein deutlich größerer Abstand zwischen Rezirkulationsblase und Flammenspitze vor. Die Flamme stabilisiert sich im Fall des TBVA im Vergleich zum CIVB kurz vor dem Flammenrückschlag etwas weiter stromab und muss bis zum Erreichen der Rezirkulationsblase einem längeren Bereich hoher turbulenter Streckung überwinden.
- Im Gegensatz zum Flammenrückschlag durch TBVA ist für den Flammenrückschlag durch CIVB erforderlich, dass unter dem aerodynamischen Einfluss der Verbrennung eine Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens stattfindet. Das Vordringen der Flamme in die Rezirkulationsblase allein ist nicht ausreichend.

Auf Basis dieser Feststellungen sind drei Szenarien denkbar, nämlich, dass die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags für TBVA im Vergleich zur Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags für CIVB niedriger ist, gleich ist, oder höher ist. Das erste Szenario entspricht der Erwartung, dass für den Flammenrückschlag durch CIVB wegen der zusätzlich notwendigen verbrennungsinduzierten Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens in die Vormischzone eine höhere Verbrennungsintensität notwendig ist als für den Flammenrückschlag durch TBVA, bei dem sich die Rezirkulationszone bereits innerhalb der Vormischzone befindet. Sollte nicht der aerodynamische Einfluss der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen, sondern das turbulente Verlöschen die ausschlaggebende Bedingung für den Flammenrückschlag durch CIVB sein, dann wäre für beide Flammenrückschläge die gleiche Stabilitätsgrenze zu erwarten. Anhand der durchgeführten Untersuchungen zeigte sich jedoch, dass auch das dritte Szenario existiert, nämlich eine höhere Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlag durch TBVA im Vergleich zum Flammenrückschlag durch CIVB. In diesem Fall ist offensichtlich das turbulente Verlöschen das ausschlaggebende Kriterium. Jedoch ist dann in der Vormischzone beim Flammenrückschlag durch TBVA zur Vermeidung des turbulenten Verlöschens innerhalb der Rezirkulationszone eine höhere Verbrennungsintensität notwendig als beim Flammenrückschlag durch CIVB, da beim TBVA ein größerer

Abstand bis zur Rezirkulationsblase überwunden werden muss, als beim CIVB. Beim CIVB kann die Flamme die Rezirkulationsblase bereits am Brennkammereintritt erreichen. Offenbar kann sich die Stabilisierung der Flamme mit Erreichen der Rezirkulationsblase derart verbessern, dass die Flamme der Rezirkulationsblase bereits bei niedrigeren Verbrennungsintensitäten als beim TBVA in die Vormischzone folgt. Die Diskussion der beschriebenen Szenarien wird in Abschnitt 6.3.3 und 7.1 weiter vertieft.

### 5.3.3 Aerodynamik des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen

Eine für das Verständnis des untersuchten Flammenrückschlags entscheidende Frage gilt seiner Kausalität beziehungsweise der Frage, wo und wie die Interaktion zwischen Flamme und Wirbelaufplatzen zu dessen Stromaufpropagation führt. Wie bereits erläutert, beziehen sich existierende Erklärungsmodelle vor allem auf die Interaktion zwischen der Flammenspitze und der Spitze der inneren Rezirkulationszone. Ergänzend wurde in dieser Arbeit die Relevanz des in Abschnitt 2.5.3 erläuterten Einflusses der Strömungsrandbedingungen stromab des Wirbelaufplatzens untersucht. Hierbei interessiert, inwieweit das Wirbelaufplatzen bereits durch den Einfluss der Flamme auf die Strömung am Austritt der Vormischzone beeinflusst werden kann. Dazu wird zunächst die Strömung  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  (TBVA) diskutiert, deren Staupunkt der inneren Rezirkulationszone bereits weit stromauf in der Vormischzone liegt. Beim Flammenrückschlag propagiert die Flammenspitze innerhalb der bestehenden Rezirkulationszone in die Vormischzone. Hierbei ist ein aerodynamischer Einfluss der Flamme am Austritt der Vormischzone auf das Wirbelaufplatzen auf Grund der großen Distanz zum Wirbelaufplatzen besonders leicht zu erkennen.

Die Reaktion der Drallströmung auf den Eintritt der Flamme in das Mischrohr ist in Abbildung 5.15 anhand repräsentativer, instantaner Axialgeschwindigkeitsfelder der reagierenden Strömung an der Stabilitätsgrenze dargestellt. Darin ist für jeden Moment die axiale Position des Staupunktes durch einen schwarz-weißen Pfeil markiert. Die axiale Mittellage des Wirbelaufplatzens der nicht-reagierenden Strömung  $\bar{z}_{sp,0} = -1,5D$  ist durch eine horizontale, schwarz-weiß gestrichelte Linie gekennzeichnet. In den ersten fünf Momentaufnahmen liegt die Flammenspitze stromab des Austritts der Vormischzone, in den restlichen Momentaufnahmen befindet sich die Flammenspitze im Bereich  $-1,5D < z < -0,5D$ . Es ist zu erkennen, dass das Wirbelaufplatzen in der Nähe von  $\bar{z}_{sp,0}$  auftritt, wenn die Flammenspitze stromab der Vormischzone liegt und dass das Wirbelaufplatzen stromauf des erfassten Strömungsbereichs auftritt, wenn die Flamme in das Mischrohr eingedrungen ist. Zudem scheint der Eintritt der Flamme in die Vormischzone auch mit einer Verbreiterung der Rezirkulationszone stromauf der Flammenspitze verbunden zu sein. Zur generalisierten Betrachtung des Einflusses des Eintritts der Flammenspitze in die Vormischzone auf das Wirbelaufplatzen sind in Abbildung 5.16 verschiedene Statistiken der axialen Position des Staupunktes  $z_{sp}$  gegenübergestellt. Aufgetragen sind Wahrscheinlichkeiten für  $z_{sp}$  innerhalb von Intervallen der Breite  $0,2D$  entlang der axialen Koordinate  $z$ . Die schwarzen Balken geben die Häufigkeitsverteilung von  $z_{sp}$  der nicht-reagierenden Strömung wieder. Die weißen und die grauen Balken zeigen bedingte Wahrscheinlichkeiten für  $z_{sp}$  der reagierenden Strömung an. Für die weißen Balken muss die Bedingung erfüllt sein, dass die Flammenspitze außerhalb des Mischrohrs liegt, also  $z_{ff} > 0$ . Für die grauen Balken gilt die Bedingung, dass sich die Flammenspitze im Eintritt der Vormischzone aufhält, mit  $-1 < z_{ff} < 0$ . Anhand der Häufigkeitsverteilungen ist zu erkennen, dass im Vergleich zur nicht-reagierenden Strömung die Anwesenheit der Flamme in der Brennkammer bereits zu einer leichten Stromaufverlagerung des

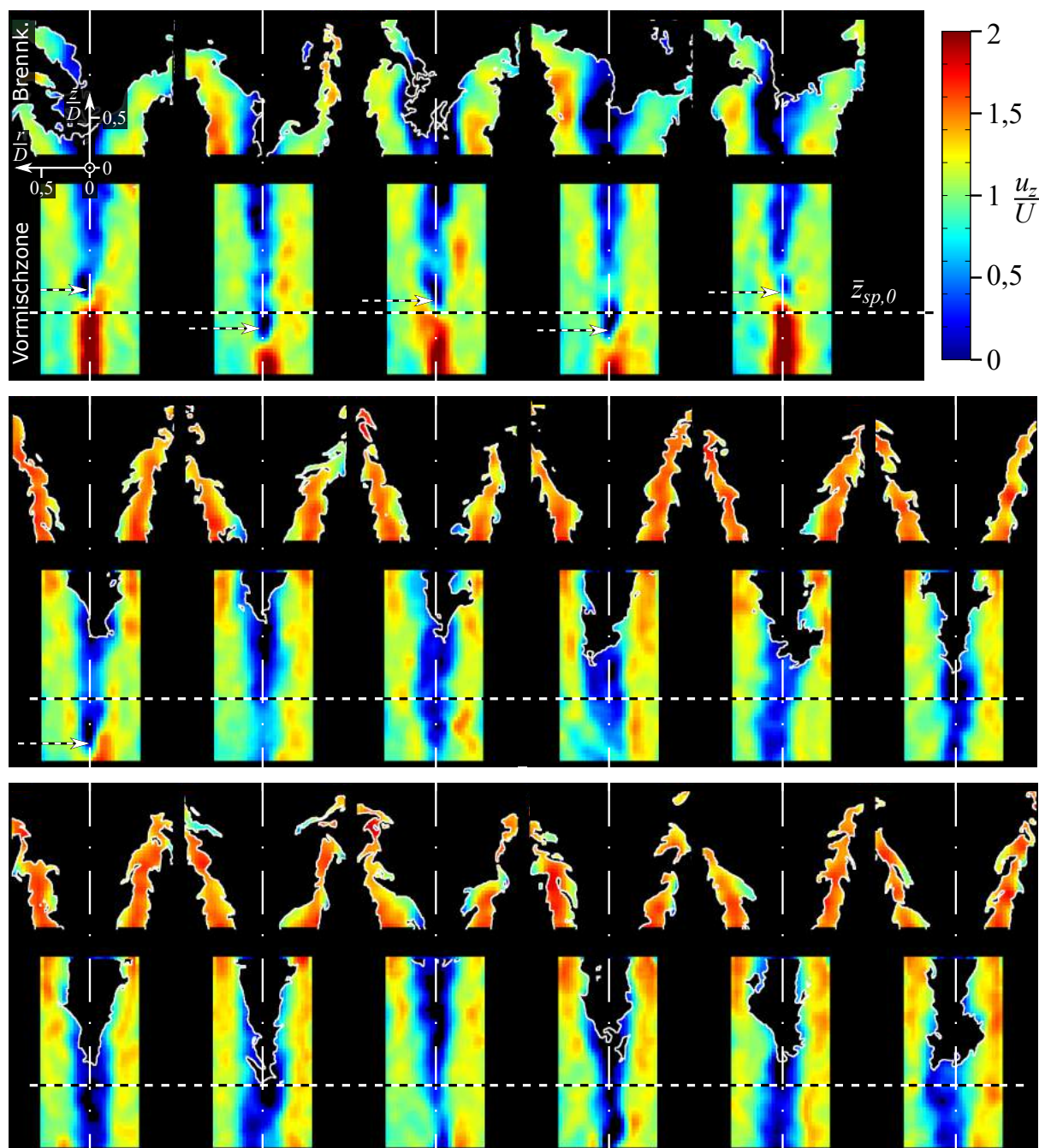


Abbildung 5.15: Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bei  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  mit Distanz zwischen Wirbelaufplatzen und Flammenspitze größer  $1D$

Wirbelaufplatzen führt und dass sich das Wirbelaufplatzen deutlich stromauf verlagert, wenn die Flamme in den Austritt der Vormischzone eindringt.

Beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzen mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  (CIVB) zeigt sich ein ähnlicher verbrennungsinduzierter Einfluss der Abströmrandbedingung auf das Wirbelaufplatzen. Zur Diskussion dienen wiederum instantane Axialgeschwindigkeitsfelder an der Stabilitätsgrenze und die zugehörige Statistik von  $z_{sp}$ . In Abbildung 5.17 sind hierzu ausgewählte Momentaufnahmen dargestellt, bei welchen ein deutlicher axialer Abstand zwischen dem Wirbelaufplatzen und der Flammenspitze vorliegt. Zur Orientierung ist wieder die axiale Position des Staupunktes durch

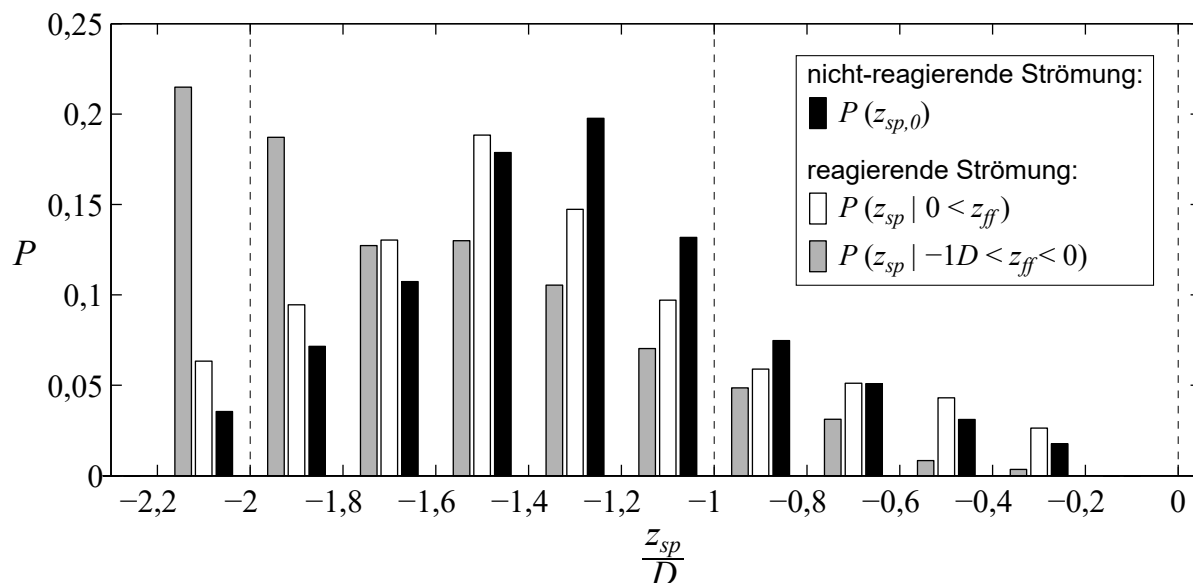


Abbildung 5.16: Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilung für  $z_{sp,0}$  der nicht-reagierenden Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  und der Wahrscheinlichkeitsverteilung für  $z_{sp}$  der zugehörigen reagierende Strömung an der Stabilitätsgrenze - Statistik für alle untersuchten Betriebsbedingungen

einen schwarz-weißen Pfeil markiert. Die horizontale, schwarz-weiß gestrichelte Linie kennzeichnet die minimale axiale Position des Staupunktes der nicht-reagierenden Strömung  $z_{sp,0,min}$ . Es ist zu erkennen, dass sich der vordere Staupunkt der Rezikulationsblase bis zu  $1D$  stromauf der Flammenspitze befindet. Die Transition der Drallströmung von einer anularen zu einer kolumnaren Form setzt bereits  $0,5D$  stromauf des Staupunktes ein. Folglich kann das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen auch für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  ohne räumliche Koinzidenz mit der Flammenspitze auftreten. Wie in Abschnitt 6.3 erläutert wird, ist dies an der Stabilitätsgrenze jedoch relativ selten der Fall. Denn für das Vordringen der Flamme in die Vormischzone scheint die Stabilisierung der Flammenspitze innerhalb der Rezikulationsblase an der Spitze der Rezikulationszone notwendig zu sein. Ohne diese Stabilisierung zieht sich die Flamme verlöschungsbedingt aus dem Mischrohr zurück. Jedoch ist dabei eine deutliche Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens zu beobachten, solange die Flamme im Austritt der Vormischzone präsent ist. Der beschriebene Zusammenhang kann anhand Abbildung 5.18 generalisiert werden. Darin ist die Statistik der axialen Position des Staupunktes der nicht-reagierenden und der reagierenden Strömung für alle untersuchten Betriebsbedingungen gegenübergestellt. Wie für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von  $z_{sp,0}$  und  $z_{sp}$  innerhalb von Intervallen der Breite  $0,2D$  entlang der axialen Koordinate  $z$  aufgetragen. Beide Diagramme zeigen die gleichen Häufigkeitsverteilungen, im rechten Diagramm jedoch ist der  $x$ -Achsenabschnitt  $-1,75D < z_{sp} < -0,5$  stark vergrößert dargestellt. Die schwarzen Balken geben die Häufigkeitsverteilung für die nicht-reagierende Strömung an. Die grauen Balken gelten für die reagierende Strömung. Zur Erfassung der aerodynamischen Fernwirkung der Flamme am Austritt der Vormischzone auf das Wirbelaufplatzen wird für die reagierende Strömung die bedingte Häufigkeit von  $z_{sp}$  betrachtet. Als Vorbedingung wurde definiert, dass sich das Wirbelaufplatzen mehr als  $1D$  stromauf der Flammenspitze befindet und dass sich die Flammenspitze nicht weiter als  $0,5D$  in der Vormischzone befindet. Für diese Konstellation von Flammenspitze und Staupunkt zeigt sich im Vergleich zur nicht-reagierenden



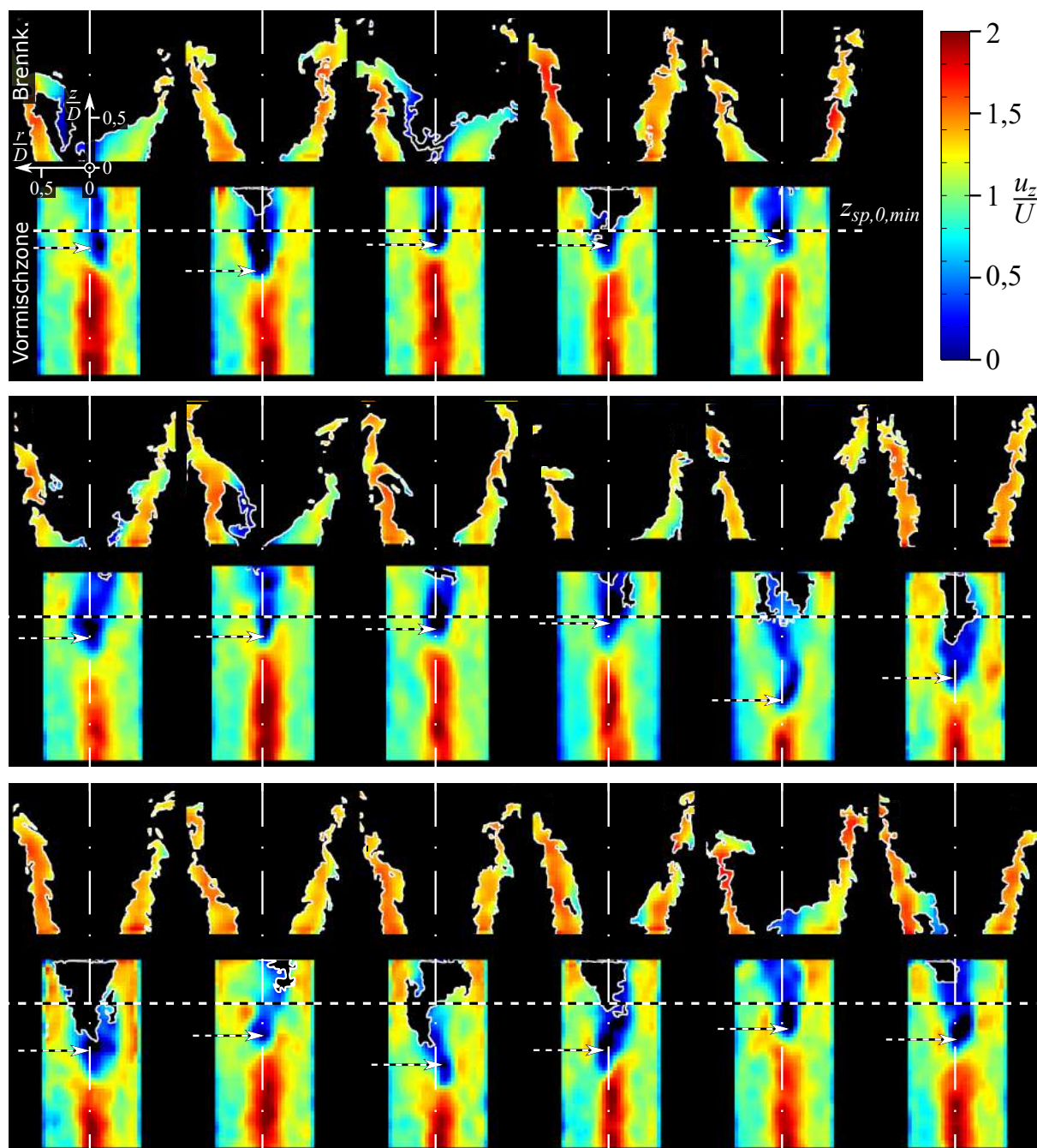


Abbildung 5.17: Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bei  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  mit einer Distanz zwischen dem Wirbelaufplatzen und der Flammenspitze größer  $0,5D$

Strömung eine deutliche Verlagerung der Häufigkeitsverteilung hin zu kleineren axialen Positionen, also weiter in die Vormischzone hinein. Auch wenn aus verbrennungstechnischen Gründen diese Stromaufwirkung der Flamme auf das Wirbelaufplatzen relativ selten zu beobachten ist, zeigt sich dadurch dennoch die Existenz eines Einflusses der Abströmrandbedingung der Vormischzone auf das Wirbelaufplatzen. Zusammenfassend ist festzuhalten:

- Beim Flammenrückschlag durch TBVA, also  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ , führt bereits die Präsenz der

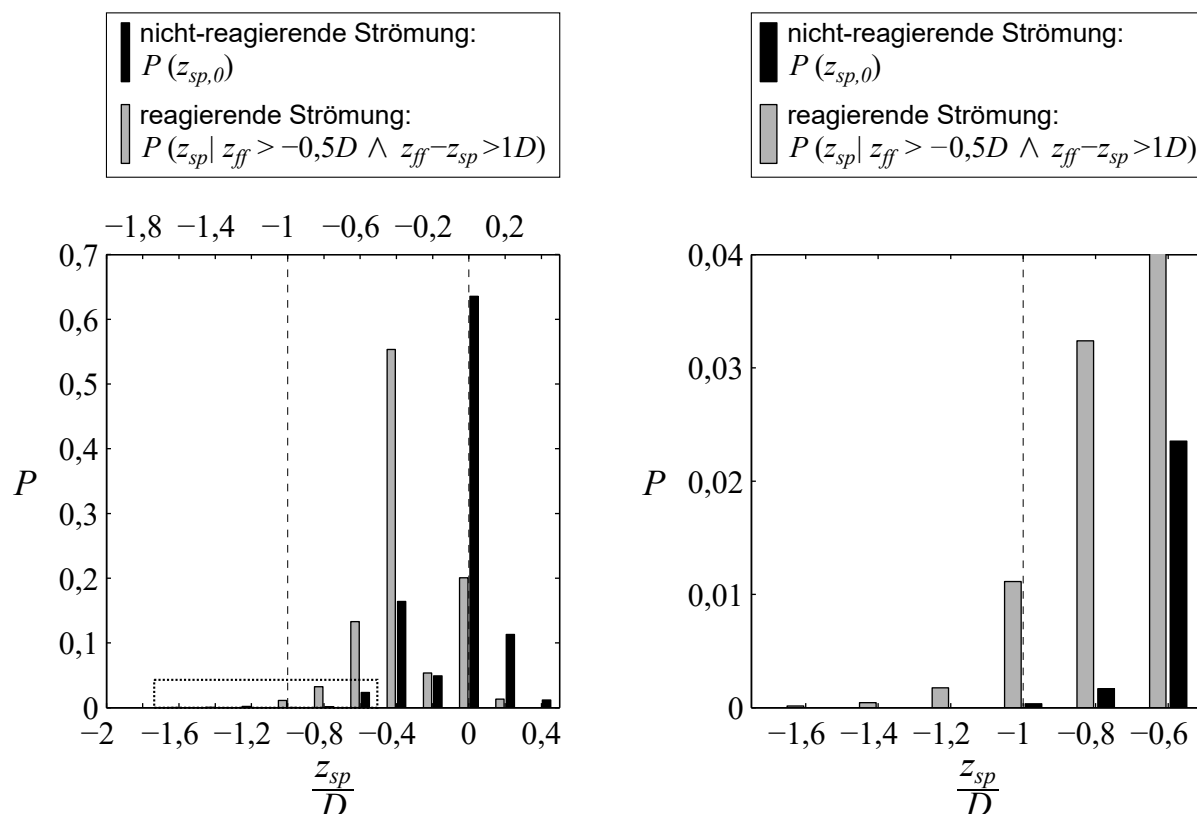


Abbildung 5.18: Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $z_{sp,0}$  der nicht-reagierenden Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und der Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $z_{sp}$  der zugehörigen reagierende Strömung an der Stabilitätsgrenze - Statistik für alle untersuchten Betriebsbedingungen

Flammenspitze im Austritt der Vormischzone zu einer Verstärkung des Wirbelaufplatzens, was mit einer weiteren Stromaufverlagerung des Staupunktes und einer Verbreiterung der inneren Rezirkulationszone einhergeht.

- Für den Flammenrückschlag durch CIVB, also  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ , wurde bereits in Abschnitt 5.3.2 erläutert, dass sich die Flammenspitze während der Stromaufpropagation des Wirbelaufplatzens in der Regel zwischen 0 und  $0,25D$  stromab des Staupunktes befindet. Die Flammenwurzel liegt dabei innerhalb der Rezirkulationsblase oder unmittelbar stromab der Rezirkulationsblase. Der Abstand zwischen Staupunkt und Flammenspitze verringert sich mit zunehmender Brenngeschwindigkeit. In der Nähe der Stabilitätsgrenze kann jedoch auch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens beobachtet werden, wobei sich die Flammenspitze zwischen  $0,25D$  und  $1,5D$  stromab des Staupunktes befindet. Die Flammenwurzel liegt dann deutlich stromab des Wirbelaufplatzens im Nachlauf der Rezirkulationsblase. Diese Konstellation von Rezirkulationszone und Flamme tritt nur selten und nur für kurze Zeit auf.

Aus den Beobachtungen ist zu schließen, dass es sowohl beim Flammenrückschlag durch CIVB mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  als auch beim Flammenrückschlag durch TBVA mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  zu einem verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens kommt. Bei  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  scheint für die Stabilisierung der Flamme in der Vormischzone die Präsenz der Flammenwurzel innerhalb der Rezirkulati-



onsblase notwendig zu sein. Im Vorgriff auf Abschnitt 6.3 ist zu ergänzen, dass sich die enge Kopplung zwischen der Flammenspitze und der Rezirkulationsblase bei  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  dadurch ergibt, weil innerhalb der Rezirkulationsblase im Vergleich zum Nachlauf des Wirbelaufplatzens deutlich niedrigere turbulente Streckungsraten vorliegen, welche für die beim Flammenrückschlag zu beobachtende Verankerung der Flamme an der Rezirkulationsblase entscheidend sind. Bei  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  hingegen propagiert die Flammenspitze beim Flammenrückschlag weit stromab der Rezirkulationsblase innerhalb der Rezirkulationszone in die Vormischzone. Vermutlich trägt hier die beobachtete Verbreiterung der Rezirkulationszone zur Propagation der Flammenspitze bei. Bereits das Eintreten der Flamme in die Vormischzone verursacht eine Verstärkung des Wirbelaufplatzens. Obwohl beim verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens bei  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  Abstände von Staupunkt und Flammenspitze größer  $0,25D$  nur selten auftreten, zeigt sich dadurch, dass der Aufenthalt der Flammenspitze in der Nähe des Wirbelaufplatzens beziehungsweise der Rezirkulationsblase für das Auftreten von verbrennungsinduziertem Wirbelaufplatzens nicht notwendig ist. Wäre die Präsenz der Flamme oder von Heißgas innerhalb der Blase eine notwendige Voraussetzung für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzens, so wäre die Position des Wirbelaufplatzens innerhalb der Vormischzone räumlich und zeitlich an die Präsenz der Flamme beziehungsweise an die Präsenz von Heißgas gekoppelt. Wie gezeigt wurde, ist dies jedoch nicht zwingend der Fall. Vielmehr weisen die Beobachtungen darauf hin, dass ein wesentlicher Anteil des aerodynamischen Einflusses der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzens bereits durch den Eintritt der Flamme in die Vormischzone gegeben ist. Daraus kann in Konformität mit allen Beobachtungen, die bisher bei anderen Untersuchungen des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens gemacht wurden, Folgendes geschlossen werden:

Die unmittelbar beim Wirbelaufplatzens auftretende Rezirkulationsblase stellt beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens vor allem einen Ankerpunkt zur Stabilisierung der Flammenspitze und somit bildlich gesprochen das *Vehikel* dar, mit dem die Flamme in die Vormischzone eintreten kann. Wie gezeigt wurde kann daher anhand der beim Flammenrückschlag zu beobachtenden engen räumlichen und zeitlichen Kopplung zwischen Rezirkulationsblase und Flammenspitze nicht darauf geschlossen werden, dass allein die Verbrennung innerhalb der Rezirkulationsblase die Stromaufpropagation des Wirbelaufplatzens induziert. Eine weitere Induktionswirkung geht von der Verdrängungswirkung der Flamme am Austritt der Vormischzone aus.

### 5.3.4 Charakterisierung der stabilen reagierenden Strömung

In den vorhergehenden Abschnitten dieses Kapitels wurde die untersuchten Strömung anhand des Axialgeschwindigkeitsfelds charakterisiert und daraus wurden wichtige Erkenntnisse zur Phänomenologie und zur Kausalität des Flammenrückschlags gewonnen. In diesem Abschnitt wird zur Vorbereitung der Diskussion des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag in Kapitel 6 die untersuchte Strömung anhand weiterer Strömungsgrößen charakterisiert, die für das Verständnis der Verbrennungsbedingungen<sup>12</sup> und die Flammenstabilisierung wesentlich sind. Dies sind neben der Axialgeschwindigkeit  $\bar{u}_z$  vor allem die turbulente Geschwindigkeitsschwankung  $u_{rms}$ , das turbulente Längenmaß  $L_t$  und die turbulente Streckungsrate  $K_t = u_{rms}/L_t$ . Die Charakterisierung erfolgt zunächst für die stabile Strömung der Versuchskonfiguration 1

<sup>12</sup>In Abschnitt 2.6.1 wurde der Begriff der *Verbrennungsbedingungen* definiert als die Gesamtheit der Strömungsgrößen, welche die Wärmefreisetzungsrates der Flamme beziehungsweise die Brenngeschwindigkeit  $S$  beeinflussen.

mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  in der Nähe der Stabilitätsgrenze. Dies dient der Analyse der charakteristischen Eigenschaften der reagierenden Strömung für den stabilen Zustand, von dem aus mit weiterer Erhöhung des Äquivalenzverhältnisses der Flammenrückschlag auftritt. Dabei sind charakteristische Zusammenhänge zwischen der Lage der Flammenfront und den genannten Strömungsgrößen im Frischgemisch unmittelbar stromauf der Flamme zu erfassen, die zum Verständnis der Flammenstabilisierung und des Flammenrückschlags beitragen. Die Charakterisierung wird ergänzt durch Visualisierungen der Reaktionszone auf Basis von Chemilumineszenzaufnahmen. Eine Charakterisierung wird auch für die stabile Strömung der Versuchskonfiguration 2 durchgeführt, in welcher der Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Verbrennungsregime untersucht wurde. Dies dient der Dokumentation und als Grundlage für die Analyse der Dicke der Vorreaktionszone und der Flammenfront in den Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2.

Für die Diskussion ist es zunächst zweckmäßig, die in den untersuchten Strömungen auftretende Drallflamme in die in Abbildung 5.19 dargestellten räumlichen Bereiche zu unterteilen. Im Axialschnitt der Strömung ist der räumliche Verlauf der Flamme generell M-förmig. Die axiale Position der Flammenfront weist ein auf der Strömungsachse liegendes Minimum - die Flammenspitze - sowie zwei symmetrisch zur Achse liegenden Maxima im Auslauf der Flamme auf. Der Bereich

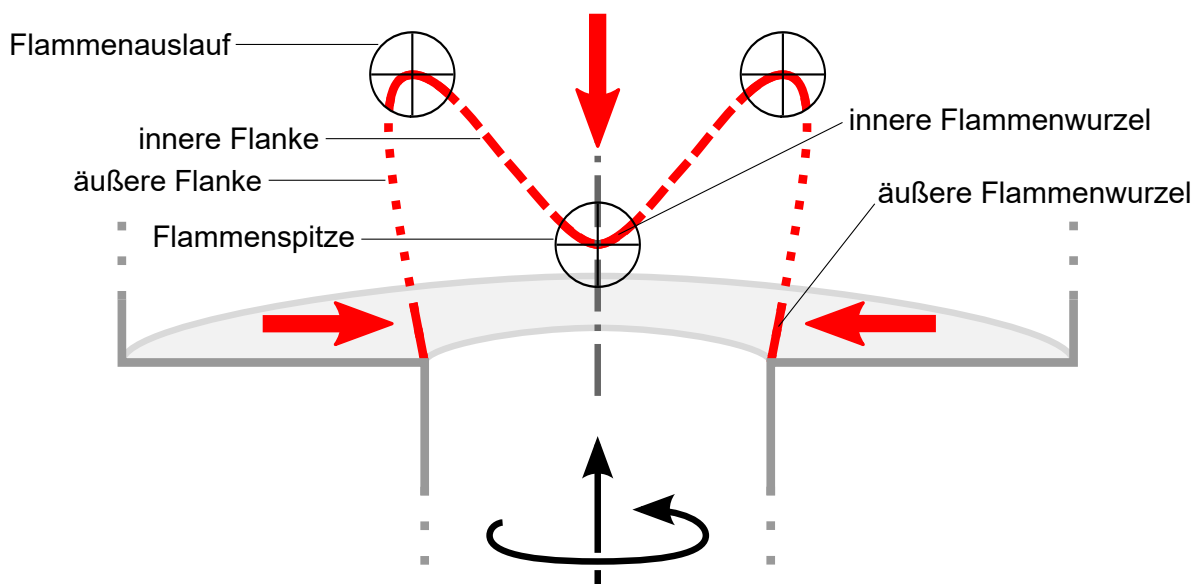


Abbildung 5.19: Zoneneinteilung der Flammenfront

zwischen Auslauf und Spitze der Flamme bildet die innere Flanke der Flamme. Der Bereich außerhalb des Auslaufs bildet die äußere Flanke der Flamme. Positionen auf der Flammenfront, die weniger als  $0,125D$  entfernt vom Minimum der Flammenspitze beziehungsweise den beiden Maxima des Flammenauslaufs liegen, werden noch zum Bereich der Flammenspitze beziehungsweise zum Bereich des Flammenauslaufs gezählt. Die Flammenstabilisierung erfolgt durch die mit dicken roten Pfeilen dargestellte Heißgasrezirkulation in der inneren Rezirkulationszone und den Eckenwirbeln der Brennkammer. Es bilden sich entsprechend eine innere Flammenwurzel an der Spitze der Rezirkulationszone sowie eine äußere, um den Brennkammereintritt umlaufende Flammenwurzel am Fußpunkt der äußeren Flanke der Flamme. Ausgehend von beiden Flammenwurzeln verläuft die äußere und die innere Flanke der Flammen mit einer von der Brenngeschwindigkeit abhängigen Neigung gegenüber den Stromlinien. Beide Flanken gehen stromab in den Auslauf der Flamme über.

### Die stabile Strömung der Versuchskonfiguration 1

Die Charakterisierung der reagierenden Strömung erfolgt repräsentativ für alle Betriebsbedingungen bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C anhand der Größen  $\bar{u}_z$ ,  $u_{rms}$ ,  $L_t$  und  $K_t$  basierend auf Geschwindigkeitsmesswerten im Frischgemisch. Für die Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  sind in Abbildung 5.20 die räumlichen Verteilungen dieser Größen im Axialschnitt für das raumfeste und das staupunktfeste Bezugssystem dargestellt. Für die Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  erfolgt die Darstellung entsprechend in Abbildung 5.21, jedoch entfällt die Darstellung für das staupunktfeste Bezugssystem. Hier ist aufgrund der großen Entfernung zwischen Flamme und Staupunkt zur Untersuchung der Strömungsbedingungen im Bereich der Flamme eine Betrachtung in dem mit der Flammenspitze mitbewegten Bezugssystem sinnvoller. In den Axialschnitten ist der Rand der inneren Rezirkulationszone durch eine schwarz-weiß-gestrichelte Linie markiert. Die mittlere axiale Position des Staupunktes  $\bar{z}_{sp}$  beziehungsweise der Flammenspitze  $\bar{z}_{ff}$  ist durch eine horizontale schwarze Linie markiert. Die Mittellage der Flammenfront ist durch grau eingefärbte Messfelder visualisiert.

Zunächst ist für die in den Abbildungen 5.20 und 5.21 dargestellten reagierenden Strömungen der Versuchskonfiguration 1 anhand des Axialgeschwindigkeitsfeldes erkennbar, dass im stabilen Betriebsbereich eine von der Spitze der inneren Rezirkulationszone abgehobene Flamme vorliegt. Unter den vorliegenden Betriebsbedingungen nahe der Stabilitätsgrenze stabilisiert sich die Flammenspitze relativ weit stromab der Vormischzone und zwar innerhalb des Rückströmungsbereiches der Rezirkulationszone. Dort liegen im Mittel negative Axialgeschwindigkeiten vor und das Fluid bewegt sich im Mittel betrachtet von der Heißgasseite der Flamme in Richtung Frischgemischseite der Flamme. Folglich treten innerhalb der Rezirkulationszone im Mittel betrachtet scheinbare „negative“ Brenngeschwindigkeiten auf. Dies widerspricht jedoch prinzipiell dem konventionellen Verständnis der Flammenausbreitung, wonach sich die Flamme mit der Brenngeschwindigkeit relativ zum Fluid bewegt und somit das Fluid von der Frischgemischseite über die Flammenfront auf die Heißgasseite strömt.

Vor diesem Hintergrund ist die Frage zu klären, ob innerhalb der Rezirkulationszone tatsächlich eine Flamme existiert oder ob dort beim Aufeinandertreffen von Heißgas-Rezirkulat und Frischgemisch wegen der verwendeten Detektionsmethode<sup>13</sup> lediglich der Anschein einer Flammenfront entsteht. Dies wäre der Fall, wenn die chemische Reaktion an der Grenze zwischen Heißgas und Frischgemisch innerhalb der Rezirkulationszone aufgrund hoher turbulenter Streckungs- und Mischungsraten gequenchet würde. In diesem Fall entstünde eine Mischungszone ohne reaktive Flammenfront. Inwieweit innerhalb der Rezirkulationszone eine reaktive Flamme vorliegt, wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert. Davor werden zunächst die für diese Frage relevanten Eigenschaften des turbulenten Strömungsfeldes unter dem Einfluss der Verbrennung diskutiert. Tatsächlich erreichen die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen an der Spitze, dem Auslauf und der inneren Flanke der Flammenfront unabhängig vom Bezugssystem Werte von  $0,35$  bis  $0,5 U$ . Im mitbewegten Bezugssystem steigt für beide Strömungen das turbulente Längenmaß an der Flammenspitze ausgehend von  $L_t < 0,075D$  an der Achse mit zunehmendem Radius bis zu  $L_t = 0,1D$  am Auslauf der Flamme. Als Resultat ergeben sich an der Flammenfront innerhalb

<sup>13</sup>Detektion der Flammenfront anhand des Anzahldichteunterschieds der Tracer-Partikel zwischen Frischgemisch und Heißgas.

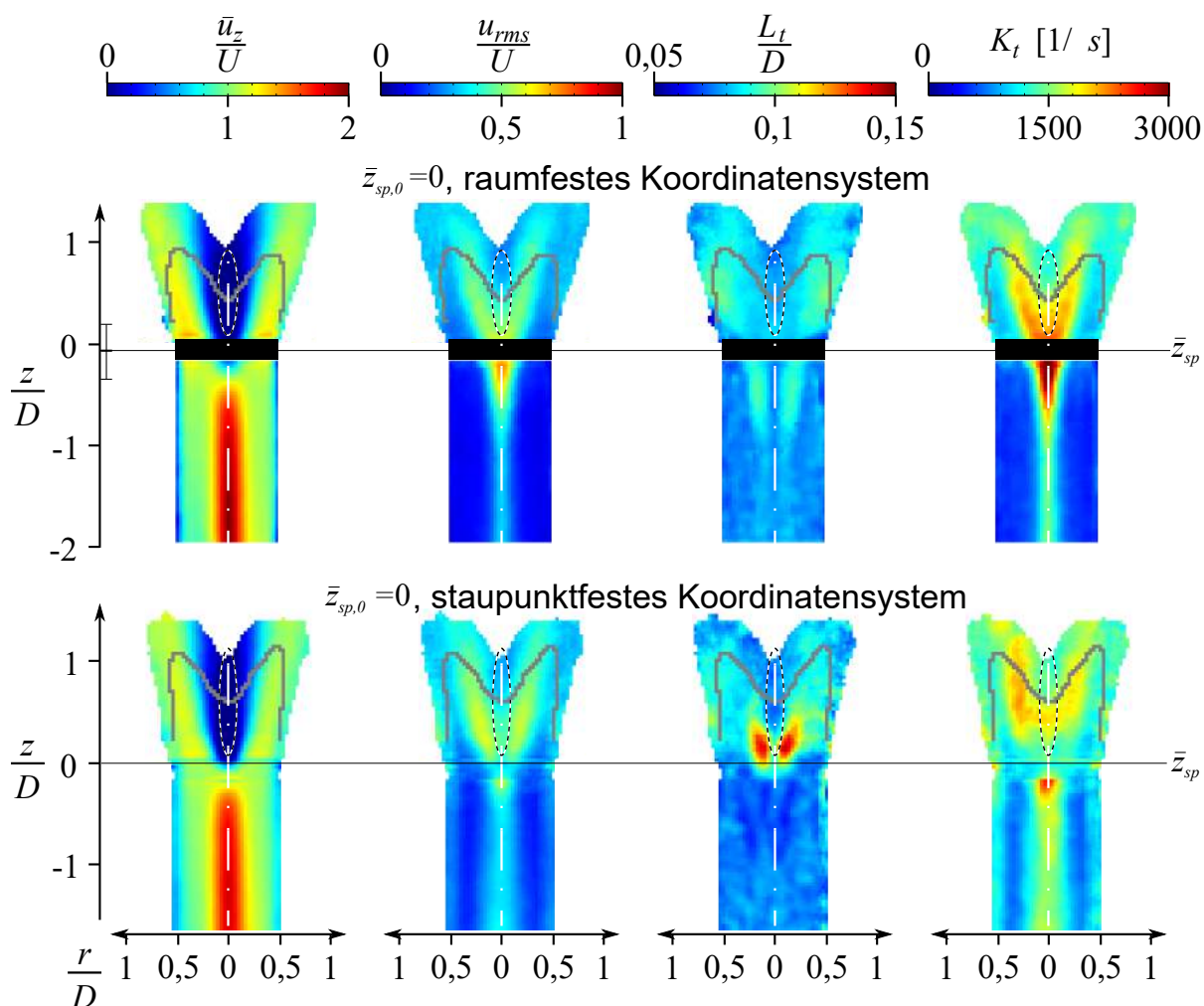


Abbildung 5.20: Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt der stabilen reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und Propan bei  $S_l/U = 0,0211$  und  $S_{l,crit}/U = 0,0228$

der Rezirkulationszone sehr hohe turbulente Streckungsraten. Für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  liegt  $K_t$  an der Spitze und an der inneren Flanke der Flamme unabhängig vom Bezugssystem bei  $\approx 1800$   $s^{-1}$ .

Für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  ist besonders bemerkenswert, dass das turbulente Längenmaß im Bereich des Staupunktes um den Faktor 1,2 größer ist, als in der nicht-reagierenden Strömung<sup>14</sup>. Daraus ist auf eine Verbreiterung der Spitze der Rezirkulationszone und eine höhere Kohärenz des umlaufenden Spiralwirbels zu schließen. Unmittelbar stromab des Einflussbereichs des Spiralwirbels ist hingegen im Vergleich zur nicht-reagierenden Strömung eine verbrennungsbedingte Reduktion des turbulenten Längenmaßes um Faktor 0,9 festzustellen. Die Präsenz der Flamme führt somit bereits zu einer Verstärkung des Wirbelaufplatzens am Austritt der Vormischzone und zu einer damit verbundenen Veränderung der räumlichen Verteilung des turbulenten Längenmaßes  $L_t$  im Bereich des Wirbelaufplatzens. Bezüglich der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation im Bereich des Wirbelaufplatzens kann kein nennenswerter Einfluss der Verbrennung festgestellt werden.

<sup>14</sup>siehe Abbildung 5.4

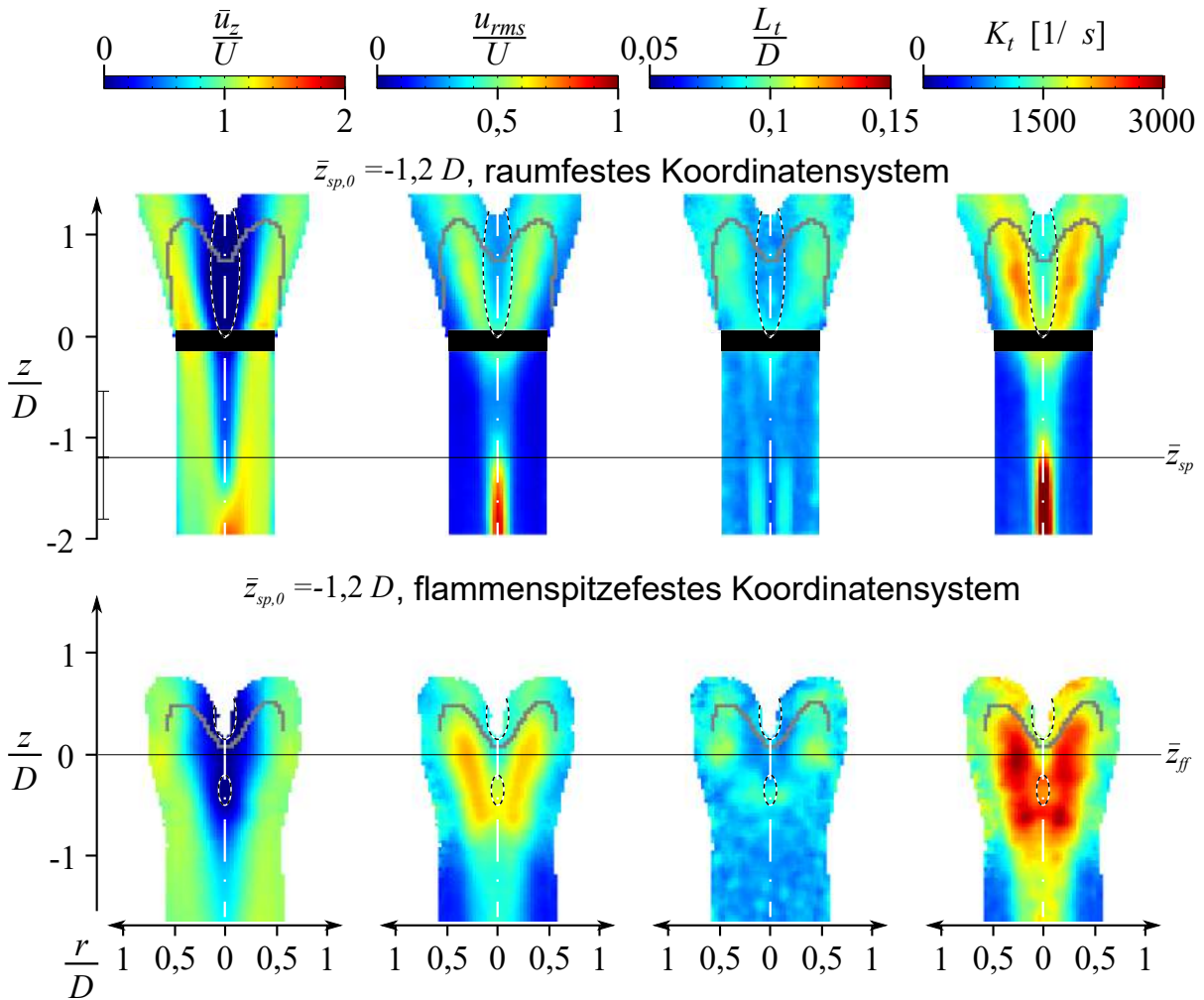


Abbildung 5.21: Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt der stabilen reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für  $\bar{z}_{sp,0} = -1,2D$  und Propan bei  $S_l/U = 0,0187$  und  $S_{l,crit}/U = 0,0203$

Für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  ergeben sich im mit der Flammenspitze mitbewegten Bezugssystem deutlich höhere und homogenere turbulente Streckungsraten, als im raumfesten Bezugssystem. Im mitbewegten Bezugssystem beträgt  $K_t$  an der Spitze und an der inneren Flanke der Flamme  $\approx 2100$   $s^{-1}$ . Demnach könnte im stabilen Betriebsbereich der Versuchskonfiguration 1 innerhalb der Rezirkulationszone durchaus mit turbulentem Verlöschen der Flamme gerechnet werden. Wie jedoch im Folgenden anhand der Chemilumineszenz angeregter OH- und CH-Moleküle gezeigt wird, liegt in diesem Bereich der Strömung eine chemisch hochaktive Zone vor.

### Bestimmung der Reaktionszone an der Stabilitätsgrenze

Es wurde überprüft, ob es sich bei der mit der eingesetzten Messtechnik detektierten Heißgasfront tatsächlich um eine reaktive Flammenfront handelt. Es interessiert vor allem der Abschnitt der Heißgasfront innerhalb der inneren Rezirkulationszone der „abgehobene Flamme“, die an der

Stabilitätsgrenze auftritt. Die Überprüfung erfolgte im Rahmen der Untersuchungen von Fink (2012) an der reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 mit  $\bar{z}_{vb,0} = -0,1D$ . Zur Bestimmung der Reaktionszone wurde die spontane Emission angeregter  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$  Moleküle aufgezeichnet, welche ein Maß für die Bildungsrate dieser Moleküle innerhalb der Reaktionszone darstellt. Diese sogenannte Chemilumineszenz dieser Moleküle wurde mit entsprechenden Bandpassfiltern isoliert und um den im Detektionsband auftretenden Anteil der breitbandigen  $\text{CO}_2^*$  Hintergrundstrahlung bereinigt. Aus den resultierenden integralen<sup>15</sup> Intensitätsverteilungen wurden durch Abel-Inversion<sup>16</sup> die zugehörigen radialen Intensitätsverteilungen<sup>17</sup> im Axialschnitt der Strömung gewonnen.

Die Diskussion der Untersuchungsergebnisse erfolgt anhand Abbildung 5.22. Dort sind die integrale und die radiale Verteilung der CH-Chemilumineszenz der reagierenden Strömung für vier verschiedene Äquivalenzverhältnisse beziehungsweise Brenngeschwindigkeiten  $S_{l,0}$  gegenübergestellt. In der nicht-reagierenden Strömung erfolgt das Wirbelaufplatzen bei  $\bar{z}_{sp,0} = -0,1D$ , also unmittelbar stromauf des Brennkammereintritts. Der Rand der Rezirkulationszone des mittleren Geschwindigkeitsfeldes ist durch eine weiße Linie, die mit PIV bestimmte mittlere Flammenfront ist durch eine schwarz-weiß-gestrichelte Linie gekennzeichnet. Für die stabilen Betriebspunkte mit  $S_l/U = 0,0135$  und  $S_l/U = 0,0155$  stellt sich wie bei den in Abbildung 5.20 und 5.21 dargestellten Fällen eine abgehobene Flamme ein. Anhand der radialen Chemilumineszenz-

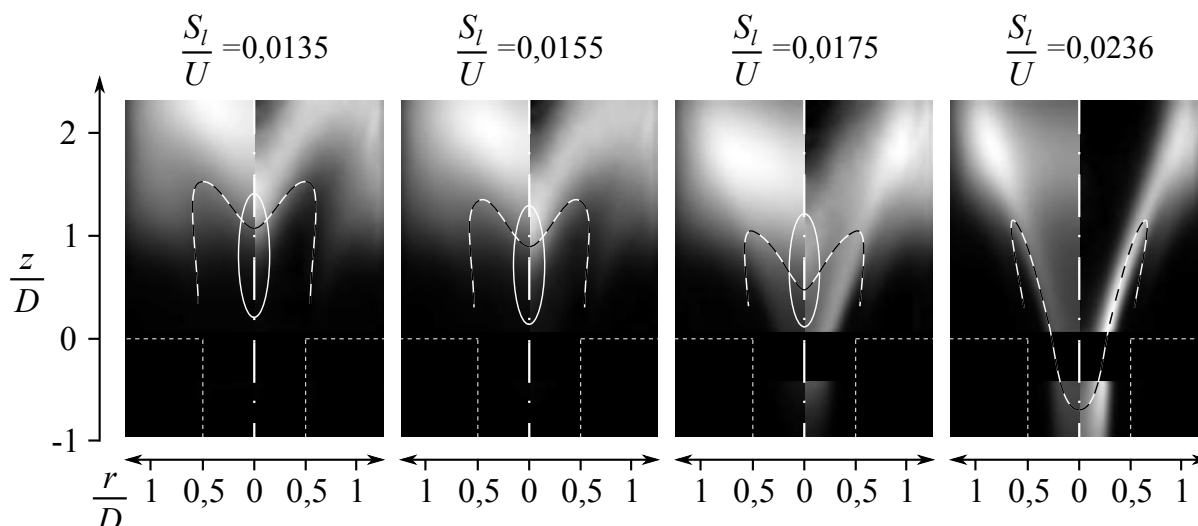


Abbildung 5.22:  $\text{CH}^*$ -Chemilumineszenz der reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 bei  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$  und  $v_0 = 50$  °C für  $\bar{z}_{vb,0} = -0,1D$  und Propan in raumfesten Koordinaten; integrale Intensitätsverteilung links der Strömungsachse; entfaltete<sup>19</sup> Intensitätsverteilung rechts der Strömungsachse

Verteilung wird deutlich, dass gerade im achsnahen Bereich um die Flammenspitze eine intensive Reaktionszone vorliegt. Die Chemilumineszenz-Intensität ist in diesem Bereich sogar höher, als im Bereich der inneren Flanke der Flamme und des Auslaufs der Flamme. An der Spitze und

<sup>15</sup>“Integral“ bedeutet, dass die Strahlung von allen Orten entlang der Bildnormalen eines Bildpunktes aufgezeichnet wurde.

<sup>16</sup>Erläuterungen zur Abel-Transformation finden sich in den Arbeiten von Nestor und Olsen (1960) und Cremers und Birkebak (1966).

<sup>17</sup>Für alle Betriebspunkte ergaben sich im Vergleich der Chemilumineszenz von  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$  nahezu identische integrale und radiale Intensitätsverteilungen.

der inneren Flanke der Flammenfront liegt die Heißgasfront  $\approx 0,3D$  beziehungsweise  $\approx 0,5D$  stromauf des Zentrums der Reaktionszone. Am Auslauf und der äußeren Flanke der Flammenfront beträgt der Abstand  $\approx 1D$  und mehr. Im Bereich der äußeren Flanke der Heißgasfront kann überhaupt keine Chemilumineszenz beobachtet werden. Verbrennung findet erst deutlich weiter stromab und im Bereich der Eckenrezirkulation statt. Für höhere Brenngeschwindigkeiten  $S_l/U = 0,0175$  und  $S_l/U = 0,0236$  wird die Strömung instabil. Die mittlere axiale Position der Flammenspitze ist deutlich stromauf in Richtung Vormischzone verlagert. Der Fall für  $S_l/U = 0,0175$  stellt einen Betriebspunkt direkt an der Stabilitätsgrenze dar. Hierbei erstreckt sich der axiale Aufenthaltsbereich der Flammenspitze über  $-D < z < 1,5D$ , wobei anhand der radialen Chemilumineszenz-Verteilung deutlich wird, dass der Aufenthaltsschwerpunkt der Flammenspitze nach wie vor bei  $z = 1D$  liegt. Für beide instabilen Betriebspunkte mit  $S_l/U = 0,0175$  und  $S_l/U = 0,0236$  tritt die höchste Chemilumineszenz im Bereich des Auslaufs beziehungsweise der inneren Flanke der Flamme auf, wohingegen die Chemilumineszenz im Bereich der Flammenspitze relativ niedrig ist. Dies ist jedoch auf die starke Fluktuation der Flammenspitze zurückzuführen. An der Spitze und der inneren Flanke der Flammenfront kann kein Versatz zwischen Heißgasfront und Reaktionszone beobachtet werden. Im Bereich des Auslaufs und der äußeren Flanke der Flamme liegt die Heißgasfront wie bei den stabilen Betriebspunkten weit stromauf der Reaktionszone.

Auf Basis der beobachteten Chemilumineszenz kann für die untersuchte Strömung folgendes festgehalten werden. Bei Betriebsbedingungen mit abgehobener Flamme bildet sich innerhalb der Rückströmungszone stromab der Spitze und der inneren Flanke der detektierten Heißgasfront eine intensive Reaktionszone aus. Der axiale Versatz zwischen der Heißgasfront und der Reaktionszone beträgt weniger als  $0,5D$  und nimmt mit zunehmender Brenngeschwindigkeit stark ab. Trotz des Versatzes kann die Heißgasfront als Indikator für die Lage der Spitze und der inneren Flanke der Flammenfront dienen. Im Gegensatz dazu lässt sich im Bereich des Auslaufs und der äußeren Flanke der Flamme keine enge Beziehung zwischen der Heißgasfront und der Flammenfront herstellen. Obwohl im Bereich der äußeren Flanke der Heißgasfront die niedrigsten turbulenten Streckungsraten auftreten, kann dort keine chemische Aktivität beobachtet werden. Es ist bemerkenswert<sup>20</sup>, dass die Flamme an ihrer äußeren Flanke angesichts der dort vorliegenden niedrigen turbulenten Streckungsraten zu verlöschen scheint, wohingegen die Flamme unter den hohen turbulenten Streckungsraten innerhalb der Rezirkulationszone nicht verlöscht.

Auf Basis des experimentellen Befundes ist das Auftreten scheinbar „negativer“ Brenngeschwindigkeiten innerhalb der inneren Rezirkulationszone von hochturbulenten Drallflammen durchaus mit intensiver Verbrennung innerhalb der Rezirkulationszone vereinbar. Zur Erklärung ist die Heißgas-Rezirkulation als wesentliches Charakteristikum der untersuchten Flamme hervorzuheben. Die innere Rezirkulation von Heißgas ermöglicht die Bildung einer reaktiven Flammenfront auch unter außergewöhnlich hohen turbulenten Streckungsraten. Zudem wirkt der hohe radiale turbulente Transport innerhalb der Rezirkulationszone der Stromaufpropagation der Flamme entgegen. Offenbar wird die Flammenfront im Rückströmungsbereich sehr schnell zum Rand der Rezirkulationszone transportiert, sodass im Mittel der Eindruck einer von der Spitze der Rezirkulationszone abgehobenen Flamme mit scheinbar „negativen“ Brenngeschwindigkeit innerhalb der Rezirkulationszone entsteht. Der Effekt wird in Anhang A.6 ausführlich beschrieben. Folglich ist Auftreten scheinbar „negativer“ Brenngeschwindigkeiten ein Indiz dafür, dass der Stabilisierungsort der Flamme in hohem Maß durch den radialen Fluidtransport über den Rand

<sup>20</sup>Die turbulente Flammenausbreitung, insbesondere die turbulente Brenngeschwindigkeit, wird offenbar neben den üblicherweise in Betracht gezogenen Einflussfaktoren - Mischungseigenschaften und Turbulenz - noch durch weitere Faktoren, wie beispielsweise mittlere Geschwindigkeitsgradienten, maßgeblich beeinflusst.

der Rezirkulationszone beeinflusst wird. Zusammenfassend ist bezüglich der Charakterisierung der stabilen reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 1 folgendes festzuhalten:

- In der stabilen reagierenden Strömung liegt für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  eine abgehobene Flamme vor. Die Spitze und die innere Flanke der Flammenfront stabilisieren sich im Rückraum der inneren Rezirkulationszone stromab eines Bereichs hoher turbulenter Streckung. Beim Flammenrückschlag überwindet die Flammenspitze diesen Bereich und verlagert sich an die Spitze der inneren Rezirkulationszone, wo wiederum vergleichsweise niedrige turbulente Streckungsraten auftreten<sup>21</sup>.
- Im Vergleich zur nicht-reagierenden Strömung zeigt sich in der stabilen reagierenden Strömung bereits im Frischgemischbereich ein deutlicher Einfluss der Flamme. Zum einen ist die mittlere axiale Position des Wirbelaufplatzens schon in der stabilen reagierenden Strömung, also ohne dass Flammenrückschlag überhaupt auftritt, gegenüber der nicht-reagierenden Strömung bereits leicht in Richtung stromauf verlagert. Zum anderen werden für die reagierende Strömung im Frischgemischbereich der Rezirkulationszone und der inneren Scherzone niedrigere turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen und größere turbulente Längenmaße registriert, woraus sich eine signifikante Verringerung der dort festgestellten turbulenten Streckung ergibt. Des Weiteren ergibt sich bei im axialen Aufenthaltsbereich der Flamme eine signifikante Erhöhung der Axialgeschwindigkeit im Frischgemisch. Diese Erhöhung ist auf die verbrennungsbedingte Aufweitung der Rezirkulationszone und die Verdrängungswirkung der Flamme zurückzuführen.
- In der stabilen reagierenden Strömung sind für die Spitze und Teile der inneren Flanke der Flammenfront trotz intensiver Verbrennungsreaktion scheinbar „negative“ Brenngeschwindigkeiten zu beobachten. In diesem Bereich liegt im zeitlichen Mittel eine turbulenzbedingt stark verdickte Flamme vor. Der Versatz zwischen Heißgasfront und Reaktionszone beträgt im Inneren der Rezirkulationszone zwischen  $0,3D$  und  $0,5D$  und nimmt bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze stark ab.
- Für das Auftreten des Flammenrückschlags in der untersuchten Strömung sind nicht nur die Strömungsbedingungen an der Spitze der Rezirkulationszone entscheidend, sondern auch die Strömungsbedingungen im Rückraum und am Rand der Rezirkulationszone. Diese bestimmen die dem Flammenrückschlag vorausgehende Stromaufverlagerung der Flamme innerhalb der Rezirkulationszone. Da die Flamme zum Erreichen der niederturbulenten Rezirkulationsblase an der Spitze der Rezirkulationszone einen Bereich hoher turbulenter Streckung im Kern der Rezirkulationszone überwinden muss, ergibt sich die für das Auftreten des Flammenrückschlags beobachtete Zufälligkeit.

## Die stabile Strömung der Versuchskonfiguration 2

Für die Analyse des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag ist es von großer Bedeutung, das beim Flammenrückschlag vorliegende Verbrennungsregime zu charakterisieren. Es ist zu klären, ob die turbulenten Streckungsraten, die an der Stabilitätsgrenze an der Flammenfront auftreten, zu einer lokalen Verdickung oder sogar zu lokalem Verlöschen der

<sup>21</sup>Für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  ist dies nur im mitbewegten Bezugssystem erkennbar.



laminaren Flammenfront führen. Hierzu wurde die frei brennende Drallflamme der Versuchskonfiguration 2 untersucht. Diese Drallflamme ist nicht von einer Brennkammer, sondern von einer Ringströmung aus Heißgas umschlossen, was die Durchführung von 2D-CH<sub>2</sub>O-LIF-Messungen im Axialschnitt der Strömung zur Visualisierung der Vorreaktionszone ermöglicht<sup>22</sup>. Aus einer Verdickung der Vorreaktionszone wird dann auf die Verdickung der Reaktionszone geschlossen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Abschnitt 6.1 erläutert. An dieser Stelle wird das den Untersuchungen zu Grunde liegende reagierende Strömungsfeld der Versuchskonfiguration 2 exemplarisch für  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C vorgestellt.

Die reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 2 ist bei den zur Vorstellung gewählten Betriebsbedingungen nicht repräsentativ für die Strömung bei den anderen untersuchten Betriebsbedingungen. Denn im Vordergrund der Untersuchung dieser Strömung stand die Untersuchung des Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Struktur der Flammenfront. Somit wurde die Strömung so gestaltet, dass darin in einem weiten Betriebsbereich kein Flammenrückschlag auftritt. Jedoch hängt die axiale Position der freien Flamme beispielsweise sehr stark vom Äquivalenzverhältnis ab. Dies wurde gezielt über einen weiten Bereich variiert, um unterschiedliche Verhältnisse des turbulenten und des chemischen Zeitmaßes darzustellen. Dabei konnte notwendigerweise keine Selbstähnlichkeit der reagierenden Strömung über den untersuchten Betriebsbereich erreicht werden. Dies ist jedoch unerheblich, da der Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Verbrennungsregime anhand der lokalen Zeitskalenverhältnisse analysiert wurde. Die Charakterisierung der reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 2 erfolgt wieder anhand der Größen  $\bar{u}_z$ ,  $u_{rms}$ ,  $L_t$  und  $K_t$  basierend auf Geschwindigkeitsmesswerten im Frischgemisch. In Abbildung 5.23 sind die räumlichen Verteilungen dieser Größen im Axialschnitt der stabilen reagierenden Strömung für das raumfeste und für das mit dem Staupunkt mitbewegte Bezugssystem dargestellt. Die axiale Position des Staupunktes ist durch eine horizontale schwarze Linie markiert. Die Mittellage der Flammenfront ist durch grau eingefärbte Messfelder markiert. Wie bei der Versuchskonfiguration 1 stellt sich in der reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 2 im axialen Aufenthaltsbereich des Wirbelaufplatzens und der inneren Rezirkulationszone durch den Einfluss der Verbrennung ein deutlich höheres Geschwindigkeitsniveau ein als in der nicht-reagierenden Strömung. Und wie bei Versuchskonfiguration 1 werden für die reagierende Strömung insbesondere im staupunktfesten Bezugssystem kleinere Geschwindigkeitsfluktuationen und größere turbulenten Längenmaße und folglich deutlich niedrigere turbulente Streckungsraten registriert als in der nicht-reagierenden Strömung. Bemerkenswert und nicht vergleichbar mit der Versuchskonfiguration 1 ist die extreme, verbrennungsbedingte Stromaufverlagerung und Verbreiterung der Rezirkulationszone. Die Mittellage des Staupunktes verlagert sich unter dem Einfluss der Verbrennung um  $1,5D$  stromauf.

Im Vergleich der reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 2 mit der Versuchskonfiguration 1 ergeben sich ähnliche Beobachtungen wie beim Vergleich der nicht-reagierenden Strömungen von Versuchskonfiguration 2 und 1. Bei Versuchskonfiguration 2 sind im axialen Aufenthaltsbereich des Wirbelaufplatzens und der inneren Rezirkulationszone sowohl im raumfesten als auch staupunktfesten Bezugssystem deutlich niedrigere Strömungsgeschwindigkeiten und niedrigere Fluktuationen zu beobachten, als in Versuchskonfiguration 1. Im Gegensatz zur Versuchskonfiguration 1 ist die Strömung der Versuchskonfiguration 2 nicht durch eine Brennkammer eingefasst. Dadurch ergibt sich eine deutlich breitere innere Rezirkulationszone mit besseren Stabilisierungsbedingungen für die Flammenwurzel. Daher positioniert sich die Flamme in der Strömung der Versuchskonfiguration 2 deutlich näher am Staupunkt der inneren Rezirkulations-

<sup>22</sup>CH<sub>2</sub>O-LIF-Messungen waren an der Versuchskonfiguration 1 auf Grund von Reflexion des Lichtschnitts und von Signalabsorption durch das Brennkammerglas nicht möglich.

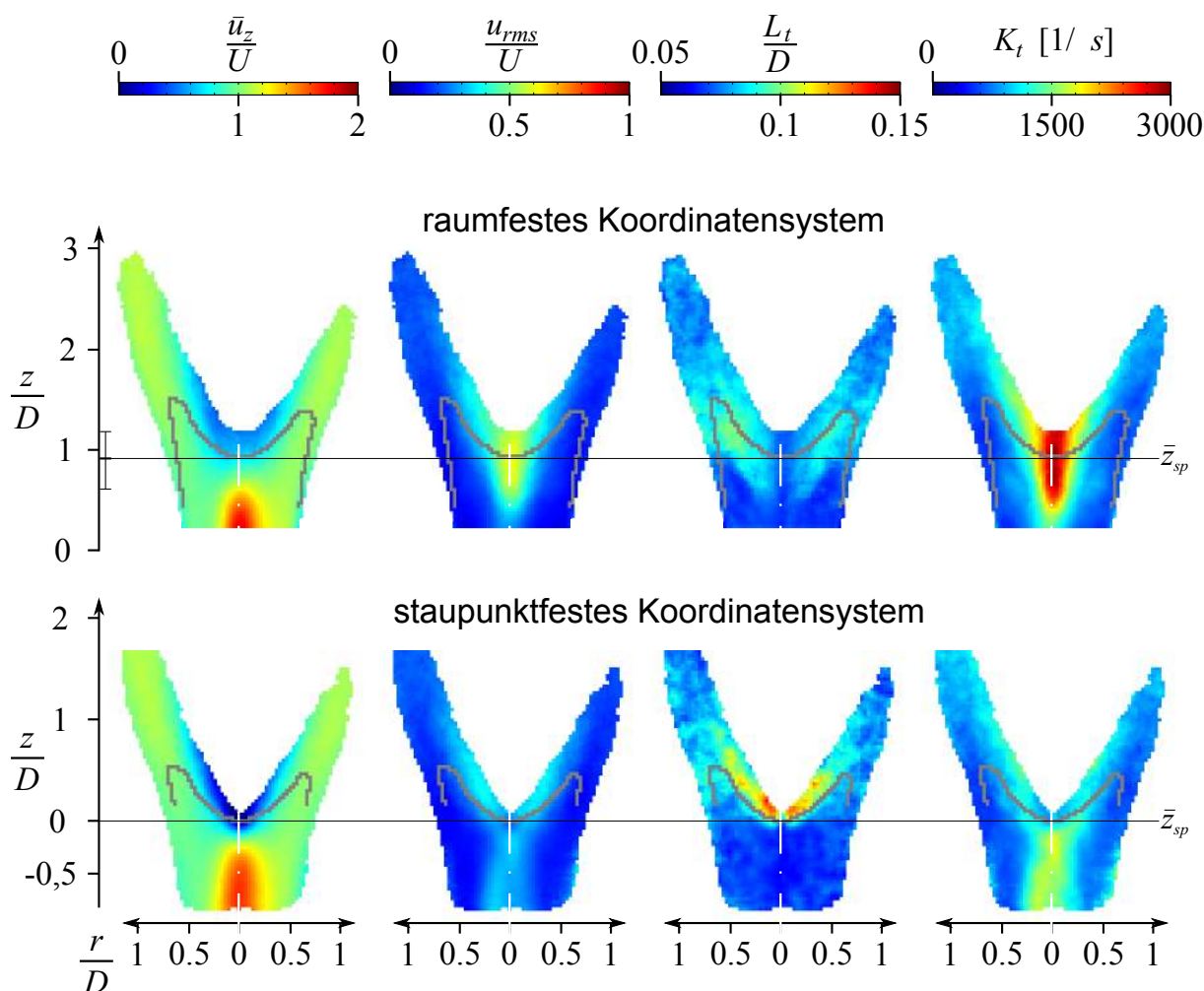


Abbildung 5.23: Verteilung charakteristischer Strömungsgrößen im Axialschnitt der reagierenden Strömung der Versuchskonfiguration 2 bei  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für Propan bei  $S_l/U = 0,0211$

zone als in der Versuchskonfiguration 1. Für Äquivalenzverhältnisse an der Stabilitätsgrenze von Versuchskonfiguration 1, unter welchen eine abgehobene Flamme auftritt, liegt für die Versuchskonfiguration 2 eine direkt an der Spitze der Rezirkulationszone verankerte Flamme vor. Bei sehr mageren Betriebsbedingungen tritt auch bei Versuchskonfiguration 2 eine abgehobene Flamme auf, wobei das Risiko von Abblasen der Flamme durch den Heißgas-Co-Flow und die relativ breite Rezirkulationszone minimiert ist. Die reagierende Strömung der Versuchskonfiguration 2 kann dennoch für einen sehr großen Luftzahlbereich untersucht werden, ohne dass sich die relative Lage von Rezirkulationszone und Flamme zueinander wesentlich ändert. Aufgrund des deutlich niedrigeren Niveaus der turbulenten Streckung und der deutlich breiteren Rezirkulationszone der Versuchskonfiguration 2 kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss der Turbulenz auf die Flamme für die Versuchskonfiguration 1 durch den bei der Versuchskonfiguration 2 beobachteten Turbulenzeinfluss auf die Flamme tendenziell unterschätzt wird. Beispielsweise ist davon auszugehen, dass unter gleichen Betriebsbedingungen die turbulenzbedingte Verdickung der Flamme in der Strömung der Versuchskonfiguration 2 geringer ausfällt als in der Strömung der Versuchskonfiguration 1.

### 5.3.5 Qualitative Schlussfolgerungen

Folgend sind die wesentlichen Erkenntnisse zusammengefasst, die im Zuge der Charakterisierung der untersuchten Strömung gewonnen wurden:

1. Der Reynolds-Zahl-Einfluss auf das Wirbelaufplatzen der nicht-reagierenden Strömung ist stark ausgeprägt und wirkt sich auch auf die Stabilität der reagierenden Strömung aus. Dieser Einfluss muss kompensiert werden, um die Stabilitätsgrenze der reagierenden Strömung korrekt zu erfassen.
2. An der Stabilitätsgrenze tritt der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen meist ausgehend von einer abgehobenen Flamme zufällig und intermittierend auf. Der Flammenrückschlag wird folglich sehr stark durch die statistischen, turbulenten Fluktuationen der Drallströmung bestimmt.
3. Bei der abgehobenen Flamme treten innerhalb der Rezirkulationszone scheinbare „negative“ Brenngeschwindigkeiten auf, ohne Anzeichen auf ein Verlöschen der Flammenfront. Offenbar wird die Flamme durch die Spiralwirbelbewegung innerhalb der engen Rezirkulationszone sehr schnell in radialer Richtung konvektiert.
4. Durch die Analyse der Strömung in einem mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem konnten erstmals die Strömungseigenschaften in der geschlossenen Rezirkulationsblase<sup>23</sup> an der Spitze der inneren Rezirkulationszone im zeitlichen Mittel bestimmt werden. Im Inneren der Rezirkulationsblase liegt ein lokales Minimum der turbulenten Streckungsrate vor. Dies stellt neben dem Rückraum der Rezirkulationszone einen zweiten Ankerpunkt dar, der zur Stabilisierung der Flammenspitze beim Flammenrückschlag dient.
5. Die durch die Gasexpansion bedingte Verdrängungswirkung der Flamme liefert einen wesentlichen Beitrag zum aerodynamischen Einfluss der Flamme auf die Drallströmung. Dadurch kann bereits der Eintritt der Flamme in den Austritt der Vormischzone eine Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens bewirken, ohne eine räumliche Koinzidenz von Wirbelaufplatzen und Wärmefreisetzung.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Erkenntnisse tragen an sich bereits erheblich zum Verständnis der Phänomenologie des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen bei. Sie dienen als Basis für die Diskussion des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag im nachfolgenden Kapitel.

---

<sup>23</sup>Diese wurde bisher nur in Momentaufnahmen des Strömungsfeldes beobachtet.

## 6 Einfluss der Betriebsbedingungen auf die reagierende Strömung

Nachdem im Kapitel 5 die grundlegenden Eigenschaften der untersuchten Strömung und des Flammenrückschlags diskutiert wurden, wird nun auf den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die reagierende Strömung an der Stabilitätsgrenze und den dort auftretenden Flammenrückschlag eingegangen. Dies ist die Basis für die Entwicklung einer Korrelation zur Beschreibung der Stabilitätsgrenze, die im Kapitel 7 vorgestellt wird. In den vorherigen Kapiteln wurde deutlich, dass sich ausgehend vom stabilen Betriebsbereich bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze die Mittellage der Flammenfront sukzessive stromauf verlagert und dass der Flammenrückschlag bereits auftreten kann, wenn noch ein deutlicher axialer Abstand zwischen der Mittellage der Flammenfront und dem Austritt der Vormischzone besteht. An der Stabilitätsgrenze ist mit dem kritischen Äquivalenzverhältnis  $\Phi_{crit}$  und der kritischen Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0,crit}$  daher auch die *kritische Mittellage* der Flammenfront und somit ein kritischer Zustand der reagierenden Strömung erreicht. Die kritische Strömung zeichnet sich dadurch aus, dass dort die instantanen Konstellationen von turbulentem Drallströmungsfeld und Flammenlage, die den Flammenrückschlag einleiten, statistisch signifikant<sup>1</sup> auftreten. Somit kommt der kritischen Strömung und insbesondere der kritischen Mittellage der Flammenfront eine besondere Bedeutung für das Auftreten des Flammenrückschlags zu, die bislang noch nicht untersucht worden ist. Bisherige Untersuchungen konzentrierten sich auf die Vorgänge während des Flammenrückschlages, ohne Berücksichtigung der Eigenschaften des Strömungsfeldes, von dem ausgehend der Flammenrückschlag auftritt, beziehungsweise in dem das Auftreten des Flammenrückschlages überhaupt möglich wird.

Vor diesem Hintergrund wurde in dieser Arbeit die Entwicklung der Mittellage der Flammenfront sowie der dort vorliegenden Strömungsbedingungen bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen studiert. Dabei wurden die folgenden Ziele verfolgt:

- **Identifikation des an der Stabilitätsgrenze vorliegenden Verbrennungsregimes** - Die Kenntnis des Verbrennungsregimes ist notwendig, um geeignete Modellannahmen zur Beschreibung oder Vorhersage des Flammenrückschlages zu treffen. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, kann das Verbrennungsregime anhand charakteristischer Flammen- und Turbulenz-Parameter abgeschätzt werden. Aber diese Abschätzung ist sehr ungenau, da das Verbrennungsregime erheblich von der brennstoffspezifischen Sensitivität der Flamme gegenüber turbulenter Streckung bestimmt wird. Im Rahmen der Vorarbeiten wurden experimentelle Indizien für das lokale Verlöschen der Flammenspitze während des Flammenrückschlages gefunden. Auf dieser Basis wurde darauf geschlossen, dass die Verbrennung an der Flammenspitze bei hohen Reynolds-Zahlen durch das Rührkesselreaktor-Regime charakterisiert werden kann und von Kröner (2003) wurden entsprechende Korrelationen für die Stabilitätsgrenze entwickelt. Jedoch muss zur eindeutigen Identifikation des Verbrennungsregimes die tatsächliche lokal auftretende Dicke  $\delta_f$  der Flammenfront erfasst werden. Hierzu wurde in dieser Arbeit versucht,  $\delta_f$  über die Dicke der Vorreaktionszone abzuschätzen. Diese wurde durch laseroptische Visualisierung des Formaldehyd-Moleküls bestimmt. Auf dieser Basis wurde eine Korrelation entwickelt, welche den Zusammenhang

---

<sup>1</sup>Gemäß der Definition der Stabilitätsgrenze in Abschnitt 3.5 liegt die Auftretenswahrscheinlichkeit für Flammenrückschlag dort bei 10%.

zwischen den lokalen Strömungsbedingungen, den brennstoffspezifischen Eigenschaften und  $\delta_f$  beschreibt. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 6.1 vorgestellt und in Abschnitt 6.2 zur Abschätzung des Verbrennungsregimes des Flammenrückschlags eingesetzt.

- **Ähnlichkeitsanalyse der reagierenden Strömung an der Stabilitätsgrenze** - Hierbei geht es darum, den Einfluss der Betriebsbedingungen - insbesondere der brennstoffspezifischen Eigenschaften - auf die Flammenfront an der Stabilitätsgrenze zu erfassen und die für den Flammenrückschlag notwendigen Strömungsbedingungen zu identifizieren. Von großer Bedeutung ist hierbei zunächst die Frage, inwiefern die kritische Mittellage der Flammenfront von den Betriebsbedingungen abhängt und ob die kritische Mittellage der Flammenfront im untersuchten Betriebsbereich charakteristische Merkmale aufweist. Anhand solcher Merkmale könnten die Strömungsbereiche identifiziert werden, in welchen die Verbrennung für das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen und die Stromaufpropagation der Flamme ausschlaggebend ist. Besondere Aufmerksamkeit verdient dabei die Lage der Flammenspitze innerhalb der inneren Rezirkulationszone. Für die Entwicklung von Korrelationen für den Flammenrückschlag müssen die Verbrennungsbedingungen - insbesondere die Karlovitz-Zahl - in der Umgebung der Flammenspitze herangezogen werden, um den Brennstoffeinfluss auf die Stabilitätsgrenze zu erfassen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit sowohl die kritische Mittellage der Flammenfront als auch die Verbrennungsbedingungen an der Flammenspitze erfasst und analysiert. Die Ergebnisse dieser Analyse werden in Abschnitt 6.3 präsentiert.

## 6.1 Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Verbrennungsregime

Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, liegt in turbulenten Flammen auf Grund der turbulenten Streckung der Flammenoberfläche lokal eine mehr oder weniger stark gestörte Flammenfront vor mit  $\delta_l \neq \delta_{l,0}$  und  $S_l \neq S_{l,0}$ . Zur Quantifizierung des lokalen Streckungseinflusses dient die turbulente Karlovitz-Zahl  $Ka_t$ . Diese wird gemäß Gleichung (2.10) aus den Eigenschaften  $S_{l,0}$  und  $\delta_{l,0}$  der ungestörten Flamme und den lokalen Turbulenzgrößen  $u_{rms}$  und  $L_t$  gebildet. Zur Beurteilung der globalen Betriebsbedingungen werden im Weiteren die in Gleichung (6.1) definierte globale Streckungsrate  $K_D$  und die in Gleichung (6.2) definierte globale Karlovitz-Zahl  $Ka_D$  verwendet.

$$K_D = \frac{U}{D} \quad (6.1)$$

$$Ka_D = \tau_{c,f} K_D = \frac{\delta_{l,0}}{S_{l,0}} \frac{U}{D} \quad (6.2)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass mit der Proportionalität zwischen den turbulenten zu den integralen Zeit- und Längenskalen der Strömung entsprechend Gleichung 6.3 auch eine Proportionalität zwischen der integralen Karlovitz-Zahl und dem Kehrwert der turbulenten Damköhler-Zahl  $Da_t$  angenommen werden kann. Jeder Einfluss von  $Ka_D$  kann somit auch als Einfluss von  $Da_t$  interpretiert werden.

$$\frac{U}{D} \sim \frac{u_{rms}}{L_t} \Rightarrow Ka_D \sim \frac{1}{Da_t} \quad \text{mit} \quad Da_t = \frac{S_{l,0}}{\delta_{l,0}} \frac{L_t}{u_{rms}} \quad (6.3)$$

Für das vorliegende Verbrennungsregime ist die Struktur und insbesondere die Dicke der lokalen Flammenfront maßgeblich. Bevor nun die Bestimmung der lokalen Dicke der Flammenfront im Rahmen dieser Arbeit weiter erläutert wird, ist eine Vorbemerkung bezüglich des Einflusses der Streckung auf die Dicke der lokalen Flammenfront und das Verbrennungsregime erforderlich. Obwohl die Karlovitz-Zahl ein Maß für die turbulente Streckung darstellt und mit  $Ka_t$  verschiedene Regime der Verbrennung voneinander abgegrenzt werden können, kann die lokale Streckung der Flammenfront an sich nicht als Ursache für eine lokale Verdickung der Flammenfront verstanden werden. Denn im Gegensatz zu der durch die im Mittel positive turbulente Streckung verursachten Auffaltung und Vergrößerung der Flammenoberfläche und der damit einhergehenden Verdickung der makroskopischen turbulenten Flamme, ist bei ebenen laminaren Flammen unter positiver Streckung eine Reduktion der Dicke der laminaren Flamme zu beobachten! Dennoch kann für turbulente Strömungen die turbulente und die globale Streckungsrate in direktem Zusammenhang mit der Verdickung der lokalen Flammenfront gebracht werden. Dies ist aber nicht so zu verstehend, als würde eine positive Streckung an sich zu einer Verdickung der lokal laminaren Flammenfront führen. Sondern die Verdickung der lokal laminaren Flammenfront ergibt sich unter anderem durch das Zusammenspiel folgender Effekte:

- Bei hoher turbulenter Streckung tritt bedingt durch eine sehr hohe Auffaltung der Flammenfront lokales Verschmelzen von Flammenfronten auf, wobei sich kurzzeitig lokal verdickte Zonen der Flammenfront bilden.
- Turbulente Streckung und Auffaltung der Flammenfront wird immer begleitet von Krümmung der Flammenfront, welche sowohl zu einer Reduktion als auch zu einer Vergrößerung der lokalen Dicke der Flammenfront führen kann.
- Die bei stationären, positiv gestreckten, ebenen laminaren Flammen zu beobachtende Reduktion der Flammendicke geht einher mit einer der Flamme überlagerten Stauchung der Strömung senkrecht zur Flammenfront. Die Reduktion der Flammendicke ergibt sich unter dieser Stauchung, auch im Falle von  $Le \geq 1$ , wobei der Flamme durch die positive Streckung Energie entzogen wird, was sich in einer Reduktion der Brenngeschwindigkeit niederschlägt. Auf Grund der verringerten Reaktionsgeschwindigkeit sollte sich hierbei normalerweise auch eine Verdickung der Flammenfront einstellen. Auf Grund der aerodynamischen Stauchung, tritt diese Verdickung aber unter stationären laminaren Bedingungen nicht zu Tage. Im turbulenten Strömungen tritt die Streckung allerdings intermittierend auf, sodass sich der Effekt eines Energieentzugs durch ein zeitlich begrenztes Streckungsereignis noch über das Streckungsereignis hinaus in Form einer Verdickung der Flammenfront auswirken kann.

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt nun die Beurteilung des Verbrennungsregimes in einem bestimmten Bereich der Strömung über die dort im zeitlichen Mittel auftretende Dicke  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  der Formaldehyd-Schicht. Als Vergleichswert zur Beurteilung des Einflusses der Betriebsbedingungen dient die Dicke  $\delta_{l,0}$  der ungestörten laminaren Flammenfront. Es wird angenommen, dass das gemäß Abschnitt 3.6 für ungestörte Flammenfronten bestimmte Verhältnis  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}/\delta_{l,0}$  von  $\sim 4$  auch bei gestreckten Flammenfronten besteht. Der Annahme liegt zu Grunde, dass sich die Einflüsse der Streckung zunächst auf die Aerodynamik und auf die Stoff- und Wärmediffusionsprozesse in der Flamme auswirken und dass sich die chemischen Prozesse entsprechend der beeinflussten Konzentrations- und Temperaturverteilung einstellen. Diesen Schluss unterstützt beispielsweise die Untersuchung von Savard et al. (2015). Jedoch ist aufgrund der nichtlinearen Abhängigkeit

der Reaktionsprozesse von der Temperatur nicht auszuschließen, dass die Niedertemperatur-Reaktionen, die zum Zerfall der Edukte und zur Einleitung der Zünd-Reaktionen führen, stärker von Streckung beeinflusst werden als die wärmefreisetzenden Reaktionen in der Hochtemperaturzone der Flamme. Zudem ist prinzipiell für  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  zu erwarten, dass es durch einen größeren Bereich des turbulenten Wirbel-Spektrums erfasst und somit generell eine stärkere Verdickung erfährt als  $\delta_l$ . Die über  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  bestimmte Verdickung von  $\delta_l$  ist somit als Abschätzung der maximalen Verdickung zu verstehen.

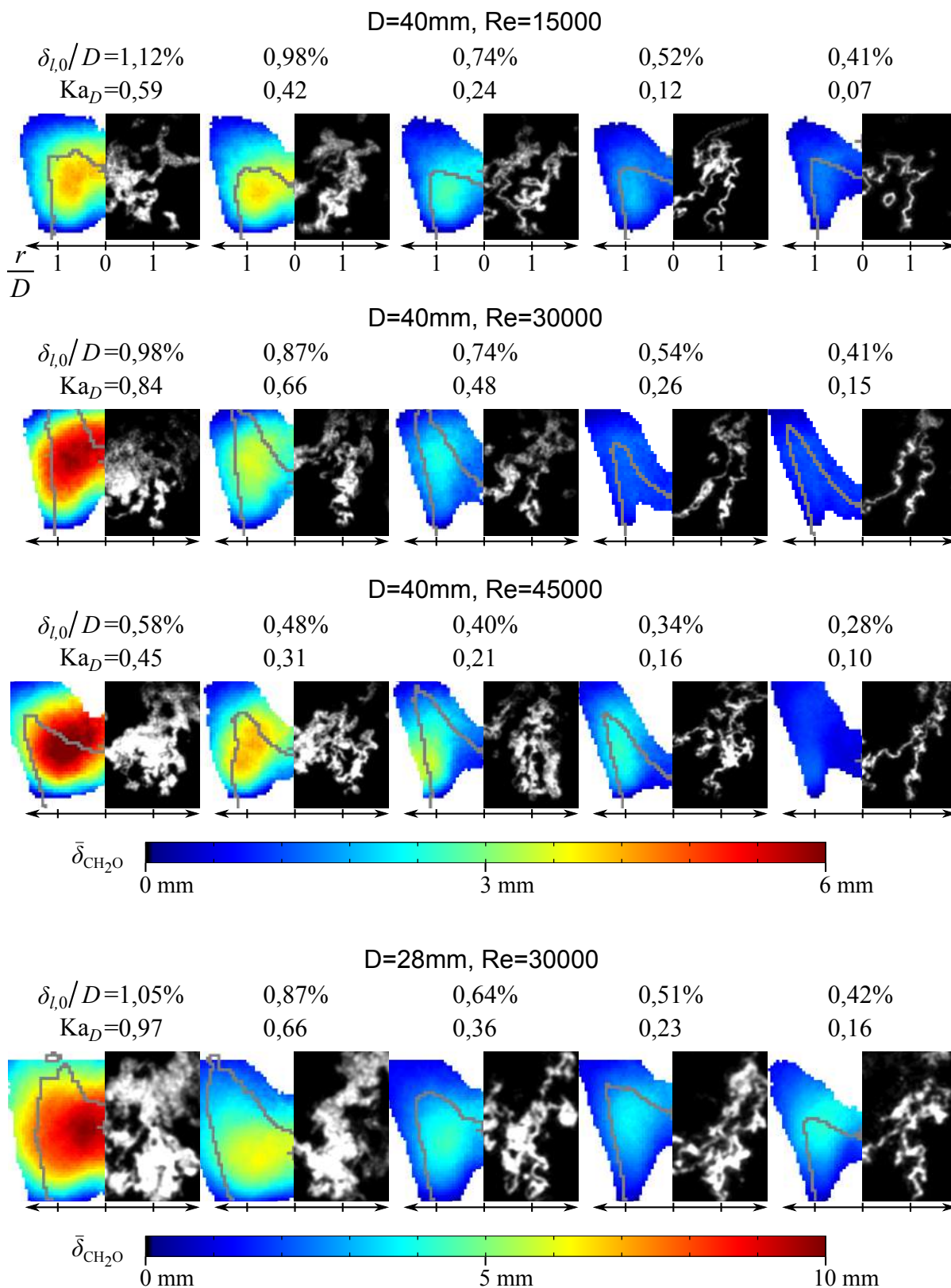
In Abschnitt 6.1.1 wird nun zunächst für die Strömung der Versuchskonfiguration 2 der Einfluss der globalen Strömungsbedingungen auf die räumliche Verteilung der Dicke  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  der Formaldehyd-Schicht diskutiert. Dies dient zur Veranschaulichung des experimentellen Befundes, auf dem die Korrelation für die Dicke der Flammenfront basiert. Die Korrelation wird anschließend in Abschnitt 6.1.2 vorgestellt.

### 6.1.1 Untersuchung der räumlichen Verteilung der Dicke der Vorreaktionszone

Zur Bestimmung des Verbrennungsregimes wurde in dieser Arbeit der Einfluss der globalen Strömungsbedingungen auf die räumliche Verteilung der mittleren Dicke der Vorreaktionszone experimentell erfasst. Die für die Strömung der Versuchskonfiguration 2 beobachteten Zusammenhänge werden anhand der Abbildungen 6.1 und 6.2 vorgestellt. Als Maß für die Dicke der Vorreaktionszone dient die Dicke  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  der Formaldehyd-Schicht. Diese wurde entsprechend der in Abschnitt 3.6 beschriebenen Versuchsmethodik bestimmt. Zunächst werden anhand Abbildung 6.1 allgemeine Zusammenhänge erläutert und dann die räumliche Verteilung von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  in Abhängigkeit von  $Re$  und  $D$  für die Vorwärmtemperatur  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$  und den Brennstoff Propan diskutiert. Anschließend wird anhand Abbildung 6.2 der Einfluss des Brennstoffs und der Vorwärmtemperatur für  $D = 40\text{ mm}$  und  $Re = 30\,000$  diskutiert.

Die Messergebnisse für die verschiedenen Betriebspunkte sind tabellarisch angeordnet, wobei jede Zeile in Abbildung 6.1 eine Kombinationen von  $Re$  und  $D$  sowie in Abbildung 6.2 eine Kombination von Brennstoff und Temperatur darstellt. Innerhalb einer Zeile sind die Ergebnisse von links nach rechts mit zunehmendem Äquivalenzverhältnis beziehungsweise zunehmender Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  und abnehmender Flammenfrontdicke  $\delta_{l,0}$  sortiert. So kann mit abnehmendem Äquivalenzverhältnis von rechts nach links der Übergang von Verbrennungsbedingungen mit dünner Vorreaktionszone zu Verbrennungsbedingungen mit signifikant verdickter Vorreaktionszone beobachtet werden.

Für jeden Betriebspunkt sind oberhalb der Messdaten das zugehörige Verhältnis von  $\delta_{l,0}/D$  in Prozent sowie  $K_{a,D}$  als Maß für die globale Streckungsintensität angegeben. Dargestellt sind ausschließlich Messdaten der in Blickrichtung linken Hälfte des Axialschnitts der Strömung. Für jeden Betriebspunkt ist links der  $z$ -Achse die räumliche Verteilung der im Mittel auftretenden Dicke  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  und rechts der  $z$ -Achse eine exemplarische instantane  $\text{CH}_2\text{O}$ -LIF-Intensitätsverteilung gegenübergestellt. Letztere ist an der  $z$ -Achse gespiegelt abgebildet. Zusätzlich ist in der  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$ -Verteilung die mittlere Lage der Flammenfront als graue Linie gekennzeichnet.  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  ist nur in Feldbereichen angegeben, in welchen 100 oder mehr instantane Messwerte vorliegen. Die Mittelwerte  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  der Dicke der Formaldehyd-Schicht sind kleiner als die instantan auftretenden Vorreaktionszonen. Der Unterschied ergibt sich daher, dass bei der Berechnung von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  eine Messwertkorrektur vorgenommen wurde, um Messfehler auf Grund der Neigung zwischen Messebene und Flammenfront zu kompensieren. Diese Korrektur ist in Abschnitt A.18 erläutert. Die

Abbildung 6.1: Einfluss von  $Re$  und  $D$  auf  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  für  $\vartheta_0 = 50^\circ C$  und Propan

Farbskala der räumlichen Verteilung von  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  ist für  $D = 40$  mm unter der dritten Zeile und für  $D = 28$  mm unter der vierten Zeile dargestellt.



In Abbildung 6.1 sind - repräsentativ für Abbildung 6.2 - zunächst folgende allgemeine Zusammenhänge zu beobachten. Anhand der instantanen  $\text{CH}_2\text{O}$ -LIF-Intensitätsverteilung werden drei Stufen der Verdickung erkennbar.

1. Verdickungs-Stufe: Die Vorreaktionszone weist lokal laminare und leicht verdickte Abschnitte auf. Dies ist beispielsweise der Fall für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 15\,000$  und  $30\,000$  wenn  $\text{Ka}_D \leq 0,26$  sowie für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 45\,000$  wenn  $\text{Ka}_D \leq 0,16$ .
2. Verdickungs-Stufe: Die Vorreaktionszone weist einen durchgehend verdickten Verlauf auf. Dies ist beispielsweise der Fall für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 15\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,42$  und für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 45\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,21$ .
3. Verdickungs-Stufe: Die Verdickung ist so stark, dass kein eindeutiger Verlauf der Vorreaktionszone zu erkennen ist. Dies ist beispielsweise der Fall für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 45\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,45$  und für  $D = 28$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$ ,  $\text{Ka}_D \geq 0,66$ .

Weiterhin ist anhand der räumlichen Verteilung von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  festzustellen, dass die turbulenzbedingte Verdickung der Vorreaktionszone mit  $\delta_{l,0}/D$  und  $\text{Ka}_D$  zunimmt. Hinsichtlich des Einflusses der Reynolds-Zahl und der Baugröße ist besonders bemerkenswert, dass  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  bei vergleichbaren Werten der globalen Streckungsrate  $\text{Ka}_D$  durch Erhöhung der Reynolds-Zahl und auch durch eine Reduktion von  $D$  zunimmt. Als Beispiele für den Reynolds-Zahl-Einfluss können die Fälle  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,48$  und  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 45\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,45$  sowie für den Einfluss der Baugröße die Fälle  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,66$  und  $D = 28$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$ ,  $\text{Ka}_D = 0,66$  verglichen werden.

Der Einfluss des Brennstoffs und der Frischgemischtemperatur auf die Dicke der Vorreaktionszone wird anhand Abbildung 6.2 diskutiert. Die zuvor für  $\vartheta_0 = 50$  °C und den Brennstoff Propan festgestellten Zusammenhänge zeigen sich auch für die Brennstoffe Methan und Heptan sowie bei erhöhter Frischgemischtemperatur. Die räumliche Verteilung von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  ist für die Brennstoffe Methan und Propan bei ansonsten vergleichbaren Betriebsbedingungen sehr ähnlich. Dies wird beispielsweise im Vergleich der Fälle Methan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,25$  und Propan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,26$  sowie die Fälle Methan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,94$  und Propan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,84$  deutlich. Bei gleichen Werten für  $\text{Ka}_D$  liegen die Werte von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  für den Brennstoff Methan sogar leicht höher als für den Brennstoff Propan. Erklärt werden kann dies zum Teil durch die insbesondere bei niedrigen Äquivalenzverhältnissen deutlich größere Dicke  $\delta_{l,0}$  von Methan gegenüber Propan. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei Heptan gegenüber Propan eine deutliche stärkere Verdickung der Vorreaktionszone. Bei vergleichbaren Werten von  $\text{Ka}_D$  und  $\delta_{l,0}/D$  liegen bei Heptan um Faktor 2 größere Werte von  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  vor als für Propan oder Methan. Zum Beispiel können hierzu die Fälle Propan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,26$  und Heptan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,24$  sowie die Fälle Propan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,48$  und Heptan,  $\vartheta_0 = 50$  °C,  $\text{Ka}_D = 0,39$  verglichen werden. Die geringen Unterschiede zwischen Methan und Propan und die großen Unterschiede zwischen diesen Brennstoffen und Heptan sind angesichts der relativ unterschiedlichen Markstein-Zahlen von Methan ( $-0,3 < \text{Ma} < 1$ ) und Propan ( $5 < \text{Ma} < 8$ ) und der vergleichsweise geringen Unterschiede bezüglich der Markstein-Zahlen von Propan und Heptan ( $9 < \text{Ma} < 15$ ) besonders bemerkenswert. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf den starken nichtlinearen Einfluss der brennstoffspezifischen Eigenschaften auf die Beschaffenheit turbulenter Flammenfronten. Des Weiteren ist festzustellen, dass die turbulenzbedingte Verdickung der Vorreaktionszone mit der Frischgemischtemperatur zunimmt. Für  $\vartheta_0 = 200$  °C und vergleichbare Werten von  $\text{Ka}_D$  und  $\delta_{l,0}/D$  liegt  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}$  im Mittel um Faktor 1,5 höher als für  $\vartheta_0 = 50$  °C.



homogenen Vorreaktionsbereich zu beobachten. Die Verdickung der Vorreaktionszone steigt zunächst - beispielsweise für  $Re \leq 30\,000$  im Bereich  $Ka_D < 0,5$  - nur leicht mit der Karlovitz-Zahl an und nimmt dann für größere Karlovitz-Zahlen stark überproportional zu.

- Die Baugröße des Brenners wirkt sich ebenfalls auf die Verdickung aus. Dieser Einfluss wird relativ gut durch die Karlovitz-Zahl erfasst, welche bei abnehmender Baugröße mit der Reduktion der Längen- und Zeitskalen steigt. Jedoch scheint eine Reduktion der Längen- und Zeitskalen auch bei gleicher Karlovitz-Zahl eine weitere Verstärkung der Verdickung zu bewirken.
- Der beobachtete Einfluss der Karlovitz-Zahl ist stark von der Reynolds-Zahl und dem Brennstoff abhängig. Bei fester Karlovitz-Zahl steigt die Verdickung mit  $Re$  und mit  $Ma$  stark nichtlinear an. Eine Erhöhung der Vorwärmtemperatur führt ebenfalls zu einer leichten Erhöhung der Verdickung.

### 6.1.2 Analyse des Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Verdickung der Flammenfront

Zur weiteren Analyse der turbulenzbedingten Verdickung der Flammenfront wird der Einfluss der lokalen Strömungsbedingungen auf die Dicke der Vorreaktionszone untersucht. Hierzu werden die lokalen Werte von  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  mit der lokalen turbulenten Karlovitz-Zahl  $Ka_t$  korreliert. Die Datenbasis wird auf Messwerte im Kern der Strömung innerhalb des radialen Bereich  $r \leq 0,25D$  reduziert. Dies entspricht einer Beschränkung der Untersuchung auf die Verbrennung an der Spitze und im Kern der Rezirkulationszone. Hierdurch wird zum einen die Analyse auf den für den Flammenrückschlag besonders wichtigen Strömungsbereich fokussiert. Zum Zweiten ist dieser Schritt notwendig, um eine Verfälschung der Datenbasis mit Messdaten aus dem Randbereich und der äußeren Scherzone der Strömung, in dem die Verbrennungsbedingungen durch die Heißgasströmung des zur Pilotierung eingesetzten Matrixbrenners beeinflusst sind, auszuschließen. Die Beurteilung der Verdickung der Flammenfront erfolgt anhand des Verhältnisses  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$ . Wie bereits in Abschnitt 3.6 erläutert, liegt dieses Verhältnis bei der eingesetzten Messmethodik für ungestörte Flammenfronten zwischen 3 und 5. Dementsprechend ist von einer Verdickung auszugehen, wenn  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0} > 5$  ist. Zur Veranschaulichung des experimentell erfassten Zusammenhangs zwischen den lokalen Strömungsbedingungen und der Verdickung der Vorreaktionszone dient Abbildung 6.3. Darin ist die gesamte Datenbasis<sup>2</sup> jeweils in zwei Streudiagrammen von  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  über  $Ka_t$  visualisiert. Das linke Diagramm ergibt sich bei Betrachtung im raumfesten Bezugssystem, das rechte Diagramm ergibt sich bei Auswertung im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem. Jeder Punkt entspricht einem lokalen Messvolumen im Strömungsfeld, entsprechend dem Messvolumen-Rasters der Geschwindigkeitsmessung. Durch die Farbgebung ist das im Messvolumen im zeitlichen Mittel vorliegende Verhältnis aus dem Betrag des lokalen Geschwindigkeitsvektors in der Messebene  $u$  und der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  gekennzeichnet. Zum Wertebereich der experimentell bestimmten Größe  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  ist anzumerken, dass bedingt durch die angewandte Mess- und Auswertungs-Methodik auch Werte im Bereich 0 – 3 gewonnen werden, die allerdings als unrealistisch einzustufen beziehungsweise auf Mess-

<sup>2</sup>Diese entspricht den Messungen für die Betriebsparameterkonstellationen in Tabelle 3.1, die jeweils für unterschiedliche Äquivalenzverhältnisse durchgeführt wurden.

fehler zurückzuführen sind<sup>3</sup>.

Generell ist eine starke Streuung festzustellen, welche für das raumfeste Bezugssystem etwas

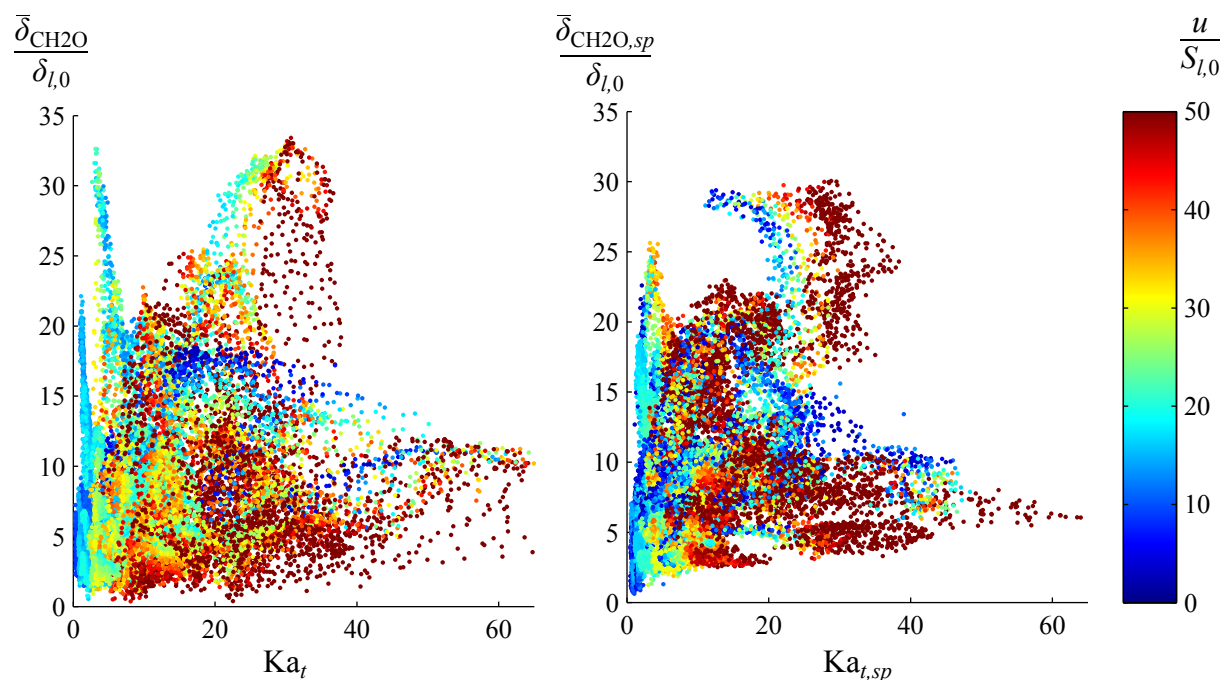


Abbildung 6.3: Verdickung der Vorreaktionszone in Abhängigkeit der turbulenten Karlovitz-Zahl für alle untersuchten Betriebsbedingungen - Darstellung links für raumfestes und rechts für mit dem Staupunkt mitbewegtes Bezugssystem

stärker ausfällt als für das mitbewegte Bezugssystem. Die Streuung ergibt sich zum einen für die Datenpunkte jedes einzelnen Betriebspunkts auf Grund der räumlichen Unterschiede zwischen den lokalen Strömungsbedingungen und  $\bar{\delta}_{CH_2O}$ . Die Streuung ergibt sich zum Zweiten durch die Überlagerung der Daten aller Betriebspunkte. Offensichtlich ist die Verdickung der Flammenfront in der verwendeten Datenbasis nicht besonders gut mit der turbulenten Karlovitz-Zahl korreliert. Im Folgenden wird die turbulente Karlovitz-Zahl mit weiteren Einflussgrößen zu einer neuen Kenngröße kombiniert, welche eine deutlich bessere Korrelation mit der Verdickung der Flammenfront aufweist. Die Zusammenhänge werden im Weiteren für das mit dem Staupunkt mitbewegte Bezugssystem diskutiert.

In Abbildung 6.4 sind die Streudiagramme jeweils für den Brennerdurchmesser  $D = 40$  mm und den Brennstoffen Methan, Propan und Heptan sowie für den Brennerdurchmesser  $D = 28$  mm und den Brennstoff Propan dargestellt. Die Daten sind farblich nach der Reynolds-Zahl unterschieden. Prinzipiell kann für alle Betriebsbedingungen festgestellt werden, dass die Verdickung der Vorreaktionszone mit der Reynolds-Zahl zunimmt. Für eine gegebene Reynolds-Zahl ist für  $D = 40$  mm auch eine positive Korrelation zwischen  $\bar{\delta}_{CH_2O} / \delta_{l,0}$  und  $Ka_t$  zu erkennen. Die Stärke der Korrelation ist brennstoffabhängig. Für den Brennstoff Methan mit  $Le = 0,91$  ist der Anstieg der Verdickung mit  $Ka_t$  am geringsten. Im Vergleich mit den Brennstoffen Propan -  $Le = 1,63$  - und Heptan -  $Le = 3,0$  - wird deutlich, dass die Steigung Anstiegs mit der Lewis-Zahl stark

<sup>3</sup>Eine Verdünnung der Flamme ist theoretisch möglich bei negativen  $K$ . Jedoch ist  $K_t$  im Mittel positiv und negative  $Ma$  kommen nur bei Methan als mögliche Begründung in Frage. Die Hauptursache des Auftretens von  $\bar{\delta}_{CH_2O} / \delta_{l,0} < 3$  ist die fehlerhafte Detektion sehr dünner Fragmente der Vorreaktionszone im Randbereich der Flamme.

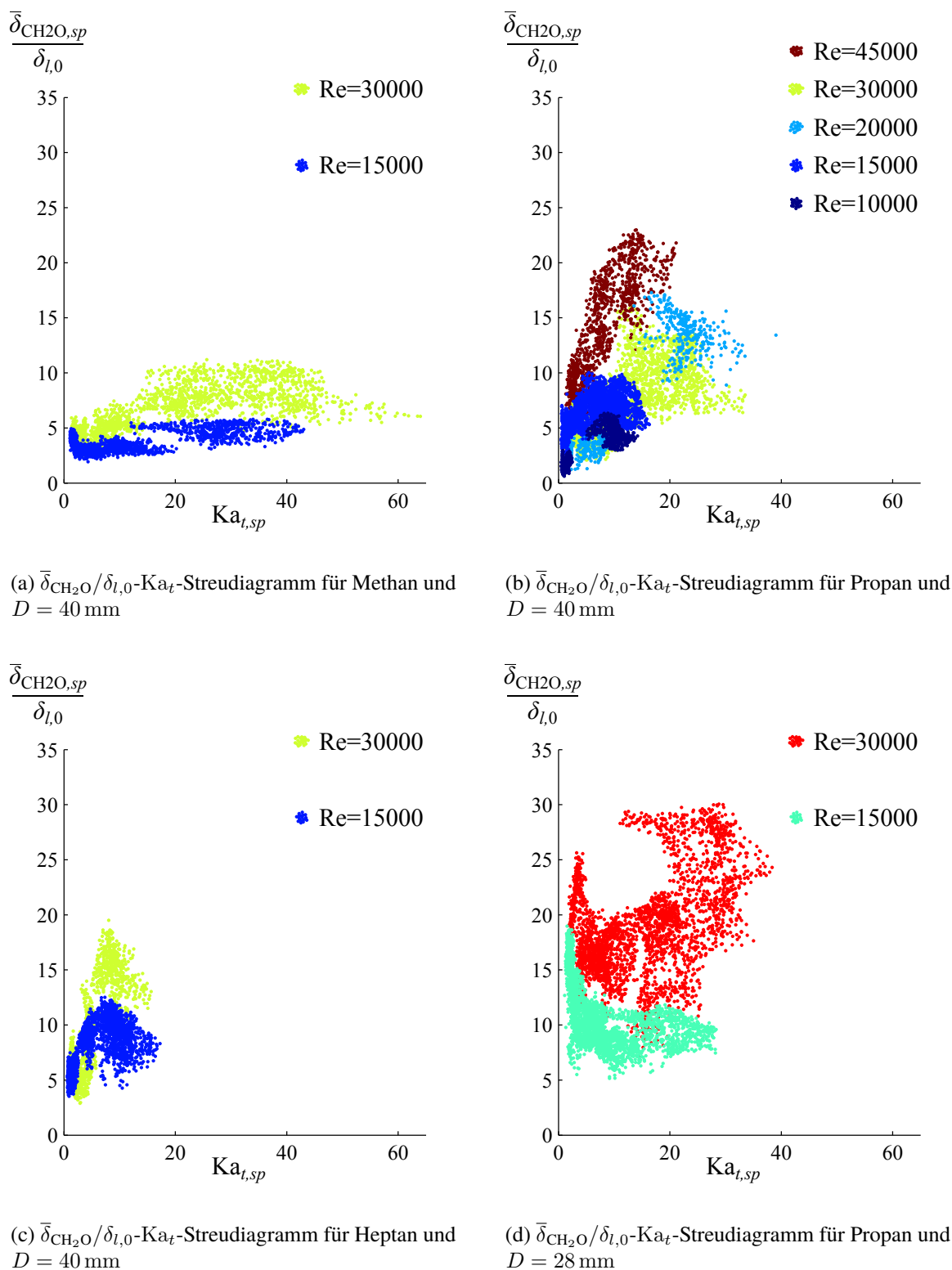


Abbildung 6.4: Verdickung der Vorreaktionszone für verschiedene Brennstoffe und Brennerdurchmesser in Abhängigkeit von  $\text{Ka}_t$

zunimmt. Besondere Erläuterung bedarf das für  $D = 28$  mm und  $\text{Ka}_t < 10$  zu beobachtende Ansteigen des Verhältnisses  $\bar{\delta}_{\text{CH}_2\text{O}}/\delta_{l,0}$  für  $\text{Ka}_t \rightarrow 0$ . Dieser Anstieg entsteht durch die Beharrung

der Dicke der Vorreaktionszone im Bereich  $Ka_D \leq 0,23$ . Der Zusammenhang kann auch in Abbildung 6.1 bei  $D = 28$  mm und  $Re = 30\,000$  beobachtet werden und tritt bei hohen Äquivalenzverhältnissen im Bereich  $\Phi > 0,8$  auf. Obwohl bei Anhebung des Äquivalenzverhältnisses  $S_{l,0}$  steigt und sich  $\delta_{l,0}$  und  $Ka_D$  verringern, kann keine weitere Reduktion des experimentell bestimmten Wertes von  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  beobachtet werden. Dies führt in diesem Betriebsbereich zum Ansteigen von  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$ . Wie anhand Abbildung 6.4(d) zu erkennen ist, liegt dieser Zusammenhang nicht nur bei  $Re = 30\,000$  sondern auch bei  $Re = 15\,000$  vor. Die Beharrung der Dicke der Vorreaktionszone gegenüber sinkenden Karlovitz-Zahlen kann in deutlich geringerem Maß auch für  $D = 40$  mm beobachtet werden, und zwar im Bereich  $Ka_t < 5$ . Der entsprechende Anstieg von  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  ist jedoch zu wenig ausgeprägt, um in den dargestellten Diagrammen klar in Erscheinung zu treten. Die Ursache dieses Zusammenhangs konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht eindeutig<sup>4</sup> geklärt werden.

Um eine verbesserte Korrelation mit der Verdickung der Vorreaktionszone zu erreichen, wird die neue Größe  $\hat{K}a_t$  eingeführt. Diese basiert gemäß Gleichung (6.4) auf  $Ka_t$ . In  $\hat{K}a_t$  fließen jedoch auch die Betriebsparameter  $Re$ ,  $D$  und die brennstoffspezifische Markstein-Zahl ein.

$$\hat{K}a_t = Ka_t \frac{e^{\left(\frac{Re}{Re_{ref}} - 1\right)}}{10} \left(\frac{D_{ref}}{D}\right)^2 Ma_{eff} \quad \text{mit} \quad D_{ref} = 0.04\text{m} \quad \text{und} \quad Re_{ref} = 15\,000 \quad (6.4)$$

$$Ma_{eff} = \begin{cases} Ma^{\frac{Ma-1}{20}} & \text{wenn } 1 \leq Ma \\ Ma^{0.5} & \text{wenn } 0 \leq Ma < 1 \end{cases} \quad (6.5)$$

Durch die Verwendung von  $\hat{K}a_t$  wird eine deutliche Reduktion der Streuung der Datenpunkte erreicht. Es ergeben sich für das mit dem Staupunkt mitbewegte Bezugssystem die in Abbildung 6.5 dargestellten Streudiagramme. Im linken Streudiagramm sind die lokalen Messdaten für alle untersuchten Betriebspunkte dargestellt. Im rechten Diagramm ist für jeden Betriebspunkt der Mittelwert  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  aller lokalen Werte  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  über dem Mittelwert  $\hat{K}a_t$  aufgetragen. Die Datenpunkte sind entsprechend des Brennerdurchmessers und der Reynolds-Zahl farblich gekennzeichnet. Die Datenpunkte im grau eingefärbten Bereich der Diagramme entsprechen Betriebsbedingungen, unter welchen die erwähnte Beharrung von  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  auftritt. Sie liegen nicht mehr in dem für die durchgeführte Analyse validen Bereich und werden bei der weiteren Diskussion nicht berücksichtigt. In beiden Diagrammen sind zur Bewertung der Korrelationsgröße  $\hat{K}a_t$  die Geraden  $q_{5\%}$ ,  $q_{50\%}$  und  $q_{95\%}$  eingetragen, unterhalb derer jeweils 5, 50 und 95% der validen Datenpunkte liegen. Im rechten Diagramm sind die zugehörigen Geradengleichungen angegeben. Zur weiteren Analyse und Beurteilung der Verbrennungsbedingungen beim Flammenrückschlag wird die Gerade  $q_{50\%}$  als Korrelation zwischen  $\hat{K}a_t$  und  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  verwendet. Für die valide Datenbasis beträgt die mittlere prozentuale Abweichung zwischen der Geraden  $q_{50\%}$  und  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  31%. Für  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  beträgt die Abweichung 29%. Mit zunehmendem  $\hat{K}a_t$  sinkt die Abweichung zu  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_{l,0}$  deutlich ab, auf 22,4% für  $\hat{K}a_t > 5$ , auf 17,4% für  $\hat{K}a_t > 7$  und auf 13,4% für  $\hat{K}a_t > 9$ .

Unter der Annahme eines konstanten Verhältnisses zwischen  $\delta_{CH_2O}/\delta_l$  von 4 kann die Dicke  $\delta_l$

<sup>4</sup>Eine mögliche Erklärung ist, dass die verwendete Mess- und Auswertungsmethodik nicht in der Lage ist, die bei hohen Äquivalenzverhältnissen auftretenden sehr dünnen Vorreaktionszonen ausreichen fein aufzulösen, insbesondere, wenn die Dicke der Vorreaktionszone deutlich kleiner ist, als die Dicke des eingesetzten Lichtschnitts, die zwischen 0,4 und 0,8 mm betrug.

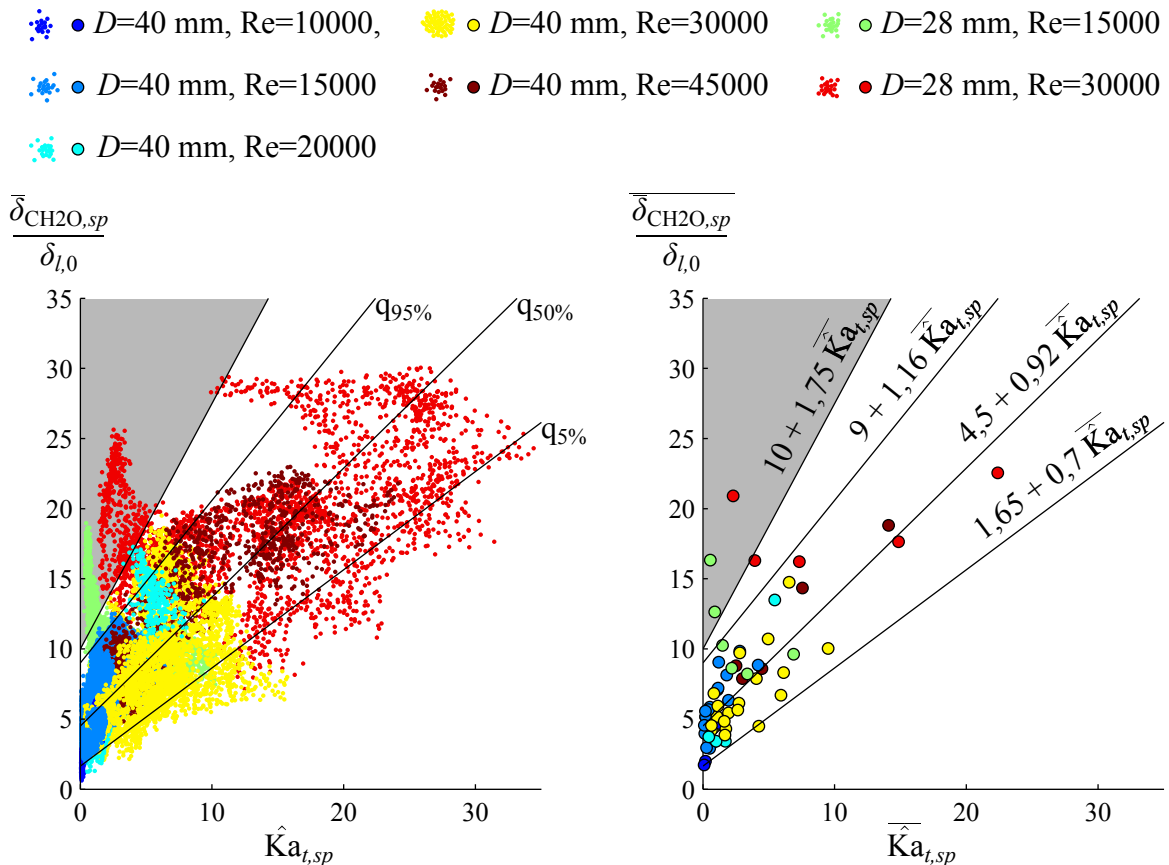


Abbildung 6.5: Verdickung der Vorreaktionszone in Abhängigkeit von  $\hat{K}a_t$  für alle untersuchten Betriebsbedingungen bei Auswertung im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem

der Flammenfront mit der Geradengleichung (6.6) als Funktion von  $\hat{K}a_t$  geschätzt werden.

$$\bar{\delta}_{l,est} = \frac{\delta_{l,0}}{4} \left( 4,75 + 0,92 \hat{K}a_t \right) \quad (6.6)$$

Angesichts der erheblichen Streuung der Messdaten für  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  dient diese Schätzung nur für eine grobe Orientierung. Insbesondere für den Bereich  $\hat{K}a_t < 9$  ist die dort vorliegende hohe Streuung der Daten bei der Abschätzung der Flammenfrontdicke zu berücksichtigen. Allerdings liegen in diesem Bereich sowie in dem nicht berücksichtigten Beharrungsbereich von  $\bar{\delta}_{CH_2O}$  generell relativ kleine Werte für  $\delta_{l,0}$  vor, für welche auch eine sehr große Abweichung der geschätzten Verdickung nur zu einem relativ kleinen absoluten Fehler führt. Relevant für die Beurteilung des Verbrennungsregimes ist letztendlich nicht die Verdickung, sondern die tatsächliche Dicke  $\delta_l$  der Flamme. Denn erst, wenn  $\delta_l$  im Größenbereich der im Umfeld der Rezirkulationszone auftretenden Wirbelstrukturen liegt, ist ein turbulenzbedingter Übergang der Flamme zu einem volumetrischen Reaktionsgebiet in Betracht zu ziehen. Außerdem ist auf Grund der Annahme eines festen Wertes für das Verhältnis  $\bar{\delta}_{CH_2O}/\delta_l$  zu erwarten, dass die Verdickung der Flammenfront durch die entwickelte Korrelation überschätzt wird. Insofern kann die Korrelation mit relativ guter Sicherheit zur Bestimmung der Obergrenze der möglichen Verdickung der Flammenfront eingesetzt werden. Dies wird in Abschnitt 6.2 genutzt, um das Verbrennungsregime an der



Stabilitätsgrenze zu bestimmen.

## 6.2 Das Verbrennungsregime an der Stabilitätsgrenze

Die in Gleichung (6.6) gegebene Beziehung zwischen der Flammenfrontdicke und den Betriebsbedingungen wurde verwendet, um die Dicke der Flammenfront und damit das Verbrennungsregime an der Stabilitätsgrenze abzuschätzen. Als Basis für die Abschätzung dienten die lokalen Turbulenz-Größen an der Flammenfront bei Auswertung im mit dem Staupunkt mitbewegten Bezugssystem. In Abbildung 6.6 sind die resultierenden Schätzwerte für die Flammenfrontdicke  $\delta_{l,est}$  an der Stabilitätsgrenze über der globalen Karlovitz-Zahl der Strömung  $Ka_D$  aufgetragen. Die globalen Betriebsbedingungen sind durch Größe, Form und Farbgebung der Symbole

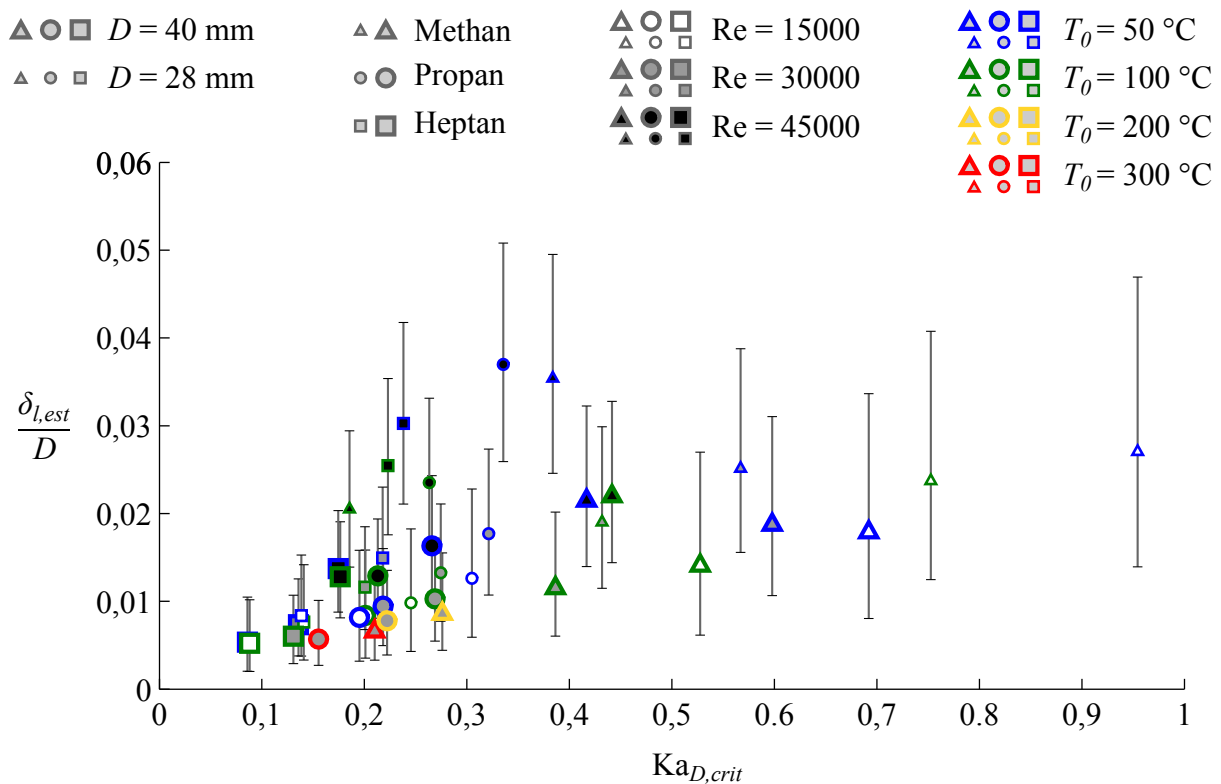


Abbildung 6.6: Geschätzte Flammendicke an der Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von  $Ka_{D,crit}$  für alle untersuchten Betriebsbedingungen

gekennzeichnet<sup>5</sup>. Für jeden Datenpunkt entspricht das Äquivalenzverhältnis dem kritischen Äquivalenzverhältnis an der experimentell bestimmten Stabilitätsgrenze. Die eingetragenen Fehlerbalken geben die Streuung der experimentell bestimmten Datenbasis der verwendeten Korrelation wieder. Die Fehlerbalken geben den Größenbereich an, innerhalb dessen 90% der für die Korrelation verwendeten Messdaten fallen<sup>6</sup>.

<sup>5</sup>Der Durchmesser der Vormischzone und der Brennstoff ist durch Größe und Form der Symbole angegeben. Die Frischgemischtemperatur ist durch die Farbe der Symbolkontur gekennzeichnet und die Reynolds-Zahl durch den Grauwert der Symbolfüllung.

<sup>6</sup>Dieser Größenbereich wird durch die in Abbildung 6.5 eingetragenen Geraden  $q_{5\%}$  und  $q_{95\%}$  eingegrenzt. Oberhalb beziehungsweise unterhalb des durch die Fehlerbalken angezeigten Bereiches fallen jeweils 5% der für die Korrelation verwendeten Messdaten.



Erwartungsgemäß treten die größten Flammenfrontdicken für hohe Reynolds-Zahlen und kleine Brennerdurchmesser auf. Eine Anhebung der Frischgemischtemperatur führt zur Verringerung der Flammendicke. Als zentrales Ergebnis dieser Analyse ist festzustellen, dass auch unter Berücksichtigung der großen Bandbreite des Wertebereiches von  $\delta_{l,est}$  an der Stabilitätsgrenze nicht mit einem Übergang der Flamme zu einer volumetrischen Reaktionszone zu rechnen ist. Die geschätzte Flammendicke  $\delta_{l,est}$  ist für alle untersuchten Betriebsbedingungen deutlich kleiner als das turbulente Längenmaß  $L_t$  innerhalb der Rezirkulationszone und deutlich kleiner als die Rezirkulationsblase selbst. Folglich kann im Weiteren davon ausgegangen werden, dass unter den an der Stabilitätsgrenze auftretenden Strömungsbedingungen zwar eine lokal verdickte Flammenfront vorliegen kann, das Auftreten einer stark verdickten Flamme mit einem homogenen Reaktionsgebiet aber sehr unwahrscheinlich ist. Für den in dieser Arbeit untersuchten Betriebsbereich ist die Verbrennung an der Stabilitätsgrenze überwiegend dem Flamelet-Regime<sup>7</sup> und nur für  $D = 28$  mm und für  $Re = 45\,000$  möglicherweise dem Übergangsbereich zwischen dem Flamelet- und Rührkesselreaktor-Regime zuzuordnen.

Zur Erfassung der brennstoffspezifischen Effektivität von Streckung wurde von Abdel-Gayed und Bradley (1987), Abdel-Gayed et al. (1984) der Parameter  $KaLe$  vorgeschlagen und gezeigt, dass damit eine gute Korrelation mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit für Brennstoffe mit verschiedenen Lewis-Zahlen erreicht werden kann. Dieser Ansatz wird in Abschnitt A.20 zur Abschätzung der Verdickung der Flammenfront herangezogen. Demnach müsste das Produkt aus Lewis-Zahl und globaler Karlovitz-Zahl  $Ka_DLe$  der Strömung schätzungsweise deutlich über 3 angehoben werden, um in das Regime stark verdickter Flammenfronten und volumetrischer Reaktionsgebiete zu gelangen. Hingegen ist in dieser Arbeit sowie in allen bisherigen Untersuchungen zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen  $Ka_DLe < 1$ . Es ist also abschließend festzuhalten, dass auf Basis des präsentierten experimentellen Befundes die für den Flammenrückschlag entscheidenden Verbrennungsprozesse im untersuchten Betriebsparameterbereich nicht dem Rührkesselreaktor-Regime zuzuordnen sind und dass auch bei deutlicher Erhöhung des turbulenten Streckungsniveaus nicht davon auszugehen ist, dass dieses Verbrennungsregime an der Stabilitätsgrenze auftritt. Demnach kann zur Beschreibung der Verbrennungsprozesse auf das klassische Flamelet-Modell der Flamme zurückgegriffen werden, demzufolge die Flamme als eine im Vergleich zu den Makrolängenmaßen der Strömung dünne Zone zu verstehen ist, die auf Grund der Turbulenz hochgradig verwinkelt und ggf. lokal verdickt ist.

### 6.3 Einfluss der Betriebsbedingungen auf das Strömungsfeld an der Stabilitätsgrenze

In den Abschnitten 6.1 und 6.2 wurde die grundlegende Frage nach dem an der Stabilitätsgrenze vorliegenden Verbrennungsregime behandelt. Darauf aufbauend wird in diesem Abschnitt genauer diskutiert, wie sich die Betriebsbedingungen und insbesondere die brennstoffspezifischen Eigenschaften auf die reagierende Strömung an der Stabilitätsgrenze auswirken. Hierbei ist das Ziel, den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die für den Flammenrückschlag wesentlichen verbrennungstechnischen Gegebenheiten zu analysieren und daraus einen Ansatz zur Erklärung des beobachteten Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Stabilitätsgrenze zu entwickeln. Dies wiederum ist die Basis für die entwickelte Korrelation, die den Einfluss der Betriebsbedingungen

<sup>7</sup>einschließlich des Bereichs verdickter Flamelets

auf den Flammenrückschlag erfasst und die in Kapitel 7 erläutert wird.

Die Diskussion zur Analyse und Erklärung des Einflusses der Betriebsbedingungen auf die reagierende Strömung erfolgt in vier Schritten. Zunächst wird im ersten Schritt in Abschnitt 6.3.1 der grundsätzliche Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Mittellage der Flammenfront an der Stabilitätsgrenze diskutiert. Besonderes Augenmerk gilt hierbei der relativen Lage von Flammenfront und Rezirkulationszone. Es wird ein erheblicher Einfluss des Brennstoffs auf die Lage der Flammenfront erkennbar, der primär aus der brennstoffspezifischen Sensitivität gegenüber turbulenter Streckung resultiert. Folglich können keine für alle Brennstoffe gültigen charakteristischen Merkmale<sup>8</sup> der Strömung an der Stabilitätsgrenze identifiziert werden, die zur Beschreibung und Vorhersage des Flammenrückschlags herangezogen werden könnten.

Im zweiten Schritt werden in Abschnitt 6.3.2 Verbrennungsbedingungen analysiert, die in der Strömung an der Stabilitätsgrenze an der Flammenfront vorliegen. Dies ist notwendig, um Ursachen des beobachteten Einflusses der brennstoffspezifischen Eigenschaften auf die Mittellage der Flammenfront nachzuvollziehen. Im dritten Schritt wird in Abschnitt 6.3.3 die Entwicklung der Stabilisierungsbedingungen der Flammenspitze während dem Ereignis des Flammenrückschlags genauer analysiert. Auch hierbei sind die brennstoffspezifischen Eigenschaften von zentraler Bedeutung. Deren Einfluss auf die Flammenstabilisierung an der Stabilitätsgrenze wird in Abschnitt 6.3.4 diskutiert. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der vorherigen Schritte zu einer *Modellvorstellung* zum Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Beschaffenheit der reagierenden Strömung an der Stabilitätsgrenze zusammengeführt.

### 6.3.1 Die Mittellage der Flammenfront an der Stabilitätsgrenze

In den durchgeführten Untersuchungen wurde an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen eine starke Abhängigkeit der Mittellage der Flammenfront von den Betriebsbedingungen festgestellt. Der beobachtete Einfluss der Betriebsbedingungen wird im Folgenden für exemplarische Betriebspunkte diskutiert. Dabei werden anhand des Einflusses der Betriebsbedingungen auf die kritische Mittellage der Flammenfront wichtige Zusammenhänge für den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Stabilitätsgrenze identifiziert.

Die Diskussion erfolgt anhand der Abbildungen 6.7, 6.8 und 6.9. Darin ist die Entwicklung des reagierenden Strömungsfeldes bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze für die Brennstoffe Methan und Heptan bei  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$  für unterschiedliche Reynolds-Zahlen und Brennerdurchmesser dargestellt. Eine Übersicht entsprechender Darstellungen für alle untersuchten Betriebsbedingungen ist in Abschnitt A.24 zu finden. Die Darstellung ist analog zu Abbildung 5.11 in Abschnitt 5.3.2. Für jede Betriebsrandbedingung sind mehrere mittlere Axialgeschwindigkeitsfelder im Axialschnitt der Strömung nebeneinander von links nach rechts mit zunehmender Brenngeschwindigkeit angeordnet. Die Mittellage der Flammenfront ist im Geschwindigkeitsfeld durch eine weiße Linie gekennzeichnet. Äußerst links ist zum Vergleich das Axialgeschwindigkeitsfeld der zugehörigen nicht-reagierenden Strömung dargestellt. Das Axialgeschwindigkeitsfeld an der Stabilitätsgrenze befindet sich an vierter Stelle. Es ist gekennzeichnet durch eine gestrichelte, rote Umrahmung. Am rechten Rand jedes Geschwindigkeitsfeldes ist der zeitliche Mittelwert der axialen Position der Flammenspitze und des Staupunkts durch eine gestrichelte beziehungsweise

---

<sup>8</sup>beispielsweise ein charakteristischer Abstand zwischen dem inneren Staupunkt der Rezirkulationszone und der Flammenspitze oder zwischen dem Austritt der Vormischzone und der axialen Position der Flamme am Rand der Rezirkulationszone

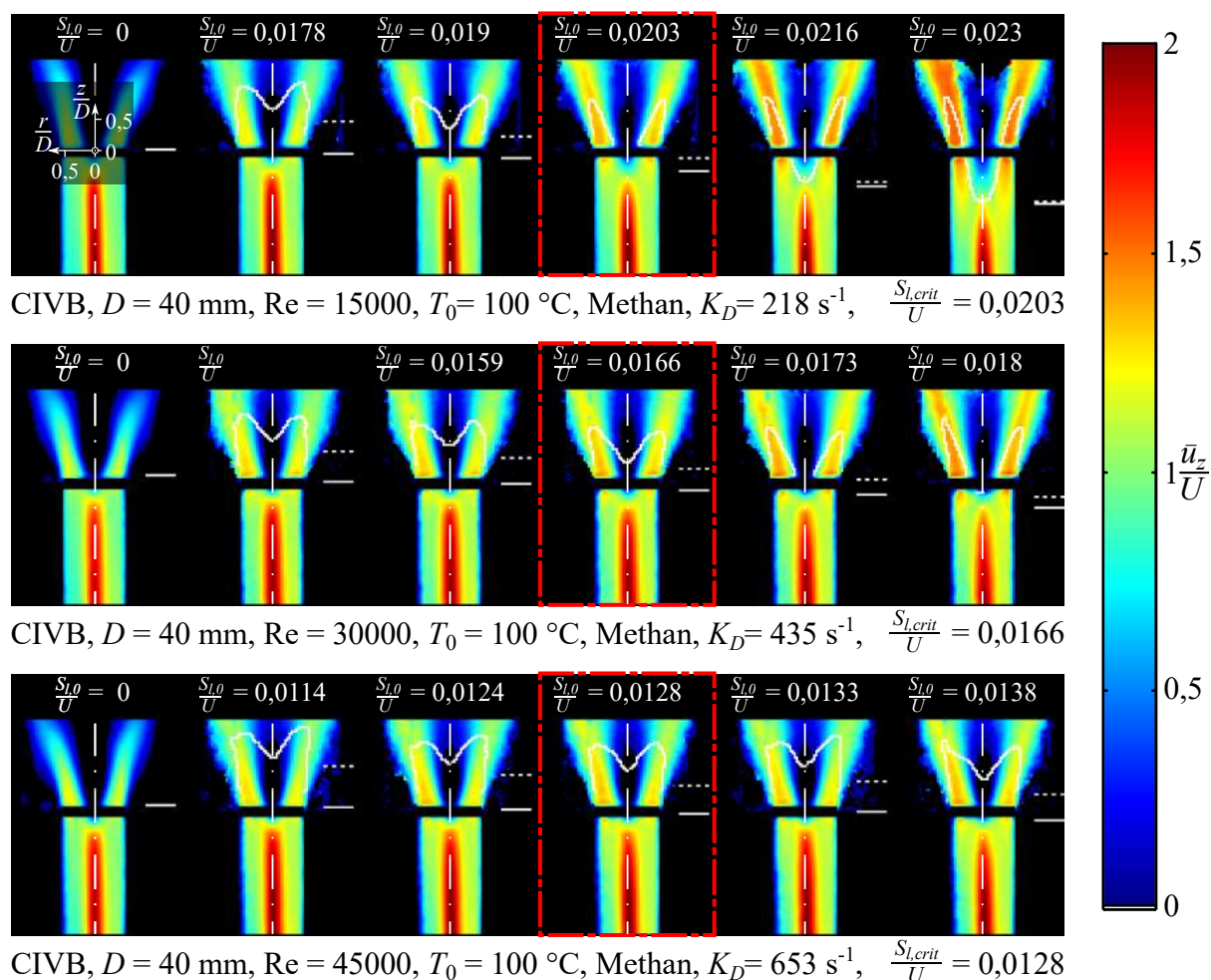


Abbildung 6.7: Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze des CIVB in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl,  $D = 40$  mm,  $\vartheta_0 = 100$  °C und Methan, in raumfesten Koordinaten

eine durchgezogene weiße Linie markiert.

Zunächst ist für alle dargestellten Betriebspunkte und unabhängig vom Brennstoff festzustellen, dass sich die Mittellage der Flammenfront und insbesondere die Flammenspitze mit zunehmender Brenngeschwindigkeit stromauf verlagert und dass sich die Mittellage der Flammenfront an der Stabilitätsgrenze mit zunehmendem Axialgeschwindigkeitsniveau  $U$  beziehungsweise zunehmender globaler Streckungsrate  $K_D = U/D$  stromab verlagert. Zudem nimmt auch der Einfluss der Brenngeschwindigkeit auf die axiale Position der Flammenspitze mit zunehmendem Axialgeschwindigkeitsniveau beziehungsweise zunehmender globaler Streckungsrate deutlich ab. Dies wird beispielhaft anhand Abbildungen 6.7 für den Brennstoff Methan,  $D = 40$  mm und  $\vartheta_0 = 100$  °C erläutert. Tendenziell führt dort eine Erhöhung von  $S_{l,0}$  um 10% bei  $Re = 15000$  zu einer Stromaufverlagerung der Flammenspitze von  $0,6D$ . Bei  $Re = 30000$  beträgt die Stromaufverlagerung nur noch  $0,4D$  und bei  $Re = 45000$  nur noch  $0,18D$ . Es kann folglich mit zunehmender globaler Streckungsrate eine abnehmende Sensitivität von  $\bar{z}_{ff}$  gegenüber einer relativen Erhöhung von  $S_{l,0}$  beziehungsweise von  $S_{l,0}/U$  festgestellt werden. Weiterhin kann festgestellt werden, dass bei vergleichbarer Mittellage der Flammenfront das Verhältnis von

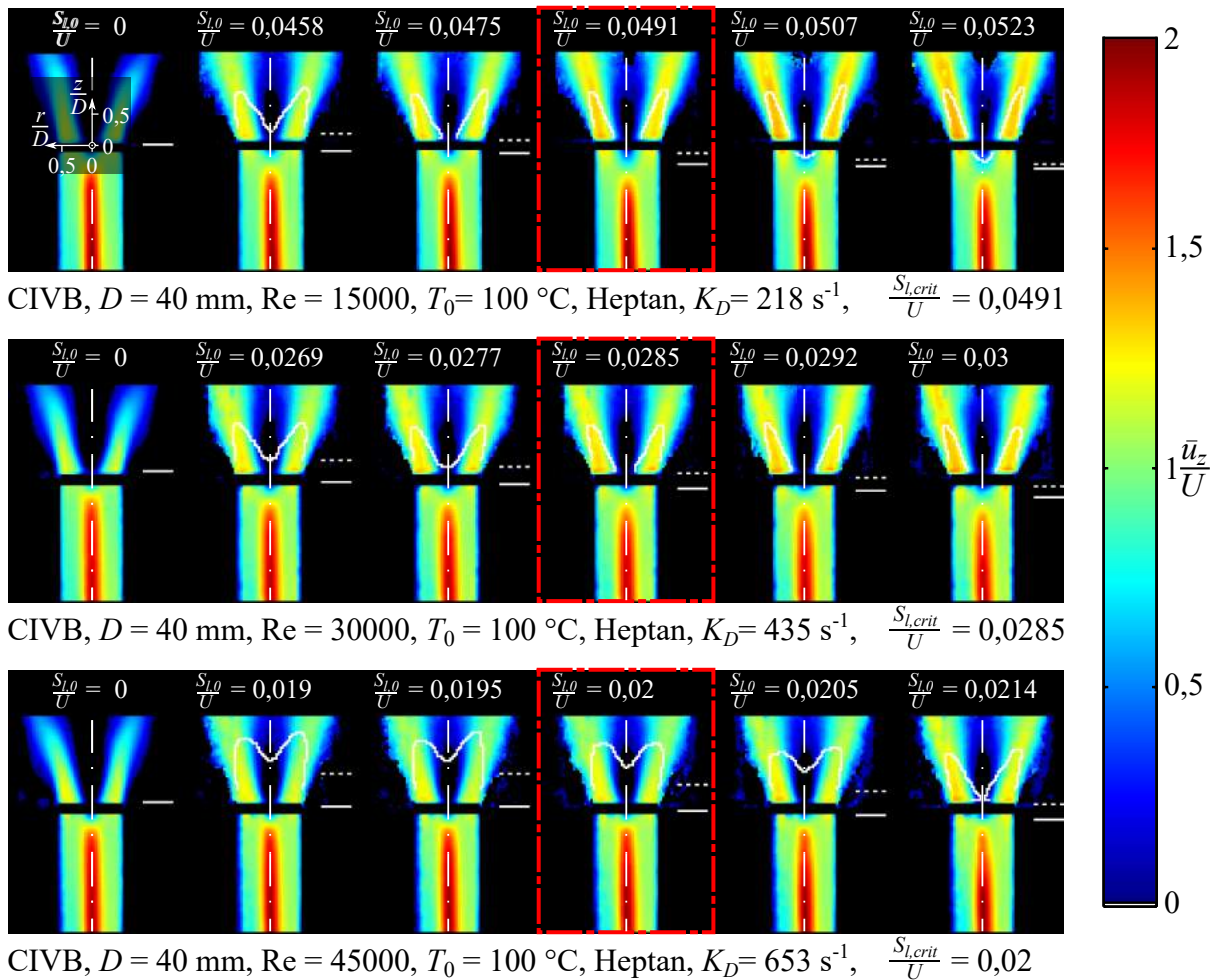


Abbildung 6.8: Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze des CIVB in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl,  $D = 40$  mm,  $T_0 = 100$  °C und Heptan, in raumfesten Koordinaten

$S_{l,0}/U$  umso niedriger ist, je höher das Niveau der Axialgeschwindigkeit beziehungsweise der globalen Streckungsrate. Dies wiederum lässt darauf schließen, dass auch die Sensitivität der turbulenten Brenngeschwindigkeit  $S_t$  gegenüber  $S_{l,0}$  mit  $K_D$  abnimmt und  $S_t$  mit steigendem  $K_D$  zunehmend von den Skalen der Strömungsturbulenz bestimmt wird.

Des Weiteren wurde bereits in Abschnitt 5.3.2 erläutert, dass sich an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB für die meisten Betriebsbedingungen ein Verlöschen der Flamme unmittelbar stromab des Wirbelauflages feststellen lässt, und dass sich folglich die Flammenspitze im Mittel relativ weit stromab des Wirbelauflages befindet. Zutreffend ist dies prinzipiell für moderate bis sehr hohe globale Streckungsraten  $K_D > 500$  s<sup>-1</sup> - also bei  $D = 40$  mm für  $Re = 45000$  und bei  $D = 28$  mm für  $Re \geq 30000$ , dargestellt in Abbildung 6.9. In Richtung niedrigere Streckungsraten zeigt sich an der Stabilitätsgrenze eine tendenzielle Annäherung der Flammenspitze an den Austritt der Vormischzone. Die Annäherung ist umso ausgeprägter, je größer die Lewis-Zahl beziehungsweise die Markstein-Zahl des Brennstoffs ist. Beispielsweise kann hierzu anhand der Abbildungen 6.7 und 6.8 die unterschiedliche Entwicklung der Mittellage der Flammenfront für die Brennstoffe Methan und Heptan bei  $D = 40$  mm und

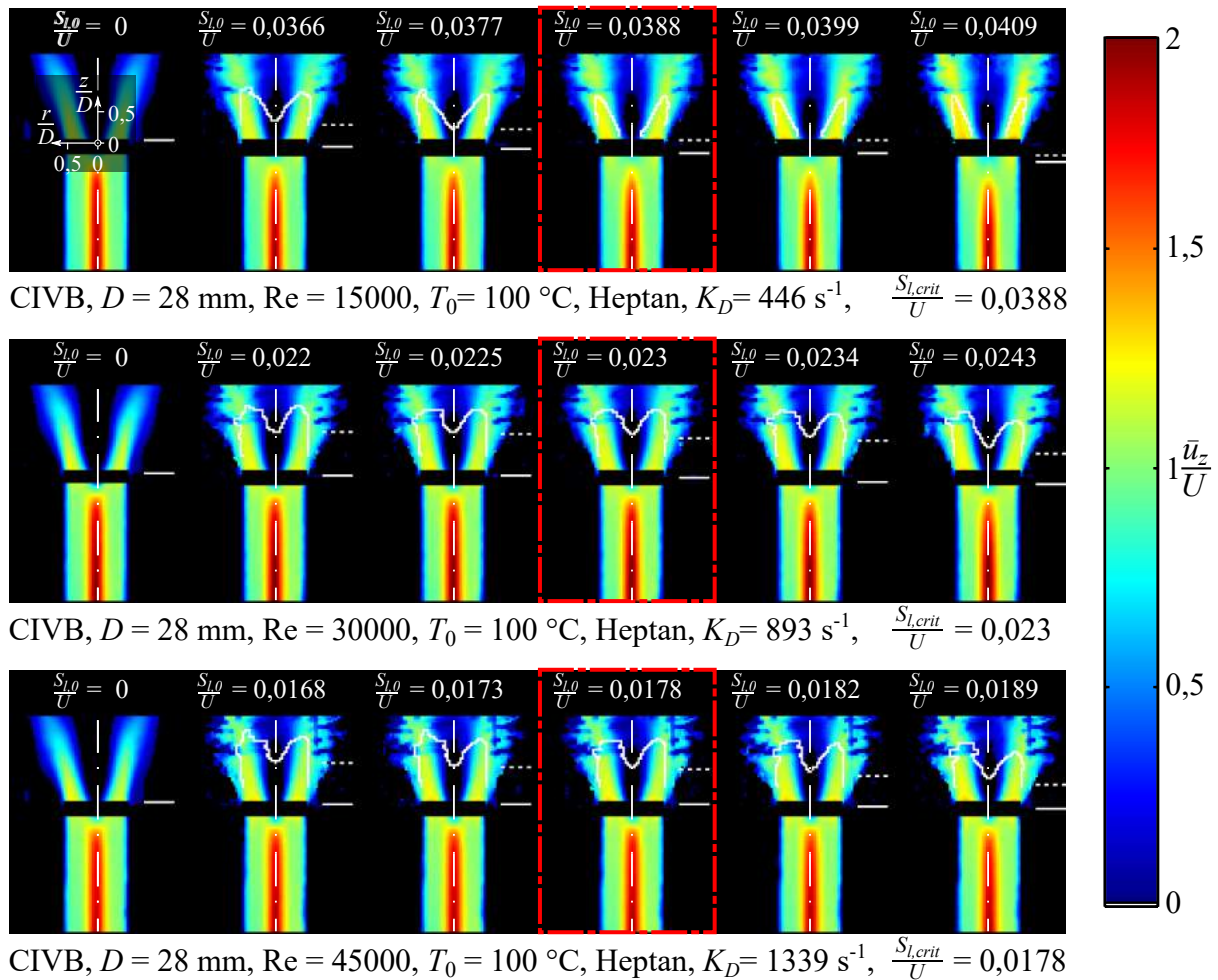


Abbildung 6.9: Entwicklung von Axialgeschwindigkeitsfeld und Flammenfront bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze des CIVB in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl,  $D = 28$  mm,  $\vartheta_0 = 100$  °C und Heptan, in raumfesten Koordinaten

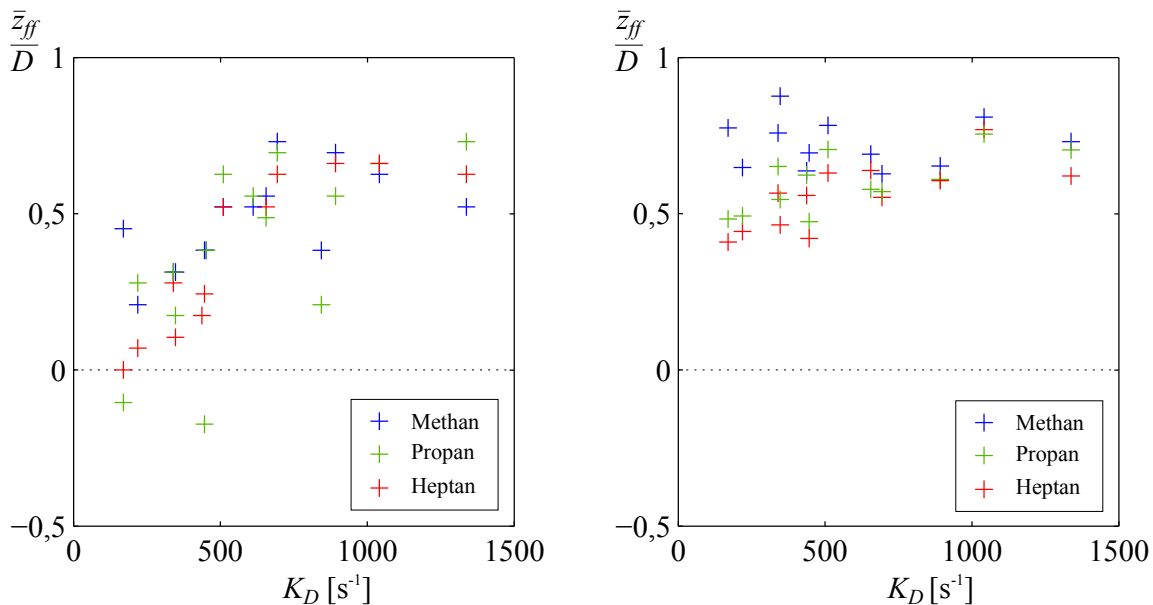
$\vartheta_0 = 100$  °C in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl verglichen werden. Für  $Re = 15000$  findet für beide Brennstoffen bei Anhebung der Brenngeschwindigkeit ausgehend von der stabilen Strömung mit einer vom Austritt der Vormischzone abgehoben brennenden Flamme bis zur Stabilitätsgrenze ein Übergang der Flammenlage zu einer am Austritt der Vormischzone anliegenden Flamme statt. Bei  $Re = 30000$  liegt für Methan an der Stabilitätsgrenze bereits eine leicht abgehobene Flamme vor, wohingegen für Heptan noch eine anliegende Flamme vorliegt. Bei  $Re = 45000$  liegt auch bei Heptan an der Stabilitätsgrenze eine vom Austritt der Vormischzone deutlich abgehobene Flamme vor. Der Einfluss einer Reduktion des Brennerdurchmessers wird anhand Abbildung 6.9 deutlich. Hier ist die globale Streckungsrate  $K_D$  bei  $D = 28$  mm und  $Re = 30000$  vergleichbar mit  $K_D$  bei  $D = 40$  mm und  $Re = 45000$ . Entsprechend stellt sich bei  $D = 28$  mm und dem Brennstoff Heptan bereits bei  $Re = 30000$  an der Stabilitätsgrenze eine vom Austritt der Vormischzone deutlich abgehobene Flamme ein.

Die anhand der diskutierten Betriebspunkte dargestellten Zusammenhänge sind ebenso auf alle weiteren untersuchten Betriebspunkte übertragbar. Es kann zusammengefasst werden, dass sich die mittlere axiale Position der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze mit zunehmender



Streckungsrate  $K_D$  beziehungsweise zunehmender Reynolds-Zahl und abnehmender Baugröße stromab verlagert. Dabei findet ein Übergang von einer an der Spitze der Rezirkulationszone anliegenden Flamme zu einer von der Spitze der Rezirkulationszone abgehobenen Flamme statt. Die Streckungsrate  $K_D$ , bei welcher der Übergang von anliegender zu abgehobener Flamme stattfindet, ist vom Brennstoff abhängig.

Anhand der Beobachtungen wird klar, dass hinsichtlich der reagierenden Strömung an der Stabilitätsgrenze im untersuchten Reynolds-Zahl-Bereich keine allgemeinen Ähnlichkeitsmerkmale vorliegen. Vielmehr scheint neben den brennstoffspezifischen Eigenschaften insbesondere die Streckungsrate der Strömung  $K_D = U/D$  eine wesentliche Einflussgröße bezüglich der Lage und des Verlaufs der Flammenfront darzustellen. Mit zunehmender Streckungsrate nimmt der Einfluss der laminaren Brenngeschwindigkeit sowie der Einfluss der Brennstoffart auf die Mittellage der Flammenfront an der Stabilitätsgrenze ab. Dieser Zusammenhang ist anhand der in Abbildung 6.10 dargestellten Beziehung zwischen der Streckungsrate  $K_D$  und der axialen Position der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB und des Flammenrückschlags durch TBVA zu erkennen. An der Stabilitätsgrenze des CIVB liegt im Bereich von  $K_D < 1000 \text{ s}^{-1}$  ein starker Einfluss der Streckung und der brennstoffspezifischen Eigenschaften vor. Für sehr niedrige Streckungsraten stabilisiert sich die Flammenspitze bei den Brennstoffen Propan und Heptan sehr nahe am Austritt der Vormischzone. Im Vergleich dazu stabilisiert sich die Flamme für den Brennstoff Methan deutlich weiter stromab. Mit zunehmender Streckung verlagert sich die Flammenspitze weiter in Richtung stromab. Für die Brennstoffe Propan und Heptan kommt es dabei zum Wechsel von einer an die Spitze der Rezirkulationszone anliegenden Flamme zu einer abgehobenen Flamme. An der Stabilitätsgrenze des TBVA befindet



(a)  $\bar{z}_{ff,crit}$  für Flammenrückschlag durch CIVB

(b)  $\bar{z}_{ff,crit}$  für Flammenrückschlag durch TBVA

Abbildung 6.10: Streudiagramm der axialen Position  $\bar{z}_{ff,crit}$  der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze über der Streckungsrate  $K_D$

sich die Flammenspitze bereits bei sehr niedrigen Streckungsraten weiter als  $0,3D$  stromab des Austritts der Vormischzone. Mit zunehmender Streckungsrate findet eine Annäherung von  $\bar{z}_{ff,crit}$

für die untersuchten Brennstoffe statt, wobei sich die Flammenspitze für die Brennstoffe Propan und Heptan leicht stromab verlagert. Bei hohen Streckungsraten beträgt der Abstand zwischen dem Austritt der Vormischzone und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze sowohl für TBVA als auch für CIVB mehr als  $0,5D$  und beide Typen des Flammenrückschlags sind nicht mehr anhand ihres sichtbaren Erscheinungsbildes zu unterscheiden. Dennoch unterscheiden sich die Stabilitätsgrenzen beider Typen des Flammenrückschlags auch für hohe Streckungsraten noch deutlich. Daraus ist zu schließen, dass bei hohen Streckungsraten die Mittellage der Flammenfront für den Flammenrückschlag nicht ausschlaggebend ist, sondern das Auftreten beider Typen des Flammenrückschlags von der Interaktion zwischen der jeweiligen Drallströmung und der Verbrennung stromauf der Mittellage abhängt. Der Einfluss der brennstoffspezifischen Eigenschaften ist beim TBVA klarer ausgeprägt als beim CIVB. Wie in Abbildung 6.10(b) zu erkennen ist, liegt die Flammenspitze für den Brennstoff Methan mit der niedrigsten Lewis- beziehungsweise Markstein-Zahl immer am weitesten stromab. Am weitesten stromauf liegt die Flammenspitze für den Brennstoff Heptan, mit der höchsten Lewis- beziehungsweise Markstein-Zahl. Sowohl für den Flammenrückschlag durch CIVB als auch für den Flammenrückschlag durch TBVA vermindert sich der Einfluss der brennstoffspezifischen Eigenschaften auf die axiale Position der Flammenspitze mit zunehmendem  $K_D$ .

Nach der Diskussion des festgestellten Einflusses der Betriebsbedingungen auf die Mittellage der Flammenfront wird nun im Abschnitt 6.3.2 auf die Ursachen dieses Einflusses eingegangen. Hierzu werden die an der Flammenfront vorliegenden Verbrennungsbedingungen quantifiziert und hinsichtlich des Einflusses der brennstoffspezifischen Eigenschaften und von  $K_D$  analysiert.

### 6.3.2 Die Verbrennungsbedingungen an der Stabilitätsgrenze

Zur Beurteilung der Verbrennungsbedingungen an der Stabilitätsgrenze wird im Folgenden die kritische turbulente Karlovitz-Zahl  $Ka_{t,crit}$  und die turbulente Brenngeschwindigkeit  $S_{t,crit}$  an der Flammenfront in die Diskussion mit einbezogen. Hierzu sind in Abbildung 6.11 diese Größen an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB über der Streckungsrate der Strömung aufgetragen. Die Messwerte sind für die untersuchten Brennstoffe farblich unterschieden. Messwerte für die Spitze und die innere Flanke der Flamme werden durch ausgefüllte Kreise beziehungsweise durch Kreuzchen markiert. Bezüglich  $Ka_{t,crit}$  ist ein klarer Einfluss der brennstoffspezifischen Eigenschaften zu erkennen, der mit zunehmender Streckungsrate  $K_D$  abnimmt. Für Streckungsraten  $K_D > 1250s^{-1}$  liegen die Werte für  $Ka_{t,crit}$  für alle Brennstoffe sehr nahe beieinander zwischen 7,5 und 12,5. In Richtung niedrigerer Streckungsraten liegen für die verwendeten Brennstoffe sehr unterschiedliche Verläufe der Karlovitz-Zahl vor. Für Methan steigen die Werte für  $Ka_{t,crit}$  stark an bis zu  $Ka_{t,crit} > 20$ , wobei eine starke Streuung vorliegt. Im Gegensatz dazu sinken die Werte von  $Ka_{t,crit}$  bei den Brennstoffen Propan und Heptan für niedrigere Streckungsraten, insbesondere für  $K_D < 500s^{-1}$ , stark ab. Der brennstoffspezifische Verlauf von  $Ka_{t,crit}$  kann auf die brennstoffspezifische Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber Streckung zurückgeführt werden. Im untersuchten Betriebsbereich liegt die Markstein-Zahl für Propan teilweise deutlich über 5, wohingegen sich die Markstein-Zahl für Methan zwischen Null und Eins bewegt. Theoretisch führt Streckung also für alle untersuchten Brennstoffe zu einer Reduktion der Brenngeschwindigkeit. Für Propan und Heptan zeigt sich dies vor allem bei niedrigen Streckungsraten. Hier ist für das Auftreten von Flammenrückschlag eine vergleichsweise kleine Karlovitz-Zahl erforderlich, was mit relativ hohen Werten für die nominelle Brenngeschwindigkeit  $S_{t,0}$  verbunden ist. Mit zunehmender Streckungsrate nimmt der Streckungseinfluss offenbar

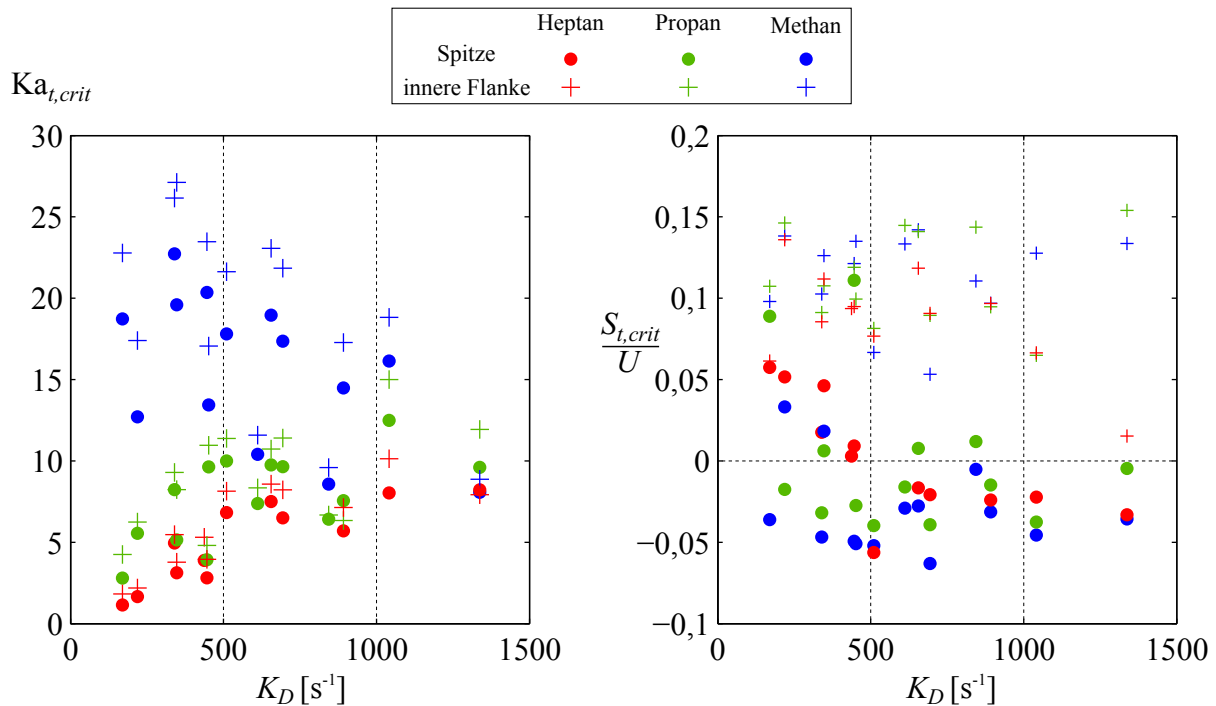


Abbildung 6.11: Gegenüberstellung turbulenter Karlovitz-Zahlen und turbulenter Brenngeschwindigkeiten an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB für alle untersuchten Betriebsbedingungen

ab, wobei sich die kritische Karlovitz-Zahl in Richtung des Wertes 10 entwickelt.

Ein ähnlicher Zusammenhang wurde von Weiß et al. (2008) für turbulente Bomben-Flammen festgestellt, wobei eine mit zunehmender Karlovitz-Zahl fallende Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung festgestellt wurde. Für Brennstoffe mit Markstein-Zahlen größer 0,5 sank die lokale laminare Brenngeschwindigkeit  $S_l$  an der turbulenten Flammenfront bis  $Ka_t = 1$  von  $S_l = S_{l,0}$  auf  $S_l = 0,5S_{l,0}$ . Bei weiterer Erhöhung von  $Ka_t > 1$  sank  $S_l$  nicht weiter ab. Im Kontext des Flammenrückschlags führt offenbar die abnehmende Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung gerade bei Brennstoffen mit großen Markstein-Zahlen zu einer Relativierung des dämpfenden Einflusses der Streckung auf die Brenngeschwindigkeit. Bei Methan hingegen ergibt sich mit steigender Streckungsrate aufgrund der an sich niedrigen Markstein-Zahl keine vergleichbare Minderung der Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber Streckung. Für alle Brennstoffe ist somit für zunehmende Streckungsraten eine Abnahme des Einflusses der Markstein-Zahl auf die Stabilitätsgrenze festzustellen.

Im Vergleich der unterschiedenen Zonen der Flammenfront ist festzuhalten, dass  $Ka_t$  an der inneren Flanke der Flamme erwartungsgemäß größer ist als an der Flammenspitze. Auch liegen an der Spitze und der inneren Flanke der Flammenfront sehr unterschiedliche turbulente Brenngeschwindigkeiten vor. Während  $S_t$  an der inneren Flanke immer positiv ist, werden an der Spitze der Flammenfront beim überwiegenden Anteil der Betriebsbedingungen scheinbare „negative“ Brenngeschwindigkeiten erfasst. Positive Brenngeschwindigkeiten treten vor allem bei  $K_D < 500\text{s}^{-1}$  und nur bei Heptan eindeutig auf, also unter Bedingungen, unter welchen keine abgehobene Flamme vorliegt. In diesem Zusammenhang ist darauf hinzuweisen, dass die gemessenen Brenngeschwindigkeiten wesentlich kleiner sind, als anhand der lokal vorherrschenden Verbrennungsbedingungen zu erwarten wäre. Ein entsprechender Vergleich zwischen



den gemessenen Brenngeschwindigkeiten und Schätzwerten basierend auf einer Korrelation für die turbulente Brenngeschwindigkeit nach Peters (1999) findet sich in Abschnitt A.19. Darüber hinaus ist die Tatsache bemerkenswert, dass bezüglich der turbulenten Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze im Großen und Ganzen keine klare Abhängigkeit von den brennstoffspezifischen Eigenschaften oder der Streckungsrate zu erkennen ist. Dies gilt insbesondere für die Brenngeschwindigkeit an der inneren Flanke der Flammenfront und für  $K_D > 500\text{s}^{-1}$  auch für die Brenngeschwindigkeit an der Flammenspitze. Das legt einerseits den Schluss nahe, dass zwischen der turbulenten Brenngeschwindigkeit und der Stabilitätsgrenze keine enge Korrelation besteht. Die Brenngeschwindigkeit würde demnach bei der Einleitung des Flammenrückschlags eine untergeordnete Rolle spielen. Andererseits geben die dargestellten Messwerte die Bedingungen an der mittleren Flammenfront wieder und sind somit nicht repräsentativ für die Gegebenheiten während des Flammenrückschlags. Denn gemäß der Definition der Stabilitätsgrenze liegen die Gegebenheiten während des Flammenrückschlags an der Stabilitätsgrenze nur zu 10% der Messdauer vor.

Im Folgenden wird der präsentierte Erklärungsansatz für den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die reagierende Strömung an der Stabilitätsgrenze auf das Ereignis des Flammenrückschlags übertragen. Hierzu werden im Abschnitt 6.3.3 die Strömungsbedingungen innerhalb der Rezirkulationsblase analysiert. Dies ist die Basis für Abschnitt 6.3.4, in dem eine Modellvorstellung zur Erklärung des Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag vorgestellt wird.

### 6.3.3 Die Flammenstabilisierung an der Stabilitätsgrenze und während des Flammenrückschlags

Um den beobachteten Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag zu erklären, ist genauer auf die für die Verbrennung ausschlaggebenden Stabilisierungsmechanismen einzugehen. Hierbei wird auf die bereits in Abschnitt 5.2 beschriebenen Eigenschaften der nicht-reagierenden Strömung und auf die in Abschnitt 5.3 beschriebenen Eigenschaften der reagierenden Strömung Bezug genommen:

1. Beim Wirbelaufplatzen bildet sich unmittelbar stromab des Staupunktes eine Rezirkulationsblase mit einem Nachlauf. Die Flanken der Rezirkulationsblase liegen innerhalb eines umlaufenden Spiralwirbels, dessen Präsenz zu relativ großen Werten von  $L_t$  innerhalb und am Rand der Blase führt<sup>9</sup>
2. Die Rezirkulationszone weitet sich stromab der Blase auf<sup>10</sup>, wenn sich das Wirbelaufplatzen innerhalb der Brennkammer ereignet, und die Rezirkulationszone schnürt sich stromab der Blase wieder ein, wenn das Wirbelaufplatzen innerhalb der Vormischzone auftritt<sup>11</sup>.
3. Wenn das Wirbelaufplatzen in der Vormischzone auftritt, treten im Bereich der Rezirkulationsblase größere Werte für  $L_t$  auf, als wenn das Wirbelaufplatzen am Eintritt in

<sup>9</sup>Die Aussage kann in Abschnitt 5.2.1 anhand Abbildung 5.4 und in Abschnitt 5.2.2 anhand Abbildung 5.5 nachvollzogen werden

<sup>10</sup>Im Gegensatz zu einigen anderen Untersuchungen, bei welchen die Rezirkulationsblase als eine nach stromauf und stromab geschlossene Rezirkulationszone angesehen wird, bezieht sich der Begriff der Rezirkulationsblase in dieser Arbeit auf den durch den Spiralwirbel umgebenen Bereich an der Spitze der Rezirkulationszone, auch wenn dieser Bereich der Rezirkulationszone in Richtung stromab nicht abgeschlossen ist.

<sup>11</sup>Dies ist für den mit dem Staupunkt mitbewegten Beobachter im Vergleich der Axialgeschwindigkeitsverteilung für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  in Abbildung 5.4 und für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  in Abbildung 5.5 zu erkennen

die Brennkammer auftritt. Dies ist ein Indiz dafür, dass die Kohärenz und Stärke des Spiralwirbels an der Rezirkulationsblase innerhalb der Vormischzone deutlich stärker ist als innerhalb der Brennkammer<sup>12</sup>.

4. Bedingt durch den aerodynamischen Einfluss der Flamme auf die Drallströmung führt bereits die Präsenz der Flamme in der Brennkammer zu einer Verstärkung des Wirbelaufplatzens. Dies wirkt sich auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens und die Breite der Rezirkulationszone aus und führt, wie in Abschnitt 5.3.4 dargestellt, zu einem Anstieg des turbulenten Längenmaßes im Umfeld der Rezirkulationsblase.

Bedingt durch das große turbulente Längenmaß innerhalb der Rezirkulationsblase liegen dort lokal niedrigere turbulente Streckungsraten und theoretisch auch höhere turbulente Brenngeschwindigkeiten vor als im Nachlauf der Rezirkulationsblase. Beides begünstigt die Stabilisierung der Flammenspitze beim Flammenrückschlag. Beim Eintritt der Rezirkulationsblase in die Vormischzone verbessern sich die Stabilisierungsbedingungen innerhalb der Rezirkulationsblase durch den damit einhergehenden Anstieg des turbulenten Längenmaßes zusätzlich. Jedoch führt die dabei auftretende Einschnürung der Rezirkulationszone stromab der Blase zu einer Verschlechterung der Heißgas-Rezirkulation, was der Stabilisierung der Flamme entgegenwirkt.

Für die weitere Analyse der Flammenstabilisierung beim Flammenrückschlag wird zunächst noch einmal auf dafür wesentliche Eigenschaften der nicht-reagierenden Strömung eingegangen. Hierzu sind in Tabelle 6.1 die Mittelwerte für die Geschwindigkeitsfluktuation, das turbulente Längenmaß und die turbulente Streckungsrate innerhalb der Rezirkulationsblase -  $0,1D$  stromab von  $\bar{z}_{sp,0}$  - und im Nachlauf der Rezirkulationsblase -  $0,3D$  stromab von  $\bar{z}_{sp,0}$  - der nicht-reagierenden Strömung für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  aufgeführt. Befindet sich das Wirbelaufplatzten am

Strömungsgröße	$\bar{z}_{sp,0} = 0$		$\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$	
	Blase	Nachlauf	Blase	Nachlauf
$\frac{u_{rms}}{U}$	0,5	0,4	0,4	0,5
$\frac{L_t}{D}$	0,1	0,08	0,11	0,07
$\frac{K_t}{K_D}$	5	5	3,6	7,1

Tabelle 6.1: Turbulenzgrößen im Zentrum und im Nachlauf der Rezirkulationsblase für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ , mit dem Staupunkt mitbewegtes Bezugssystem

Brennkammereintritt, so ist sowohl die turbulente Geschwindigkeitsfluktuation als auch das turbulente Längenmaß innerhalb der Blase um 25% größer als in deren Nachlauf, wodurch sich identische turbulente Streckungsraten ergeben. Bei Eintritt der Rezirkulationsblase in die Vormischzone verringert sich die turbulente Geschwindigkeitsfluktuation innerhalb der Blase, wohingegen sich die Geschwindigkeitsfluktuation im Nachlauf der Blase erhöht. Das turbulente Längenmaß innerhalb der Blase und der Rezirkulationszone verändert sich dabei genau gegenläufig, wodurch es innerhalb der Blase zu einer Verringerung und im Nachlauf der Blase zu einer Erhöhung der turbulenten Streckungsrate kommt.

Zum Eintreten des Flammenrückschlags muss die Flamme folglich zunächst an die Spitze der

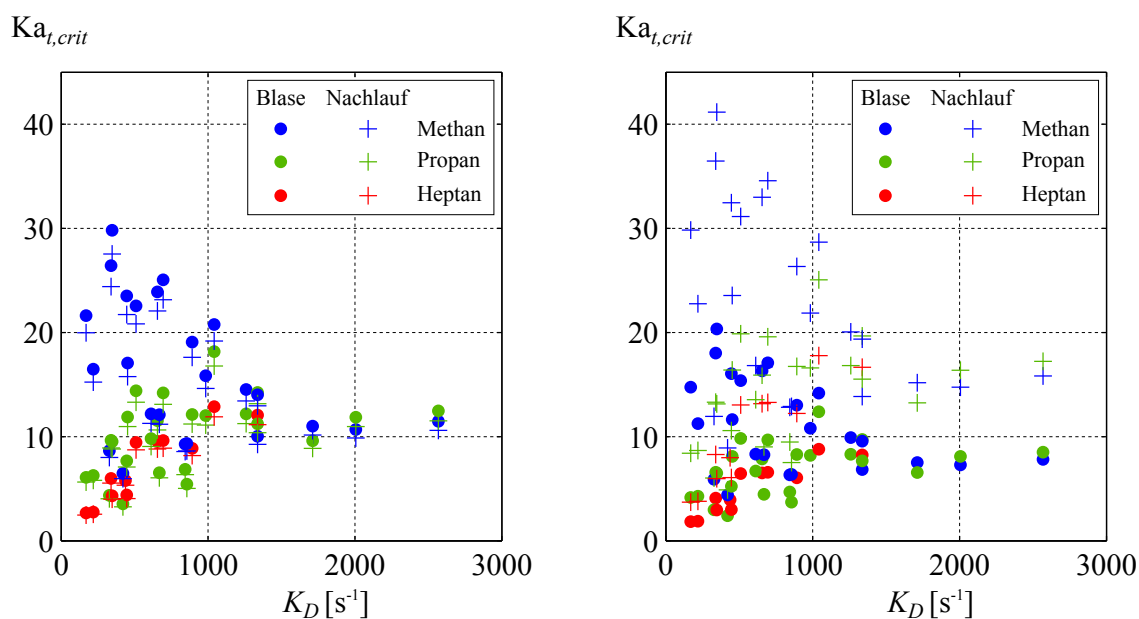
<sup>12</sup>Hierzu sind die Abbildungen 5.4 und 5.5 zu vergleichen.

Rezirkulationszone vordringen können, um mit der Rezirkulationsblase in das Mischrohr einzudringen. Im Folgenden muss die Flamme sich unter den dann in Blase und Nachlauf einsetzenden Veränderungen der Verbrennungsbedingungen innerhalb der Rezirkulationszone stabilisieren können. Einerseits wird die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Vormischzone durch die verbrennungsinduzierte Verstärkung des Wirbelaufplatzens unterstützt. Andererseits erhöht sich durch die Einschnürung der Rezirkulationszone und den Anstieg der turbulenten Streckung im Nachlauf der Blase die Wahrscheinlichkeit, dass die Flamme den Kontakt zur Rezirkulationsblase verliert und aus dem Mischrohr ausgespült wird.

Bezüglich der Flammenstabilisierung an der Stabilitätsgrenze ist festzuhalten, dass sich in der für den Flammenrückschlag entscheidenden Phase des Eintritts der Flammenspitze in die Vormischzone die Stabilisierungsbedingungen für die Flammenspitze wesentlich - und zwar in der Blase und in deren Nachlauf gegenläufig - ändern. Durch diesen Sachverhalt kann zum einen das bei stabilen Betriebsbedingungen zu beobachtende statistische Wechseln zwischen einer abgehobenen und einer am Austritt der Vormischzone stabilisierten Flamme erklärt werden. Zum zweiten liefert der Sachverhalt auch eine Begründung für das statistisch fluktuierende Auftreten des Flammenrückschlags. Die Kenntnis des Verhaltens der turbulenten Streckung innerhalb und im Nachlauf der Rezirkulationsblase ist aber insbesondere für das Verständnis des beobachteten Brennstoffeinfluss auf die Stabilisierung der Flamme an der Stabilitätsgrenze relevant. Hierzu werden die Erkenntnisse dieses und der vorherigen Abschnitte in Abschnitt 6.3.4 aufgegriffen und zu einer Modellvorstellung zum Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag zusammengeführt.

### 6.3.4 Einfluss des Brennstoffs auf die Flammenstabilisierung an der Stabilitätsgrenze

Im Folgenden wird die Brennstoffabhängigkeit der Flammenstabilisierung während des Flammenrückschlags anhand der dabei auftretenden Karlovitz-Zahlen erfasst. Jedoch wurden die während des Flammenrückschlags an der Flammenfront innerhalb der Rezirkulationszone vorliegenden Turbulenzgrößen im Rahmen dieser Arbeit nicht mit ausreichender statistischer Signifikanz erfasst. Daher werden stattdessen die in Tabelle 6.1 angegebenen Werte für die nicht-reagierende Strömung herangezogen und diese um den in Abschnitt 5.3.4 festgestellten Einfluss der Verbrennung auf die räumliche Verteilung des turbulenten Längenmaßes korrigiert. Anhand dieser Werte lässt sich die Karlovitz-Zahl während des Flammenrückschlags im Bereich der Spitze der Flammenfront abschätzen. In Abbildung 6.12 sind die für die verwendeten Brennstoffe zu erwartenden turbulenten Karlovitz-Zahlen über der Streckungsrate der Strömung aufgetragen. Im linken Diagramm sind die Karlovitz-Zahlen für das Wirbelaufplatzen am Austritt der Vormischzone dargestellt. Diese sind ausschlaggebend für die Initiation des Flammenrückschlags. Die Karlovitz-Zahlen während der Propagation innerhalb der Vormischzone sind dem rechten Diagramm zu entnehmen. Zunächst sind im Vergleich zu den in Abbildung 6.11 dargestellten Karlovitz-Zahlen festzustellen, dass an der Stabilitätsgrenze  $Ka_{t,crit}$  in der Rezirkulationsblase am Austritt der Vormischzone tendenziell 20 bis 30% höher ist, als an der Mittellage der Flammenfront. Dies erklärt, warum sich die Flamme an der Stabilitätsgrenze bevorzugt stromab des Wirbelaufplatzens aufhält. Abgesehen davon sind sowohl für das Wirbelaufplatzen am Austritt als auch innerhalb der Vormischzone die bereits für die Mittellage der Flammenfront diskutierten Einflüsse der Streckungsrate und der brennstoffspezifischen Eigenschaften zu erkennen. Der für das Verständnis des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen



(a)  $Ka_{t,crit}$  für das Wirbelaufplatzen am Austritt der Vormischzone

(b)  $Ka_{t,crit}$  für das Wirbelaufplatzen innerhalb der Vormischzone

Abbildung 6.12: Kritische Karlovitz-Zahl  $Ka_{t,crit}$  an der Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von der Streckungsrate  $K_D$  in der Rezirkulationsblase und im Nachlauf der Rezirkulationsblase

entscheidende Zusammenhang zeigt sich im Vergleich der Verbrennungsbedingungen an der Rezirkulationsblase am Austritt und innerhalb der Vormischzone. Beim Eindringen der Rezirkulationsblase in das Mischrohr gehen die in Abbildung 6.12(a) dargestellten Werte von  $Ka_{t,crit}$  innerhalb der Blase und im Nachlauf der Blase auf die in Abbildung 6.12(b) dargestellten Werte über. Dabei sinkt einerseits  $Ka_{t,crit}$  innerhalb der Blase - gekennzeichnet durch die Punkte - um rund 30%. Andererseits erhöht sich dabei gleichzeitig  $Ka_{t,crit}$  im Nachlauf der Blase - gekennzeichnet durch die Kreuze - um 40 bis 50%. In Folge dessen liegen während der Propagation des Wirbelaufplatzens innerhalb der Vormischzone im Nachlauf der Blase um einen Faktor zwei größere Karlovitz-Zahlen vor, als innerhalb der Blase.

Vor diesem Hintergrund scheint das für den Flammenrückschlag ausschlaggebende Kriterium nicht das Verlöschen der Flamme innerhalb der Blase, sondern in deren Nachlauf zu sein. Nur wenn die Verbrennung unter den im Nachlauf der Blase vorliegenden höheren Streckungsraten aufrecht erhalten wird, kann die Flamme<sup>13</sup> in die Vormischzone eindringen. Ein Verlöschen der Flamme im Nachlauf der Blase würde die Heißgas-Rezirkulation und somit die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Blase unterbinden und das Eintreten des Flammenrückschlags verhindern. Gleichwohl kann die Verbrennung im Nachlauf der Blase nicht isoliert betrachtet werden, da diese wiederum durch die Verbrennung innerhalb der Blase maßgeblich stabilisiert wird. Für die Verbrennung innerhalb der Blase und deren Nachlauf besteht folglich eine Rückkopplung, die dazu führt, dass bereits kurzzeitige Störungen der Verbrennung in der Blase oder in deren Nachlauf eine drastische Verschlechterung der Stabilisierungsbedingungen der Flamme innerhalb der Vormischzone zur Folge haben. Die höchsten Karlovitz-Zahlen treten jedoch im Nachlauf

<sup>13</sup>im Fall des CIVB zusammen mit der Rezirkulationsblase

der Rezirkulationsblase auf, was zu dem Schluss führt, dass diese als Kriterium für das Auftreten des Flammenrückschlags heranzuziehen sind.

## Modellvorstellung zum Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag

Im Folgenden sollen die beobachteten brennstoffspezifischen und streckungsbedingten Unterschiede der Mittellage der Flamme an der Stabilitätsgrenze erklärt werden. Dabei wird zum einen angenommen, dass sich der von Weiß et al. (2008) für den Einfluss von turbulenter Streckung auf die Brenngeschwindigkeit festgestellte Zusammenhang auf drallstabilisierte Flammen übertragen lässt. Wie bereits in Abschnitt 2.2 erläutert, tritt im Bereich von  $0,1 < Ka_t < 1$  auf Grund der Intermittenz der turbulenten Streckung eine Sättigung der Sensitivität der lokalen Brenngeschwindigkeiten gegenüber turbulenter Streckung ein. In Folge dessen wird die lokale laminare Brenngeschwindigkeit insensitiv gegenüber einer weiteren Erhöhung von  $Ka_t$ . Zum zweiten wird angenommen, dass dieser Sättigungseffekt im Fall von Drallflammen aufgrund der starken Heißgas-Rezirkulation bei deutlich größeren Karlovitz-Zahlen im Bereich von  $5 < Ka_t < 10$  einsetzt. Darauf aufbauend werden folgende Punkte zur Erklärung der beobachteten brennstoffspezifischen Unterschiede bei der Flammenstabilisierung an der Stabilitätsgrenze aufgeführt:

1. Für die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Rezirkulationsblase ist die Beharrung der Flamme gegenüber der an der Spitze der Rezirkulationszone und im Umfeld des Spiralwirbels auftretenden Konvektion und damit die Brenngeschwindigkeit  $S_l$  entscheidend. Hieraus ergibt sich als Kriterium der Flammenstabilisierung in der Blase  $S_l \sim U$ . Hingegen ist für die Stabilisierung der Flamme im Nachlauf der Blase der Widerstand gegen turbulentes Verlöschen und damit das Gleichgewicht zwischen dem chemischen Zeitmaß  $\tau_c \sim S_l^{-2}$  und dem charakteristischen Zeitmaß der Strömung  $D/U$  maßgeblich. Das entsprechende Kriterium zur Flammenstabilisierung im Nachlauf der Blase lautet demnach  $S_l \sim \sqrt{U}$ . Die Stabilisierungsmechanismen innerhalb der Blase und dem Nachlauf skalieren folglich unterschiedlich mit dem Geschwindigkeitsniveau beziehungsweise dem Streckungsniveau der Strömung. Aufgrund der engen Kopplung der Stabilisierung in der Blase und ihrem Nachlauf ist für die kritische laminare Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze prinzipiell eine Proportionalität  $S_{l,0,crit} \sim U^m$  zu erwarten mit  $0,5 < m < 1$ . Wie in Kapitel 7 gezeigt wird, beträgt der Exponent  $m = 0,535$ , was daraufhin deutet, dass der Flammenrückschlag im Wesentlichen zeitmaßgesteuert ist und somit vom Verlöschen im Nachlauf der Rezirkulationsblase abhängt.
2. Bei sehr niedrigen Streckungsraten  $K_D < 500s^{-1}$  liegt eine von der Markstein-Zahl abhängige Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung vor. Aufgrund der höheren turbulenten Streckung im Nachlauf der Blase fällt die Reduktion der effektiven Brenngeschwindigkeit dort stärker aus als innerhalb der Blase oder innerhalb der Brennkammer. Zum Erreichen der Stabilitätsgrenze ist eine entsprechende Kompensation durch eine erhöhte nominelle Brenngeschwindigkeit erforderlich. Dies führt insbesondere bei den Brennstoffen mit großer Markstein-Zahl zu einer Überhöhung der effektiven Brenngeschwindigkeit in den Bereichen der Rezirkulationszone mit niedrigerer turbulenter Streckung. Daher liegt unter diesen Bedingungen an der Stabilitätsgrenze in der Regel eine an der Spitze der Rezirkulationszone anliegende Flamme vor.

3. Die Überhöhung der Brenngeschwindigkeit ist für  $K_D < 500\text{s}^{-1}$  vor allem bei den Brennstoffen Propan und Heptan erforderlich. Dies führt zu den in diesem Bereich beobachteten niedrigen Karlovitz-Zahlen. Für höhere Streckungsraten steigt das zum Erreichen der Stabilitätsgrenze erforderliche Äquivalenzverhältnis. Wie Abbildung 2.3 zu entnehmen ist, nimmt die Markstein-Zahl dieser Brennstoffe mit steigendem  $\Phi$  ab. Gleichzeitig sinkt mit zunehmendem  $K_D$  die Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung. Durch beide Effekte nimmt der Streckungseinfluss auf die lokale Brenngeschwindigkeit und damit auch die für den Flammenrückschlag erforderliche Überhöhung der effektiven Brenngeschwindigkeit ab. Dies führt zu einem dazu, dass an der Flammenfront höhere Karlovitz-Zahlen auftreten und zum anderen dazu, dass sich die Flammen dieser Brennstoffe an der Stabilitätsgrenze für höhere globale Streckungsraten im Mittel weiter stromab stabilisieren.
4. Bei Methan liegt prinzipiell eine deutlich geringere Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung vor. Im Gegensatz zu den Brennstoffen Propan und Heptan nimmt jedoch die Markstein-Zahl von Methan und damit die Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber Streckung mit dem Äquivalenzverhältnis zu. Außerdem ist in Anlehnung an die Untersuchung von Weiß et al. (2008) bei Methan aufgrund der niedrigen Markstein-Zahl zu erwarten, dass die Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung noch bei deutlich höheren Karlovitz-Zahlen vorliegt als bei Brennstoffen mit  $Ma \gg 1$ . Folglich treten für Methan im Bereich  $K_D < 500\text{s}^{-1}$  die größten Karlovitz-Zahlen auf, wohingegen im Bereich von  $K_D < 1500\text{s}^{-1}$  mit zunehmender Streckung abnehmende Karlovitz-Zahlen zu beobachten sind.

Besonders hervorzuheben ist die Angleichung der Werte von  $Ka_t$  für die verwendeten Brennstoffe im Bereich  $K_D > 1250\text{s}^{-1}$ . In diesem Bereich ist auch eine mit der Streckungsrate zunehmende Ähnlichkeit der reagierenden Strömung festzustellen. Die Tatsache, dass bei hohen Streckungsraten an der Stabilitätsgrenze im zeitlichen Mittel eine abgehobene Flamme vorliegt, ist besonders bemerkenswert und belegt die Bedeutung des Kriteriums  $S_{l,crit} \sim \sqrt{U}$  für das Auftreten des Flammenrückschlags. Dieses Kriterium für die Stabilisierung der Flamme im Nachlauf der Blase ist offenbar bereits bei niedrigerer Brenngeschwindigkeit erfüllt, als das Kriterium für die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Blase. Hinzu kommt, dass sich die turbulenten Streckungsraten innerhalb der Blase bei deren Eintritt in die Vormischzone reduzieren. Dadurch wird der Flammenrückschlag möglich, auch wenn die Flamme sich noch nicht innerhalb der Blase stabilisieren kann, wenn sich diese noch unmittelbar stromab der Vormischzone befindet. Es stellt sich jedoch die Frage, wie die Flamme beim Flammenrückschlag überhaupt innerhalb der Rezirkulationszone in der Vormischzone stabilisiert wird. Hierzu wird folgende **Modellvorstellung** vorgestellt:

Der Flammenrückschlag tritt auf, sobald das chemische Zeitmaß ausreichend klein ist, um die hohe turbulente Streckung im Nachlauf der Rezirkulationsblase zu überwinden. Weiterhin ist wegen der extrem hohen Karlovitz-Zahlen im Nachlauf der Blase anzunehmen, dass sowohl die Heißgas-Rezirkulation als auch die Präsenz der Flammenspitze in der Rezirkulationsblase eine entscheidende Rolle für die Stabilisierung der Flamme während des Flammenrückschlags spielen. Zum einen findet durch die Präsenz der Flamme in der Vormischzone wie in Abschnitt 5.3.3 dargestellt eine radiale Aufweitung der Rezirkulationszone statt. Diese verbessert die Heißgas-Rezirkulation und somit Stabilisierung der Flamme innerhalb der Vormischzone. Zum anderen

verbessern sich die Stabilisierungsbedingungen innerhalb der Blase, sobald sich die Blase in der Vormischzone befindet. Wie beispielhaft in Kapitel 7 dargestellt wird, sind bei kleiner Baugröße und hohen Streckungsraten zum Erreichen der Stabilitätsgrenze für den Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbel-Achse mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  signifikant höhere nominelle Brenngeschwindigkeiten notwendig als im Fall des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ . In diesen Fällen ermöglicht die Rezirkulationsblase also die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Vormischzone bereits bei niedrigerer nomineller Brenngeschwindigkeit, als für die Propagation der Flamme beim Flammenrückschlag durch TBVA in die bereits aufgeplatzte Strömung notwendig ist. Dies legt den Schluss nahe, dass die Rezirkulationsblase beim Flammenrückschlag einen für die Flammenstabilisierung notwendigen Ankerpunkt darstellt.

Vor diesem Hintergrund wird deutlich, warum der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in der Regel unter enger räumlicher Koinzidenz von Flammenspitze und Rezirkulationsblase zu beobachten ist und die Vermutung naheliegt, dass ein entsprechender, kausaler Zusammenhang existiert. Jedoch ist aus verbrennungstechnischer Sicht die beim Flammenrückschlag zu beobachtende enge Kopplung von Rezirkulationsblase und Flammenspitze allein dadurch begründet, dass die Flamme die Rezirkulationsblase als Ankerpunkt benötigt, um überhaupt innerhalb der Vormischzone existieren zu können. Dass eine Kausalität auch in die Gegenrichtung besteht, also dass die räumliche Nähe der Flammenspitze zur Rezirkulationsblase für die Aerodynamik des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens relevant ist, konnte im Rahmen dieser Arbeit weder nachgewiesen noch ausgeschlossen werden. Jedoch konnte insbesondere anhand der in Abschnitt 5.3.3 vorgestellten Ergebnisse belegt werden, dass bereits die Präsenz der Flamme im Austritt der Vormischzone eine Stromaufverlagerung der Rezirkulationsblase ohne räumliche Koinzidenz von Flammenspitze und Reziurkulationsblase über eine axiale Distanz um mehr als  $1D$  hinweg induzieren kann.

## 7 Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags

In den vorangehenden Kapiteln 4 bis 6 wurden die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zum Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen und zum Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse präsentiert. Dabei lag der Fokus auf der Phänomenologie des Flammenrückschlags und den Wirkungsmechanismen die den Flammenrückschlag bestimmen sowie den Ursachen des festgestellten Einflusses der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag. Abschließend werden in diesem Kapitel die experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags quantitativ analysiert. Hierzu werden zunächst in Abschnitt 7.1 die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags für den untersuchten Betriebsparameterbereich diskutiert. Danach werden in Abschnitt 7.2 zwei Korrelationen vorgestellt, die zur Erfassung und Prognose der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch CIVB und des Flammenrückschlags durch TBVA im Zuge dieser Arbeit entwickelt wurden. In Abschnitt 7.3 werden schließlich der Geltungsbereich und die Besonderheiten der entwickelten Korrelationen im Vergleich zu den bereits vorhandenen Korrelationen für den Flammenrückschlag durch CIVB erläutert.

### 7.1 Einfluss der untersuchten Betriebsparameter auf die Stabilitätsgrenze

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die untersuchte Brennergeometrie und den in Tabelle 3.2 angegebenen Betriebsparameterbereich die Stabilitätsgrenze für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen und für den Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse bestimmt. Letzterer dient primär als Referenzfall zur Beurteilung des CIVB. Gemäß der in Abschnitt 5.3.2 gegebenen Definition des Stabilitäts-Kriteriums wird die reagierende Strömung als instabil angesehen, wenn die über den experimentellen Beobachtungszeitraum festgestellte Häufigkeit des Flammenrückschlags größer ist als 10%. Unter der Stabilitätsgrenze wurde in bisherigen Arbeiten vor allem das kritische Äquivalenzverhältnis beziehungsweise die entsprechende laminare Brenngeschwindigkeit  $S_{l,crit}$  oder das entsprechende chemische Zeitmaß  $\tau_{e,crit}$  verstanden, obwohl an der Stabilitätsgrenze selbstverständlich jeder Betriebsparameter<sup>1</sup> als kritischer Parameter bezeichnet werden kann. Die Sonderstellung von  $\Phi$  und daraus abgeleiteter Größen erscheint jedoch sowohl im Hinblick auf den technischen Betrieb von Gasturbinen als auch im Hinblick auf die experimentelle Versuchsführung sinnvoll und wird in dieser Arbeit beibehalten. Wie in den zahlreichen Vorarbeiten und in Abschnitt 2.6.4 erläutert, ist für die Analyse des Flammenrückschlags zudem sinnvoll, auf Verhältnisse aus charakteristische Skalen der chemischen Reaktion und der Strömung zurückzugreifen. In dieser Arbeit wurde hierzu das Verhältnis aus Brenngeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit herangezogen und auch in der folgenden Diskussion bezeichnet daher die Stabilitätsgrenze den Quotienten  $S_{l,0,crit}/U$  aus kritischer laminarer Brenngeschwindigkeit und mittlerer Strömungsgeschwindigkeit. Zwischen den Betriebsbedingungen und dem Skalenverhältnis  $S_{l,0,crit}/U$  als Stabilitätsgrenze bestehen qualitativ andere Zusammenhänge als zwischen den Betriebsbedingungen und den Größen  $\Phi_{crit}$  und  $S_{l,0,crit}$ , auf die in dieser Arbeit nicht näher eingegangen wird. Allerdings sind in Abschnitt A.21 für die untersuchten Betriebspunkte neben den Werten von  $S_{l,0,crit}/U$  auch die zugehörigen absoluten Größen von  $\Phi_{crit}$ ,  $S_{l,0,crit}$  und  $U$  angegeben.

<sup>1</sup> Statt durch Anhebung des Äquivalenzverhältnisses, könnte der Flammenrückschlag beispielsweise auch durch Absenkung der Reynolds-Zahl eingeleitet werden und  $Re_{crit}$  bei festem  $\Phi$  die Stabilitätsgrenze darstellen.



Bedingt durch den experimentellen Versuchsaufbau liegt bezüglich der Größe  $S_{l,0,crit}/U$  die mögliche, systematische Bestimmungsunsicherheit abhängig vom Äquivalenzverhältnis zwischen 3% für sehr große Werte von  $\Phi$  und 30% für sehr kleine Werte<sup>2</sup> von  $\Phi < 0,55$ . Im Mittel ist von einer systematischen Unsicherheit von 15% auszugehen.

Bei der experimentellen Untersuchung des Flammenrückschlags zeigte sich, dass die Stabilitätsgrenze, abgesehen von dem bereits in  $S_{l,0,crit}/U$  berücksichtigten Geschwindigkeitsniveau  $U$ , vor allem von der Reynolds-Zahl, dem Durchmesser  $D$  der Vormischzone und den brennstoffspezifischen Eigenschaften abhängt. Der Einfluss der Frischgemischtemperatur auf die Gasviskosität ist bereits durch die Reynolds-Zahl erfasst. Der Einfluss von  $T_0$  ist nicht vernachlässigbar aber deutlich geringer als der Einfluss von  $Re$  oder  $D$  und wird an dieser Stelle nicht weiter diskutiert. Eine Übersicht der Stabilitätsgrenzen für alle untersuchten Frischgemischtemperaturen mit entsprechender Erläuterung ist in Abschnitt A.21 gegeben.

Zur Visualisierung des Einfluss von  $Re$ ,  $D$  und des Brennstoffs auf die Stabilitätsgrenze dienen die in Abbildung 7.1 dargestellten Diagramme. In jedem Diagramm ist  $S_{l,0,crit}/U$  für die Brennstoffe Methan, Propan und Heptan über der Reynolds-Zahl<sup>3</sup> aufgetragen. In den oberen beiden Diagramme sind jeweils die Stabilitätsgrenzen für  $D = 40$  mm und  $D = 28$  mm gegenübergestellt - links für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen beziehungsweise  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und rechts für den Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse beziehungsweise  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$ . Der direkte Vergleich zwischen dem Flammenrückschlag durch CIVB beziehungsweise  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und den Flammenrückschlag durch TBVA beziehungsweise  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  kann anhand der unteren beiden Diagramme gezogen werden - links für  $D = 40$  mm und rechts für  $D = 28$  mm.

Als erstes ist allgemein und in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Arbeiten für beide Typen des Flammenrückschlags festzustellen, dass die Stabilitätsgrenze beziehungsweise  $S_{l,0,crit}/U$  für fast alle dargestellten Fälle mit zunehmender Reynolds-Zahl und abnehmender Lewis-Zahl sinkt. Der mit dem Anstieg der Reynolds-Zahl einhergehende Abfall der Stabilitätsgrenze ergibt sich in erster Linie aufgrund der Tatsache, dass das Auftreten des Flammenrückschlags wesentlich durch turbulentes Verlöschen der Flamme und somit durch das Verhältnis charakteristischer Zeitskalen der Strömung und der chemischen Reaktion bestimmt wird. Wäre aber nur das Zeitskalenverhältnis maßgeblich, so wäre eine Proportionalität zwischen  $S_{l,0,crit}/U$  und  $Re^{-0.5}$  zu erwarten. Eine solche Proportionalität besteht nicht. Zum Vergleich sind in alle Diagramme entsprechende Kurvenverläufe für  $3Re^{-0.5}$  und  $5Re^{-0.5}$  eingetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Stabilitätsgrenzen nicht nur durch Zeitskalenverhältnisse beschrieben werden können, sondern dass die brennstoffspezifischen Eigenschaften eine wichtige Rolle spielen. Der zu beobachtende Lewis-Zahl-Einfluss ergibt sich aufgrund der von der Lewis-Zahl abhängigen Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber Streckung der Flammenfront. Je größer die Lewis-Zahl, desto größer ist die durch turbulente Streckung bedingte Reduktion der Brenngeschwindigkeit und umso höher ist somit die zum Erreichen der für den Flammenrückschlag notwendigen Verbrennungsintensität erforderliche Überhöhung der nominellen Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  beziehungsweise  $S_{l,0,crit}/U$ . Darüber hinaus ist mit zunehmender Reynolds-Zahl eine

<sup>2</sup>Der große relative Fehler bei sehr niedrigen Äquivalenzverhältnissen entsteht dadurch, dass dort die Brenngeschwindigkeit gegen 0 geht und zudem sehr stark von  $\Phi$  abhängt. Daher führen bereits kleine Ungenauigkeiten in der Bestimmung von  $\Phi$  zu großen relativen Fehlern in  $S_{l,0}$

<sup>3</sup>Die Auftragung erfolgt über der Reynolds-Zahl zum einen, weil  $Re$  der stärkste Einflussparameter für die Stabilitätsgrenze ist, zum zweiten, weil  $Re$  eine wichtige Kennzahl zur Beurteilung der Strömungsturbulenz und der Verbrennungsbedingungen ist und zum Dritten, weil  $Re$  sehr gut den betriebstechnisch relevanten Durchsatz wiedergibt.

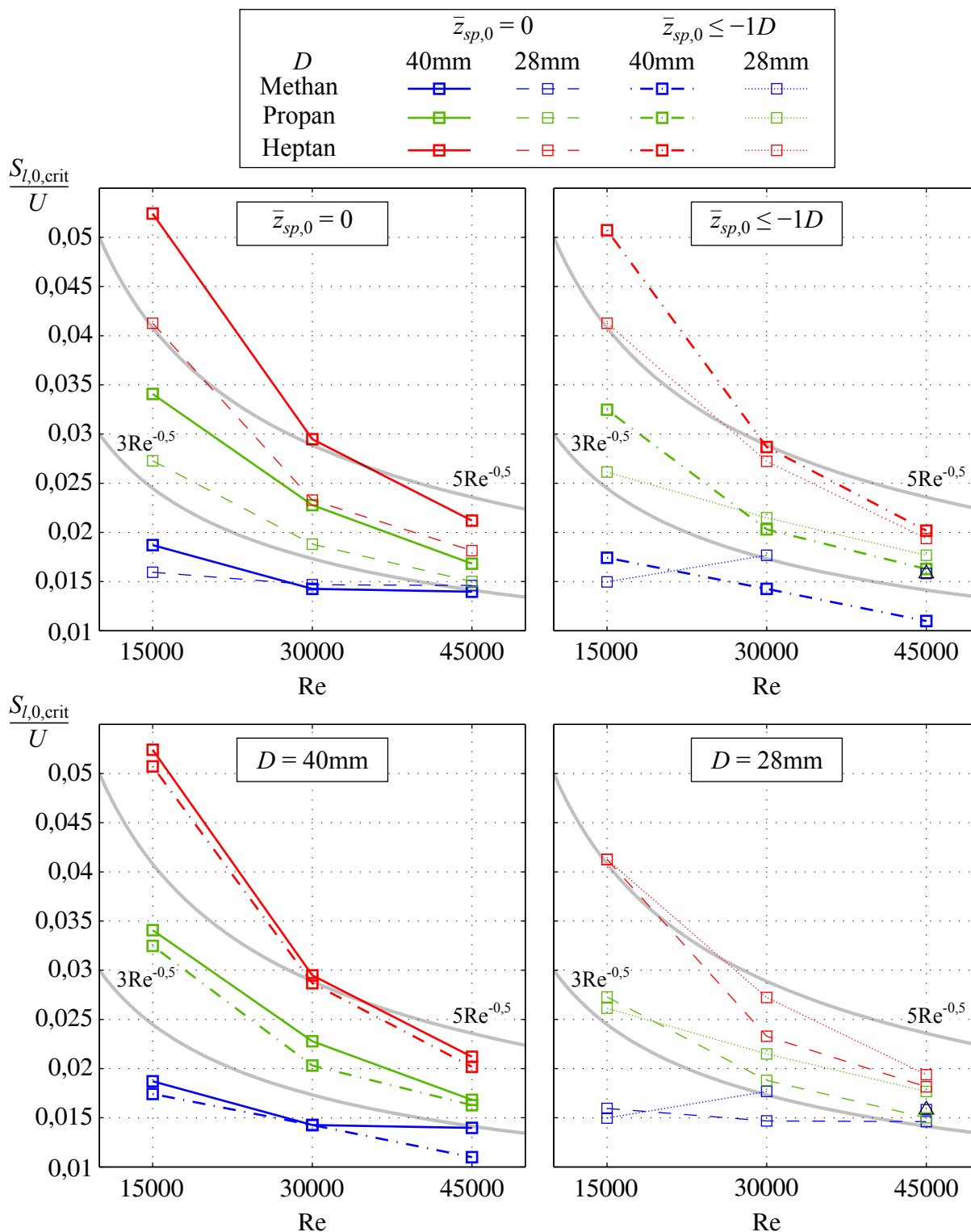


Abbildung 7.1: Einfluss der Reynolds-Zahl und der Baugröße auf die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse für  $\bar{z}_{sp,0} < -1$  bei  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$

Konvergenz der Stabilitätsgrenzen der untersuchten Brennstoffe zu erkennen. Diese Beobachtung deckt sich mit der in Abschnitt 6.3.3 für zunehmende Streckungsraten festgestellten Annäherung der kritischen Karlovitz-Zahlen der untersuchten Brennstoffe. Eine plausible Ursache für die Annäherung der effektiven Verbrennungseigenschaften unterschiedlicher Brennstoffe mit zunehmender Turbulenzintensität ist die von Weiß et al. (2008) für eine zunehmende turbulente Karlovitz-Zahl beobachtete Abnahme der Sensitivität der lokalen Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung. Da demzufolge die Abnahme der Sensitivität der lokalen Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung umso ausgeprägter ist, je größer die Lewis-Zahl bzw. die Markstein-Zahl ist, sinkt die Stabilitätsgrenze insbesondere für Heptan aber auch für Propan mit zunehmender Reynolds-Zahl überproportional zum Abfall des Strömungszeitmaßes  $U/D$ .

Im Vergleich der untersuchten Baugrößen in den oberen beiden Diagrammen zeigt sich für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ , dass bei gleicher Reynolds-Zahl die Verringerung der Baugröße im Allgemeinen zu einer Verringerung der Stabilitätsgrenze führt. Für Methan gilt dies nur für  $Re = 15\,000$ . Bei höheren Reynolds-Zahlen ist bei Methan für die kleinere Baugröße eine leicht höhere Stabilitätsgrenze festzustellen. Für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  führt eine Reduktion der Baugröße nur bei Heptan und für die anderen Brennstoffe nur für  $Re = 15\,000$  zu einer Reduktion der Stabilitätsgrenze. Für Propan und Methan und  $Re \geq 30\,000$  ist die Stabilitätsgrenze für  $D = 40$  mm niedriger als für  $D = 28$  mm. Für Methan ist sogar ein Anstieg der Stabilitätsgrenze mit der Reynolds-Zahl zu verzeichnen, wobei für  $Re \geq 45\,000$  die Stabilitätsgrenze auch mit der maximal möglichen Brenngeschwindigkeit nicht erreicht wird. Offensichtlich ist der Einfluss der Baugröße auf die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  in unterschiedlicher Weise von der Reynolds-Zahl und dem Brennstoff abhängig.

Im Vergleich des Flammenrückschlags für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  in den unteren Diagrammen ist zu erkennen, dass der Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse für  $D = 40$  mm eine leicht niedrigere Stabilitätsgrenze aufweist, als der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. Für die kleinere Baugröße hingegen ist dies nur für  $Re = 15\,000$  der Fall. Für höhere Reynolds-Zahlen liegt die Stabilitätsgrenze für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  über der Stabilitätsgrenze für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ . Dieser Wechsel ist ein Indiz für eine Änderung der den Flammenrückschlag bestimmenden Kriterien, die mit der Zunahme der globalen Streckungsrate  $K_D$  der Strömung stattfindet. Bei  $D = 40$  mm und  $Re = 45\,000$  beträgt  $K_D = 510\text{ s}^{-1}$ . Bei  $D = 28$  mm und  $Re = 15\,000$  beziehungsweise  $Re = 30\,000$  beträgt  $K_D = 350\text{ s}^{-1}$  beziehungsweise  $K_D = 700\text{ s}^{-1}$ . Die Streckungsrate, ab der die Stabilitätsgrenze für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  die Stabilitätsgrenze für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  übersteigt, liegt somit im Bereich  $510\text{ s}^{-1} < K_D < 700\text{ s}^{-1}$ .

Dass für niedrigere Streckungsraten für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  eine niedrigere Stabilitätsgrenze vorliegt als für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$ , ist in Übereinstimmung mit der in Abschnitt 5.1 erläuterten Beobachtung, dass die Stabilitätsgrenze mit Verringerung von  $\bar{z}_{sp,0}$  sinkt. Dies ist vor allem unter der Prämisse verständlich, dass die Werte von  $S_{l,0,crit}/U$ , bei welchen Flammenpropagation in die Vormischzone stattfindet, umso niedriger sind, je weiter stromauf das Wirbelaufplatzen bereits in der nicht-reagierenden Strömung in der Vormischzone liegt. Denn mit sinkendem  $\bar{z}_{sp,0}$  sinkt auch der erforderliche aerodynamische Einfluss der Verbrennung, um das Wirbelaufplatzen ausreichend weit stromauf zu verlagern. Offensichtlich ist im Bereich  $K_D < 510\text{ s}^{-1}$  das Nicht-Verlöschen der Flamme innerhalb der Rezirkulationszone in der Vormischzone allein nicht ausreichend, um den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen herbeizuführen. Zur Entfaltung eines zur Stromaufverlagerung des Wirbelaufplatzens ausreichenden aerodynamischen Einflusses der Flamme ist eine weitere Steigerung der Brenngeschwindigkeit notwendig. Für zunehmende Streckungsraten hingegen gewinnt das turbulente Verlöschen der Flamme gegen-

über dem erforderlichen aerodynamischen Einfluss der Flamme auf das Wirbelaufplatzen von Bedeutung. Allerdings wäre zu erwarten, dass sich dann die Stabilitätsgrenze für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  der Stabilitätsgrenze von  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  annähert, diese jedoch im Gegensatz zur experimentellen Beobachtung nicht unterschreitet. Dass die Stabilitätsgrenze für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  für hohe Streckungsraten dennoch niedriger ist, als für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  kann durch die in Abschnitt 6.3.3 erläuterte Verbesserung der Stabilisierung der Flamme durch die Rezirkulationsblase erklärt werden. Während die Stabilisierung der Flammenspitze für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  während der Propagation mit dem Wirbelaufplatzen innerhalb der Vormischzone durch die Rezirkulationsblase unterstützt werden kann, muss die Flamme für  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  in deutlichem axialen Abstand zur Rezirkulationsblase innerhalb der bestehenden Rezirkulationszone propagieren und den dort vorliegenden hohen turbulenten Streckungsraten widerstehen.

Abschließend kann festgehalten werden, dass für die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen und durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse komplexe Abhängigkeiten von den Betriebsbedingungen bestehen, die zum Teil und insbesondere im Vergleich der beiden untersuchten Typen des Flammenrückschlags Erkenntnisse über die den Flammenrückschlag bestimmenden Kriterien und Prozesse geben. Für die beobachteten Einflüsse der Betriebsbedingungen auf den Flammenrückschlag können jeweils plausible Erklärungen gegeben werden. Darüber hinaus wurde die globale Streckungsrate  $K_D$  beziehungsweise die globale Streckungsintensität  $\bar{K}_{a,D}$  als wichtige Größe zur Beschreibung des Einflusses der brennstoffspezifischen Eigenschaften identifiziert. Dennoch ist es im Rahmen dieser Arbeit über die soweit beschriebenen Gesetzmäßigkeiten hinaus nicht gelungen, auf analytischem Weg eine ausreichend genaue Korrelation für die Stabilitätsgrenze zu ermitteln, die auf wenigen charakteristischen Kenngrößen basiert. Daher wurden für die beiden untersuchten Typen des Flammenrückschlags Korrelationen mittels einer linearen Regressionsanalyse bestimmt, die in Abschnitt 7.2 erläutert werden.

## 7.2 Korrelation für die Stabilitätsgrenze

Im Rahmen dieser Arbeit wurde jeweils eine Korrelation zur Beschreibung der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch CIVB und des Flammenrückschlags durch TBVA entwickelt. Dabei hat sich gezeigt, dass die Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von fast allen Betriebsparametern relativ gut mit Hilfe einer linearen Regression der in Abschnitt 7.1 präsentierten experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen erfasst werden kann. Die Ausnahme bildet der stark nichtlineare Einfluss der Markstein- beziehungsweise der Lewis-Zahl. Die brennstoffspezifische Sensitivität der Flammenfront gegenüber Streckung wurde daher separat über eine effektive Lewis-Zahl  $Le_{eff}$  erfasst, die wiederum als Eingangsgröße der linearen Regression diene.

Die gewählte Modellierung des Lewis-Zahl-Einflusses basiert auf der Annahme, dass die effektive lokale Brenngeschwindigkeit der Flammenfront als Quotient aus nomineller Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  und einer effektiven Lewis-Zahl  $Le_{eff}$  dargestellt werden kann, und dass folglich das effektive chemische Zeitmaß dem Produkt aus nominellem chemischen Zeitmaß und  $Le_{eff}^2$  entspricht<sup>4</sup>.

$$S_l = \frac{S_{l,0}}{Le_{eff}} \quad \rightarrow \quad \tau_c = \frac{\delta_l}{S_l} = \tau_{c,0} Le_{eff}^2 \quad (7.1)$$

<sup>4</sup>Ein ähnlicher Ansatz zur Berücksichtigung des Lewis-Zahl-Einflusses in einer Korrelation für die Stabilitätsgrenze wurde bereits von Kröner (2003) entwickelt. Hierbei wurde jedoch eine aus der Energiebilanz der Flammenfront abgeleitete Beziehung  $\tau_{c,eff} = \tau_c Le$  beziehungsweise  $S_{l,eff} = S_l \sqrt{Le}$  verwendet.

Für die effektive Lewis-Zahl wurde die folgende Formel gewählt, wobei eine modifizierte Streckungsrate  $K_D^*$  verwendet wird.

$$Le_{eff} = \sqrt{\frac{(Le^2 - 1)}{1 + Le^{1,75} \frac{K_D^*}{K_{D,ref}^*}} + 1} \quad \text{mit} \quad K_D^* = \frac{K_D \nu}{\nu_{(T_0=50^\circ\text{C})}} \quad \text{und} \quad K_{D,ref}^* = 1500 \text{ s}^{-1} \quad (7.2)$$

Für  $K_D^* \rightarrow 0$  ergibt sich  $Le_{eff} \rightarrow Le$ . Für  $K_D^* \rightarrow \infty$  wird  $Le_{eff} \rightarrow 1$ . Bei der Analyse des Einflusses der Streckungsrate auf die kritische laminare Brenngeschwindigkeit zeigte sich eine Temperaturabhängigkeit der brennstoffspezifischen Sensitivität gegenüber Streckung. Diese wird durch  $K_D^*$  über die Temperaturabhängigkeit der kinematischen Viskosität berücksichtigt.

Gleichung (7.2) wurde anhand des Vergleichs der charakteristischen chemischen und strömungstechnischen Zeitmaße für alle untersuchten Betriebsbedingungen entwickelt. Dies erfolgte mit der Maßgabe, die brennstoffspezifische Sensitivität der laminaren Brenngeschwindigkeit gegenüber der hydrodynamischen Streckung zu erfassen. Inwieweit dies gelungen ist, wird anhand der in Abbildung 7.2 dargestellten Diagramme deutlich. Als charakteristisches Zeitmaß der Strömung

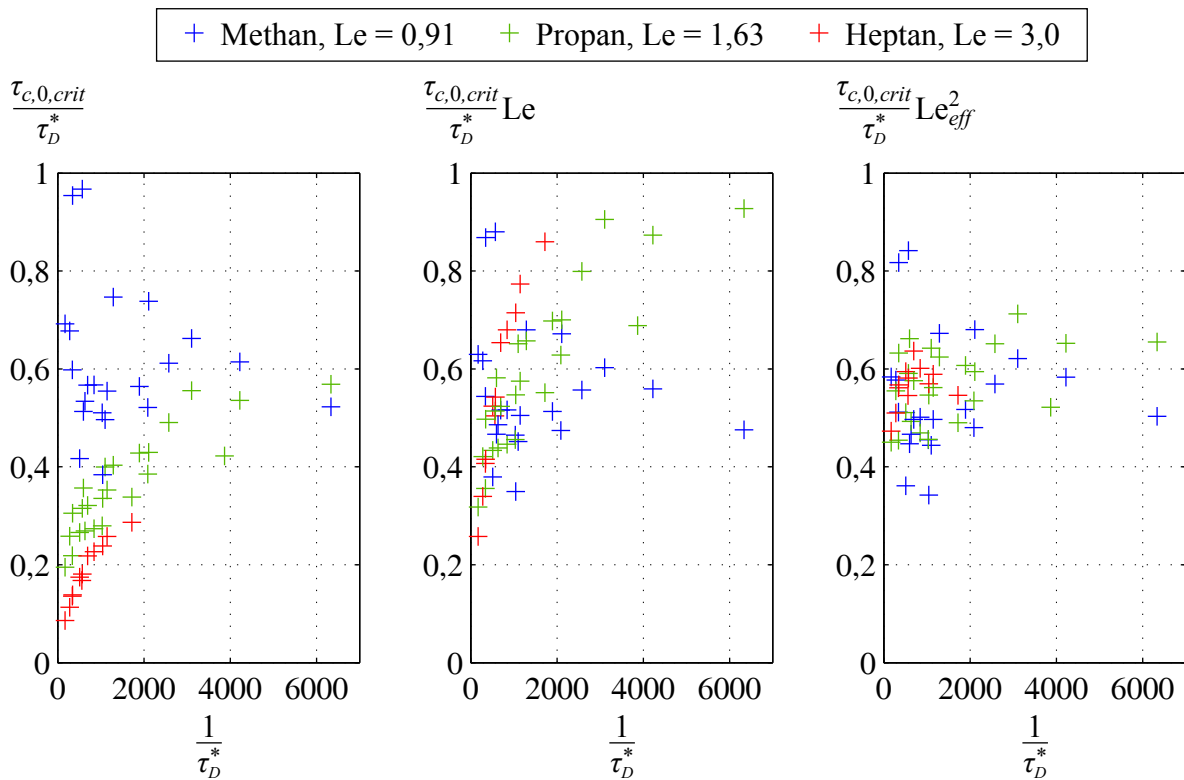


Abbildung 7.2: Vergleich der Abhängigkeit verschiedener charakteristischer chemischer Zeitmaße von der Streckungsrate  $K_D^* = 1/\tau_D^*$  ohne und mit Berücksichtigung des Lewis-Zahl-Einflusses

dient  $\tau_D^* = 1/K_D^*$ , dessen Kehrwert als Maß für die Streckungsrate in allen Diagrammen auf der Abszisse aufgetragen ist. Darüber aufgetragen ist jeweils das Verhältnis aus einem charakteristischen chemischen Zeitmaß und  $\tau_D^*$ .

Im linken Diagramm dient als charakteristisches chemisches Zeitmaß der Quotient aus nomineller Dicke und Brenngeschwindigkeit der ungestörten laminaren Flammenfront an der Stabilitätsgrenze  $\delta_{l,0,crit}/S_{l,0,crit} = \tau_{c,0,crit}$ . Zu erkennen ist die bereits in Abschnitt 6.3 anhand Abbildung 6.11

diskutierte Diskrepanz zwischen der nominellen Verbrennungsgeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze für die verschiedenen Brennstoffe, die bei niedriger Streckungsrate besonders ausgeprägt ist und mit zunehmender Streckungsrate abnimmt. Ziel ist die Überführung des nominellen chemischen Zeitmaßes in ein effektives chemisches Zeitmaß, durch welches die brennstoffspezifischen Eigenschaften erfasst werden. Bei Verwendung von  $Le_{eff} = \sqrt{Le}$  in Anlehnung an Kröner (2003) ergibt sich das mittlere Diagramm, wofür eine Reduktion der Diskrepanz zwischen den Brennstoffen für niedrige Streckungsraten zu beobachten ist, aber eine Erhöhung für hohe Streckungsraten. Sinnvoller ist es, die von Weiß et al. (2008) und in dieser Arbeit für zunehmende Streckungsrate beobachtete Sättigung der Sensitivität der Brenngeschwindigkeit gegenüber turbulenter Streckung bei der Bildung des effektiven chemischen Zeitmaßes entsprechend der Gleichungen (7.1) und (7.2) zu berücksichtigen. Die resultierenden Zeitskalenverhältnisse der verschiedenen Brennstoffe sind im rechten Diagramm dargestellt. Sie liegen deutlich näher beieinander und zeigen keine ausgeprägte Abhängigkeit mehr von  $1/\tau_D^*$  beziehungsweise  $K_D^*$ . Für die lineare Regression wurde der Ansatz in Gleichung (7.3) verwendet, wobei die Koeffizienten  $\alpha_j$  bestimmt werden. Für  $T_{0,ref}$  wird der Wert für die Betriebsbedingungen mit der niedrigsten Vorwärmtemperatur von  $50\text{ °C} \equiv 323,15\text{ K}$  verwendet<sup>5</sup>.

$$\ln(S_{l,0,crit}) = \alpha_1 \ln(\text{Re}) + \alpha_2 \ln(\text{Le}_{eff}) + \alpha_3 \ln(U) + \alpha_4 \ln\left(\frac{T_0}{T_{0,ref}}\right) + \alpha_5 \ln(D) \quad (7.3)$$

Anhand der experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen und den zugehörigen Betriebsrandbedingungen ergeben sich durch die Schätzung der besten linearen Approximation von Gleichung (7.3) für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen - gekennzeichnet mit CIVB - und den Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse - gekennzeichnet durch TBVA - die in den Gleichungen (7.4) und (7.5) angegebenen Korrelationen für die jeweilige Stabilitätsgrenze.

$$\frac{S_{l,0,crit,CIVB}}{U} \stackrel{!}{=} f_{C,CIVB} = C_n \text{Re}^{-0,363} \text{Le}_{eff}^{0,906} U^{-0,103} \left(\frac{T_0}{T_{0,ref}}\right)^{0,288} D^{0,045} \quad (7.4)$$

$$\frac{S_{l,0,crit,TBVA}}{U} \stackrel{!}{=} f_{C,TBVA} = C_n \text{Re}^{-0,473} \text{Le}_{eff}^{0,97} U^{0,075} \left(\frac{T_0}{T_{0,ref}}\right)^{0,125} D^{-0,143} \quad (7.5)$$

Der Faktor  $C_n$  dient dazu, die rechte Seite der Gleichung dimensionslos zu machen. Er beträgt für Gleichung (7.4)  $C_n = 1\text{ s}^{0,103} \text{ m}^{-0,058}$  und für Gleichung (7.5)  $C_n = 1\text{ s}^{-0,075} \text{ m}^{-0,078}$ . Dass Erfordernis eines dimensionsbehafteten Faktors kann als Hinweis interpretiert werden, dass bei der Korrelation für den Flammenrückschlag möglicherweise noch nicht alle relevanten physikalischen Einflussfaktoren korrekt berücksichtigt wurden oder die Datenbasis zu einem gewissen Maße fehlerbehaftet ist.

Erwartungsgemäß zählen die Reynolds-Zahl und die Lewis-Zahl zu den am stärksten gewichteten Einflussfaktoren, gefolgt von der Frischgemischtemperatur, dem Durchsatz und der Baugröße. Die Reynolds-Zahl könnte als Korrelationsvariable auch durch die kinematische Viskosität ersetzt und der in der Reynolds-Zahl beinhaltet Einfluss von  $U$  und  $D$  diesen Korrelationsvariablen direkt zugeschlagen werden. Jedoch ist die Reynolds-Zahl als separate Variable sinnvoll, da sie eine wichtige Ähnlichkeitsgröße für die turbulente Verbrennung darstellt.

In den Abbildungen 7.3 und 7.4 sind die experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen und die zugehörige Korrelationsvorhersage für die beiden Arten des Flammenrückschlags gegenübergestellt.

<sup>5</sup>In den Formeln ist die Temperatur  $T$  in der Einheit Kelvin zu verwenden

Die Betriebsbedingungen jedes Messwertes sind durch die grafische Darstellung des zugehörigen

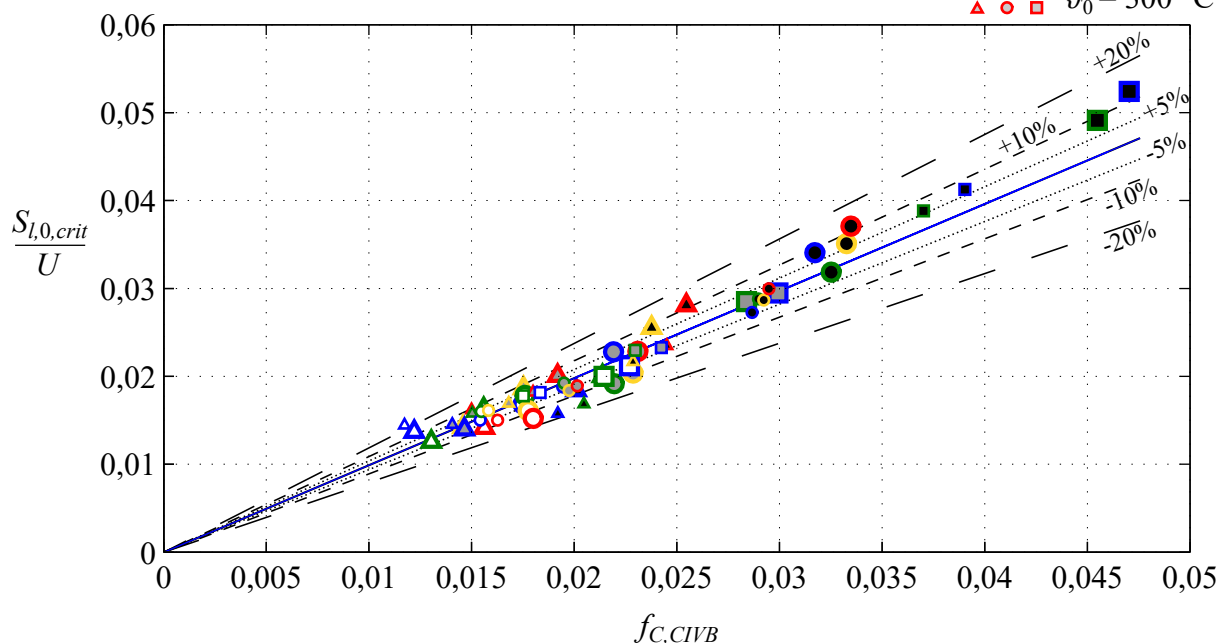
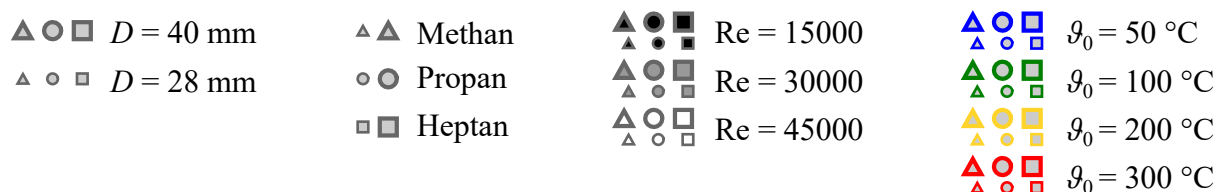


Abbildung 7.3: Vergleich zwischen experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen und der Korrelation für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen gemäß Gleichung (7.4)

Datenpunktes gekennzeichnet. Die Korrelationsvorhersage ist als dicke blaue Linie dargestellt. Durch weitere unterbrochene dünne Linien werden die prozentuale Abweichungen von  $\pm 5\%$ ,  $\pm 10\%$  und  $\pm 20\%$  angezeigt. Die mittlere beziehungsweise maximale Abweichung zwischen den experimentellen Daten und den Korrelationen beträgt für  $f_{C,CIVB}$  6,0% beziehungsweise 20,5% und für  $f_{C,TBVA}$  6,6% beziehungsweise 28,3%. Die Abweichung ist deutlich kleiner als die Fehlertoleranz der zugrundeliegenden Messdaten. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass durch die Korrelation alle wesentlichen Zusammenhänge zwischen Betriebsbedingungen und Stabilitätsgrenze - soweit dies mit der verfügbaren Datenbasis möglich war - korrekt erfasst wurden.

Für beide Typen des Flammenrückschlags ergeben sich die größten Abweichungen - im Bereich von  $20 \pm 2\%$  - für den Brennstoff Methan bei  $D = 28$  mm. Darüber hinaus treten Abweichungen größer 10% auf für  $D = 40$  mm. Für beide Typen des Flammenrückschlags ist dies der Fall bei  $Re = 45000$  für Propan und Heptan und bei  $Re = 15000$  für Methan. Für den Flammenrückschlag durch CIVB ist dies auch für Propan bei  $Re = 15000$  und  $Re = 30000$  der Fall. Für 113 von 138 beziehungsweise 82% der untersuchten Betriebspunkte ist die Abweichung zwischen der experimentell bestimmten Stabilitätsgrenze und der Korrelationsvorhersage kleiner als 10%. Im Vergleich der Korrelationsfunktionen  $f_{C,CIVB}$  und  $f_{C,TBVA}$  sind bezüglich der Exponenten der einzelnen Korrelationsvariablen neben quantitativen Unterschieden bezüglich der Reynoldszahl und der Frischgemischtemperatur auch qualitative Unterschiede festzustellen. Bei  $f_{C,CIVB}$

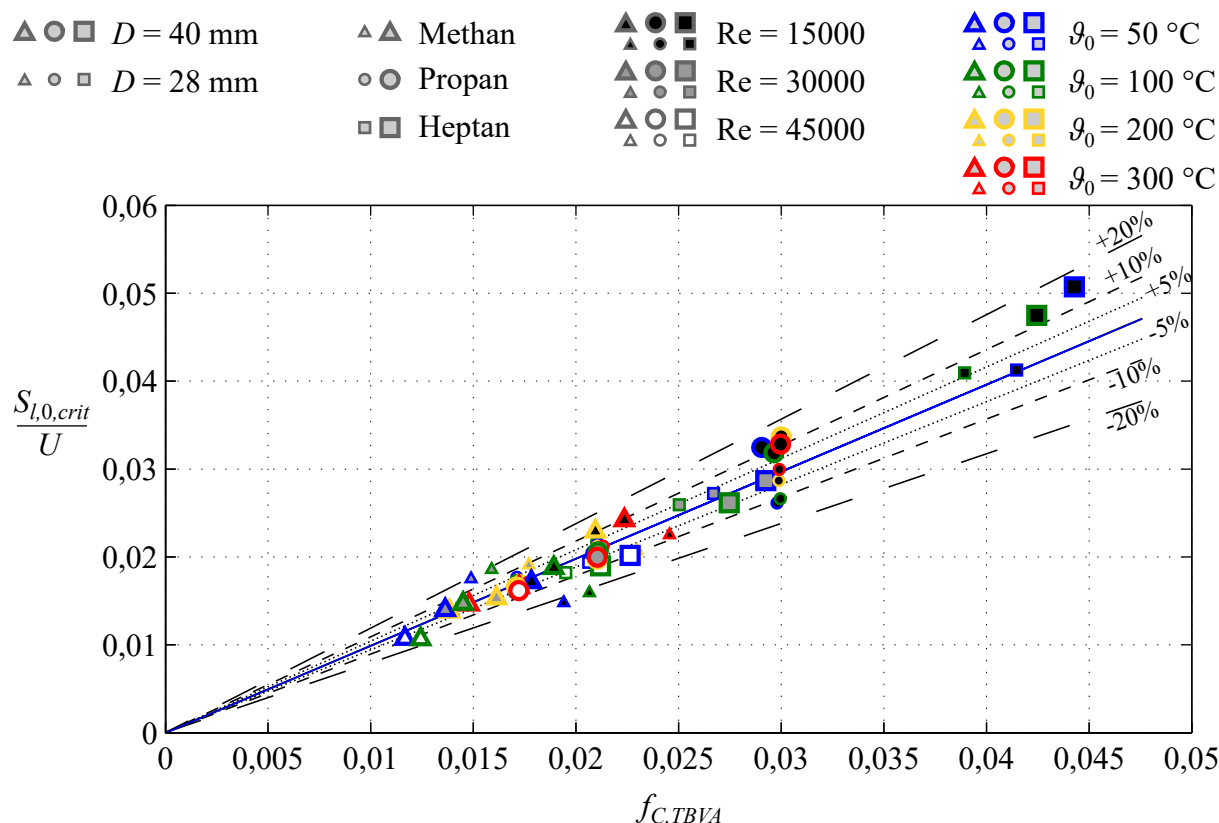


Abbildung 7.4: Vergleich zwischen experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen und der Korrelation für den Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse gemäß Gleichung (7.5)

ist der Einfluss von  $D$  vernachlässigbar klein, wohingegen der Einfluss von  $D$  bei  $f_{C,TBVA}$  nicht vernachlässigbar ist. Der Einfluss von  $U$  ist in beiden Fällen gering, jedoch entgegengesetzt. Die aufgeführten Unterschiede führen zu einer mittleren Differenz zwischen  $f_{C,CIVB}$  und  $f_{C,TBVA}$  von 6,3%. Die mittlere Differenz zwischen  $S_{l,0,crit,CIVB}/U$  und  $S_{l,0,crit,TBVA}/U$  beträgt 8,2%. Damit liegt der Unterschied zwischen den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Typen des Flammenrückschlags im Bereich des experimentell möglichen Messfehlers. Der tatsächliche Unterschied zwischen den Stabilitätsgrenzen der beiden Arten des Flammenrückschlags dürfte daher deutlich geringer sein. Die mittlere Abweichung zwischen der experimentell bestimmten Stabilitätsgrenze der einen Art des Flammenrückschlags und der Vorhersage der Korrelation der anderen Art des Flammenrückschlags ist jedoch nur 2% größer als die Abweichung zur Vorhersage der tatsächlich zugehörigen Korrelationsfunktion. Insofern ist es angesichts der relativ großen Messunsicherheit mit den entwickelten Korrelationsfunktionen nicht möglich, den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen von dem als Referenzfall untersuchten Flammenrückschlag durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse ausreichend voneinander abzugrenzen. Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die dargestellten Korrelationen die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch CIVB und des Flammenrückschlags durch TBVA im Vergleich zur Fehlertoleranz der verfügbaren Datenbasis und angesichts der stark nichtlinearen Abhängigkeit der Stabilitätsgrenze von den Betriebsbedingungen mit hervorragender Genauigkeit abbilden.



Jedoch ist die verfügbare Datenbasis nicht ausreichend signifikant<sup>6</sup>, um spezielle Zusammenhänge zwischen den Betriebsbedingungen und der Stabilitätsgrenze, die nur an sehr wenigen Betriebspunkten auftreten, zu identifizieren. Diese Unsicherheit muss bei der Anwendung und insbesondere bei der Übertragung der Korrelationen zur Bestimmung der Stabilitätsgrenzen für andere Brenner auch innerhalb des in dieser Arbeit abgedeckten Betriebsbereiches berücksichtigt und unbedingt durch Referenzmessungen beseitigt werden. Denn wie im Vergleich der in Tabelle 2.2 aufgeführten Vorarbeiten deutlich wird, geht mit Abstand der größte Einfluss auf die Stabilitätsgrenze von der Bauart und Geometrie des eingesetzten Brenners aus.

Auf Grund der relativ breiten Datenbasis dieser Arbeit, kann prinzipiell davon ausgegangen werden, dass die Korrelationen die Stabilitätsgrenzen auch außerhalb des untersuchten Betriebsbereich mit relativ guter Genauigkeit abbilden. Besondere Vorsicht gilt jedoch bei der Übertragung auf noch höhere Frischgemischtemperaturen und vor allem auf höhere Betriebsdrücke wobei zusätzliche reaktionskinetische und gasdynamische Effekte relevant werden können. Besondere Aufmerksamkeit bei der Anwendung der Korrelation bedarf auch die Tatsache, dass die Korrelation unter der Prämisse der Selbstähnlichkeit der nicht reagierenden Strömung entwickelt wurde. Der Reynolds-Zahl-Einfluss auf die Position des Wirbelaufplatzens wurde durch eine gezielte Variation der Drallzahl des Brenners kompensiert. Auf diesen wichtigen Aspekt wird in Abschnitt 7.3 beim Vergleich mit bereits bestehenden Korrelationen weiter eingegangen.

### 7.3 Vergleich mit bestehenden Korrelationen

Wie bereits zum Ende des Abschnitts 2.6.4 angeführt, wurden im Rahmen der Vorarbeiten bereits zwei Korrelationen für den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen entwickelt. Die Korrelation von Kröner (2003) ist für hoch-turbulente Drallströmungen im Reynolds-Zahl-Bereich von  $45\,000 < Re < 130\,000$  vorgesehen und die Korrelation von Konle und Sattelmayer (2010) wurde für turbulente Drallströmungen im Reynolds-Zahl-Bereich  $35\,000 < Re < 70\,000$  entwickelt. Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Korrelationen für die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags erfasst den Reynolds-Zahl-Bereich  $15\,000 < Re < 45\,000$  und schließt unterhalb an die von Kröner (2003) und Konle und Sattelmayer (2010) untersuchten Reynolds-Zahl-Bereiche an. Die Korrelation deckt somit einen noch nicht untersuchten Bereich besonders niedriger Reynolds-Zahlen ab. Bevor im Weiteren ein Vergleich mit diesen Korrelationen gezogen wird, ist nochmals eine Besonderheit dieser Arbeit hervorzuheben, durch welche sie sich deutlich von den bisherigen Vorarbeiten abgrenzt und durch welche die Vergleichbarkeit der entwickelten Korrelation mit anderen Korrelationen stark eingeschränkt ist. In dieser Arbeit wurde für den untersuchten Reynolds-Zahl-Bereich eine nicht zu vernachlässigende Reynolds-Zahl-Abhängigkeit der Drehimpulsdissipation festgestellt, die insbesondere die axiale Position des Wirbelaufplatzens betrifft. Diese wiederum ist maßgeblich für die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen. Wie in Abschnitt 2.5.4 erläutert, wurde dieser Reynolds-Zahl-Einfluss auf das Wirbelaufplatzen in Drallströmungen bereits dokumentiert und bis  $Re = 300\,000$  nachgewiesen. Diesbezüglich ist die wesentliche Besonderheit der vorliegenden Arbeit, dass der Reynolds-Zahl-Einfluss auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens durch minimale Anpassung der Drallzahl kompensiert wurde. Diese Kompensation ist experimentell sehr aufwendig und wurde in den Vorarbeiten

<sup>6</sup>Ursächlich hierfür ist zum einen durch die versuchsbedingt relativ großen möglichen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Stabilitätsgrenze und zum anderen die relativ geringe Zahl der untersuchten Betriebspunkte

nicht vorgenommen. Zwar wurde der Einfluss der Drallzahl auf die Stabilitätsgrenze bereits in anderen Arbeiten untersucht, jedoch wurde ansonsten bei Variation der Reynolds-Zahl der Reynolds-Zahl-Einfluss auf  $\bar{z}_{sp,0}$  nicht erkannt<sup>7</sup> und nicht kompensiert. Folglich ist davon auszugehen, dass bei diesen Untersuchungen der Reynolds-Zahl-Einfluss auf die Stabilitätsgrenze nicht isoliert sondern überlagert mit dem Einfluss von  $\bar{z}_{sp,0}$  erfasst wurde. Angesichts des starken Einflusses von  $\bar{z}_{sp,0}$  kann die dadurch entstehende Abweichung der Stabilitätsgrenze beträchtlich sein. Daher sind die in dieser Arbeit hinsichtlich des Reynolds-Zahl-Einfluss auf die Stabilitätsgrenze ermittelten Gesetzmäßigkeiten nur eingeschränkt mit den Ergebnissen anderer Arbeiten zu vergleichen. Gleichermaßen muss bei der Übertragung der Ergebnisse dieser Arbeit in die Praxis die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des isothermen Wirbelaufplatzens zusätzlich berücksichtigt werden. In diesem Abschnitt wird daher nur auf die mögliche Eignung bestehender Korrelationen zur Vorhersage der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Stabilitätsgrenzen bei selbständlicher Strömung eingegangen. Die Anwendbarkeit der in den Gleichungen (7.4) und (7.5) angegebenen Korrelationen zur Vorhersage der Stabilitätsgrenzen von Strömungen, in welchen der Reynolds-Zahl-Einfluss auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens nicht kompensiert wurde, wird nicht verfolgt, weil hierbei grundlegende Ähnlichkeitsvoraussetzungen nicht erfüllt werden.

Die Korrelation von Kröner (2003) basiert auf der Annahme, dass der Flammenrückschlag bestimmt wird durch das Verlöschen der Flamme innerhalb der inneren Rezirkulationszone und dass der Flammenrückschlag folglich eintritt, sobald ein kritisches Verhältnis aus charakteristischen Zeitskalen der Verbrennungsreaktion und der Strömung unterschritten wird. Die entsprechende Korrelationsbeziehung ist durch Gleichung (2.56) beziehungsweise (7.6) gegeben.

$$\tau_{c,psr,crit} = C_{quench} \frac{D}{LeU} \quad (7.6)$$

Die Größe  $\tau_{c,psr}$  ist die minimal erforderliche Aufenthaltszeit in einem perfekten Rührkesselreaktor, unter der die Verbrennungsreaktion im Reaktor zum Erliegen kommt. Sie wurde von Kröner (2003) numerisch mit einer 0-D-Simulation der Verbrennungsreaktion mit detaillierter Chemie bestimmt. Das Verhältnis  $D/U$  dient als charakteristisches Strömungszeitmaß und durch die Lewis-Zahl wird der Einfluss der brennstoffspezifischen Diffusions-Eigenschaften erfasst. Diesem Ansatz folgend tritt der Flammenrückschlag auf, sobald das chemische Zeitmaß  $\tau_{c,psr}$  kleiner ist als  $\tau_{c,psr,crit}$  und die Flamme bei der Propagation in die Vormischzone und innerhalb der Vormischzone nicht mehr an der Spitze der Rezirkulationszone verlöscht. Die dominante Bedeutung des Zeitskalenverhältnisses wird durch die in der vorliegenden Arbeit gemachten Beobachtungen und den daraus gezogenen Schlussfolgerungen im Wesentlichen bestätigt. Zum Vergleich der Korrelation von Kröner (2003) mit den Gleichungen (7.4) und (7.5) ist  $\tau_{c,psr,crit}$  zunächst abhängig von Brennstoff und Frischgemischtemperatur in  $\Phi_{crit}$  beziehungsweise  $S_{l,0,crit}$  zu überführen. Dies war anhand der von Kröner (2003) verfügbaren Daten nur für Methan

<sup>7</sup>Es gibt zwei Gründe, warum der Reynolds-Zahl-Einfluss auf das Wirbelaufplatzens und die Stabilitätsgrenze in bisherigen Arbeiten übersehen beziehungsweise unterschätzt wurde. Zum einen, wie in Abschnitt 5.1 anhand Abbildung 5.2 erläutert, ist die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit von Drallströmungen hinsichtlich der axialen Position des Wirbelaufplatzens leicht zu übersehen. Dies gilt insbesondere, wenn die innere Rezirkulationszone, die sich stromab des Wirbelaufplatzens bildet, einen relativ kleinen Durchmesser aufweist. In diesem Fall können erhebliche Abweichungen zwischen der anhand des mittleren Geschwindigkeitsfeld bestimmten Lage des Staupunktes und der tatsächlichen Mittellage des Staupunktes auftreten. Da der Staupunkt der inneren Rezirkulationszone in der Regel auch als Indikator für das Wirbelaufplatzens herangezogen wird, wird folglich der Reynolds-Zahl-Einfluss auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens anhand konventionell gemittelten Geschwindigkeitsfelder praktisch nicht erkennbar. Zum Zweiten, wie in Abbildung 5.3 dargestellt, können bereits minimale Änderungen der axialen Position des Wirbelaufplatzens zu einer erheblichen Änderung der Stabilitätsgrenze führen.



lation nach Gleichung (7.6) die Stabilitätsgrenze für Reynolds-Zahlen größer beziehungsweise kleiner als am Entwicklungspunkt zu unter- beziehungsweise zu überschätzen. Eine plausible Erklärung für diesen Trend ist, dass die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit des Wirbelaufplatzens der Drallströmung von Kröner (2003) nicht kompensiert wurde, was zu einer Überschätzung des Reynolds-Zahl-Einflusses durch die Korrelation führt. Bei Nichtkompensation des Reynolds-Zahl-Einfluss auf das Wirbelaufplatzens verlagert sich der Staupunkt in der nicht-reagierenden Strömung bei zu- beziehungsweise abnehmender Reynolds-Zahl stromauf beziehungsweise stromab, was die Stabilitätsgrenze dann zusätzlich verringert beziehungsweise vergrößert.

Die Feststellungen, die für den Vergleich der Korrelation von Kröner (2003) mit der Korrelation nach Gleichung (7.4) zur Vorhersage des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens gemacht wurden, können direkt auf den Vergleich der Korrelation Gleichung (7.4) zur Vorhersage des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen entlang der Wirbelachse übertragen werden. Auf eine Durchführung des Vergleichs wird an dieser Stelle verzichtet. Die entsprechende Gegenüberstellung von Korrelationsvorhersage und Messwerten wird in Abschnitt A.22 diskutiert.

Die von Konle und Sattelmayer (2010) entwickelte Korrelation soll speziell für die Vorhersage des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzens in *moderat* turbulenten Strömungen geeignet sein. Anstatt auf einem Zeitskalenverhältnis basiert der Ansatz auf einem kritischen Verhältnis aus Brenngeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit und der Annahme eines kritischen Längenverhältnisses  $\Delta z_{sp,ff,crit}/D$ . Dabei stellt  $\Delta z_{sp,ff}$  den mittleren Abstand zwischen der Flammenspitze und dem Staupunkt beziehungsweise der Spitze der Rezirkulationsblase dar. Von Konle und Sattelmayer (2010) wurde experimentell beobachtet, dass dieser Abstand beim Flammenrückschlag im Mittel und unabhängig vom Brennerdurchsatz  $0,25D$  betrug und daraus geschlossen, dass dies einen kritischen Wert darstellt. Als Korrelation für die Stabilitätsgrenze wurde Gleichung (2.57) beziehungsweise Gleichung (7.7) vorgeschlagen, in der die brennstoffspezifischen Diffusionseigenschaften wiederum durch die Lewis-Zahl berücksichtigt werden. Der Einfluss der Frischgemischtemperatur wird durch  $U$  und  $S_{l,0}$  berücksichtigt. Unter der Annahme, dass das kritische Verhältnis  $\Delta z_{crit}/D$  für eine bestimmte Brennergeometrie eine Konstante darstellt, kann die Korrelation alternativ zur Konstanten  $\hat{C}_S$  auch mit der Konstanten  $C_S$  formuliert werden.

$$\hat{C}_S = \frac{\Delta z_{sp,ff,crit} U Le}{D S_{l,0,crit}} \quad \rightarrow \quad C_S = \frac{U Le}{S_{l,0,crit}} \quad (7.7)$$

Die Korrelation kann ohne Weiteres auf alle untersuchten Betriebsbedingungen angewendet werden. Als Entwicklungspunkt für die Korrelation wurde für  $D = 40$  mm und  $D = 28$  mm der Betriebspunkt mit  $Re = 30\,000$ ,  $\vartheta_0 = 100$  °C und dem Brennstoff Methan gewählt. Die Korrelationskonstante  $C_S$  wurde abhängig vom Brennerdurchmesser bestimmt zu  $C_{S,D=40\text{ mm}} = 54,94$  und  $C_{S,D=28\text{ mm}} = 57,01$ . Die Vorhersage der Korrelation von Konle und Sattelmayer (2010) ist in Abbildung 7.6 den experimentell bestimmten Stabilitätsgrenzen dieser Arbeit gegenübergestellt und wiederum über dem Parameter  $f_{C,CIVB}$  aufgetragen. Die experimentellen Messwerte sind als blaue Kreuze eingetragen und die Korrelation nach Gleichung (7.4) ist als blaue Gerade dargestellt. Die Entwicklungspunkte sind durch rote Pfeile gekennzeichnet.

Die Korrelation von Konle und Sattelmayer (2010) ist nur in unmittelbarer Umgebung zum gewählten Entwicklungspunkt in Übereinstimmung mit den Messdaten. Zwar wird der Einfluss der brennstoffspezifischen Diffusionseigenschaften tendenziell richtig erfasst, jedoch ist die Annahme eines konstanten kritischen Verhältnisses von Strömungs- und Brenngeschwindigkeit nicht



neuen Einflüsse werden von den bisher verfügbaren Korrelationen nicht erfasst. Daher zeigen sich bei der Vorhersage der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen mit diesen Korrelationen zum Teil erhebliche Diskrepanzen zu den Stabilitätsgrenzen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelt wurden. Abgesehen von den neuen Einflussfaktoren  $D$  und  $Le \geq 1$  können diese Diskrepanzen insbesondere auch durch die unterschiedlichen Herangehensweisen zur Erfassung des Reynolds-Zahl-Einflusses bedingt sein. Deshalb kann nicht erwartet werden, dass diese Korrelationen die in der vorliegenden Arbeit bestimmten Stabilitätsgrenzen korrekt erfassen.

Um die Modellierung der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags in die Vormischzone von Vormischverbrennungssystemen weiter abzusichern, sind nun vor allem Untersuchungen mit anderen Brenntypen erforderlich, welche sich phänomenologisch, methodisch und hinsichtlich der untersuchten Einflussparameter mit der vorliegenden Arbeit hinreichend decken. Darüber hinaus sollten zukünftige Untersuchungen dem Einfluss des Geschwindigkeitsniveaus beziehungsweise der Reynolds-Zahl und dem Druck besondere Bedeutung zukommen lassen. Die Untersuchung dieser beiden Parameter sollte für Brennstoffe mit  $Le > 1$  in den für Gasturbinen-Brennkammerströmungen relevanten Bereich ausgedehnt werden.

## 8 Zusammenfassung

Die magere Vormischverbrennung ist eine Schlüsseltechnologie, welche den extrem schadstoffarmen Betrieb von Gasturbinen ermöglicht. Im Zuge der Weiterentwicklung dieser Technologie befasst sich die vorliegende Arbeit mit dem Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen, einer gefährlichen Instabilität, die in Verbrennungssystemen mit drallunterstützter Vormischung auftreten kann. Um diese Instabilität im technischen Betrieb durch geschickte Auslegung des Verbrennungssystems ausschließen zu können, wurde sie bereits in mehreren Vorarbeiten untersucht. Von besonderem Interesse sind dabei erstens der aerodynamische Einfluss der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen, zweitens die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Rezirkulationszone und drittens die Stabilitätsgrenzen bei welchen der Flammenrückschlag auftritt. Hierzu liefert die vorliegende Arbeit jeweils wesentliche neue Erkenntnisse. Zudem wurde im Rahmen der experimentellen Untersuchungen für eine gegebene Brennergeometrie neben dem Durchsatz und der Frischgastemperatur erstmals auch die Baugröße und die Lewis-Zahl für Brennstoffe mit  $Le \geq 1$  als Betriebsparameter berücksichtigt. Dadurch war es möglich, den Einfluss der turbulenten Streckung auf die Verbrennung entkoppelt von der Reynolds-Zahl zu studieren.

### **Aerodynamischer Einfluss der Verbrennung auf das Wirbelaufplatzen**

Beim Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen ist eine enge räumliche Kopplung der Flammenspitze an eine Rezirkulationsblase zu beobachten. Dementsprechend wurde in bisherigen Arbeiten nur die unmittelbare Interaktion zwischen der Flammenspitze und der Rezirkulationsblase untersucht und das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen durch die verbrennungsbedingte Produktion negativer azimuthaler Wirbelstärke in der Nähe des vorderen Staupunktes der Rezirkulationsblase erklärt. In dieser Arbeit fand erstmals auch das für Drallströmungen bekannte Prinzip der zweidimensionalen Zwangs Berücksichtigung. Es wurde experimentell und analytisch nachgewiesen, dass Verbrennung innerhalb der Rezirkulationszone zu einer Stromaufverlagerung und einer Verbreiterung des Wirbelaufplatzens führen kann, unabhängig davon, ob die Wärmefreisetzung an der Spitze der Rezirkulationszone oder weit stromab davon stattfindet. Der Einfluss der Verbrennung auf die Abströmrandbedingung am Ende der Vormischzone ist somit ein weiterer wesentlicher Einflussfaktor auf das verbrennungsinduzierte Wirbelaufplatzen.

### **Stabilisierung der Flamme innerhalb der Rezirkulationszone**

In dieser Arbeit wurde durch umfassende laser-optische Strömungsfeldmessungen mit niedrigen Repetitionsraten erstmals der Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Stabilisierung der Flamme innerhalb der Rezirkulationszone über einen weiten Betriebsbereich erfasst. Dabei zeigt sich am Rand des stabilen Betriebsbereichs ein starker Einfluss des Streckungsniveaus der Strömung auf die axiale Position der Flamme. So verlagert sich die Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze mit zu- bzw. abnehmender Streckung oder mit ab- bzw. zunehmender Lewis-Zahl zunehmend stromab bzw. stromab. Folglich ist der Zustand der reagierenden Strömung, aus dem heraus der Flammenrückschlag auftritt, abhängig von den Betriebsbedingungen. Die reagierende Strömung ist an der Stabilitätsgrenze nicht selbstähnlich. Auf Grund der starken inhärenten Instationarität des Wirbelaufplatzens sind die Lage des Staupunktes, die räumliche Verteilung wichtiger Turbulenzgrößen und die lokale turbulente Brenngeschwindigkeit anhand konditionierter Mittelwerte bestimmt worden. Dadurch wurde erkennbar, dass sich bei Verlagerung des Wirbelaufplatzens in die Vormischzone die turbulente Streckung stromab der Rezirkulationsblase drastisch erhöht,

jedoch innerhalb der Rezirkulationsblase verringert. Dies begünstigt die Flammenstabilisierung innerhalb der Vormischzone und ermöglicht das Auftreten des Flammenrückschlags bei hohen Streckungsraten und abgehobener Flamme. Darüber hinaus konnte kein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Flammenrückschlag und der experimentell bestimmten lokalen turbulenten Brenngeschwindigkeit an der Flammenfront erkannt werden. Um das für den Flammenrückschlag relevante Regime der Verbrennung zu identifizieren, wurde erstmals der Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Verdickung der Flammenfront experimentell untersucht und eine entsprechende Korrelation entwickelt. Demnach ist die Verbrennung an der Stabilitätsgrenze für alle bisher untersuchten Betriebsbedingungen dem *Flamelet*-Regime zuzuordnen.

### **Stabilitätsgrenzen**

In den Vorarbeiten wurde bereits der dominierende Einfluss der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Vormischzone auf das Wirbelaufplatzen und den Flammenrückschlag festgestellt. Um den Einfluss weiterer Betriebsparameter auf die Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags isoliert davon zu erfassen, ist daher die Selbstähnlichkeit der Strömung in der Vormischzone unerlässlich. Jedoch blieb der von der Reynolds-Zahl abhängige Drehimpulsverlust innerhalb der Vormischzone in bisherigen Untersuchungen unberücksichtigt. Dies führt bei Variation der Reynolds-Zahl zu einem Verlust der Selbstähnlichkeit der Strömung. In dieser Arbeit wurde der Einfluss der Reynolds-Zahl auf den Drehimpulsverlust in der Vormischzone durch Anpassung der Drallzahl kompensiert. Somit wurde erstmals der Einfluss der Reynolds-Zahl auf den Flammenrückschlag bei selbstähnlicher Strömung innerhalb der Vormischzone erfasst. Für den untersuchten Betriebsparameterraum wird deutlich, dass der Einfluss der Brennstoff-Lewis-Zahl auf die Stabilitätsgrenze bei niedrigen Streckungsraten besonders hoch ist und sich in Richtung höherer Streckungsraten abschwächt. Die Streckungsrate wird maßgeblich durch die Baugröße des Brenners bestimmt. Darüber hinaus geht von der Baugröße kein weiterer wesentlicher Einfluss auf die Stabilitätsgrenzen aus. Unter Berücksichtigung dieser Zusammenhänge wurde eine Korrelation entwickelt, welche die Stabilitätsgrenze mit einer durchschnittlichen Abweichung von 6% wiedergibt.

### **Ausblick**

Der Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen wird durch ein komplexes Zusammenwirken aerodynamischer und reaktionskinetischer Prozesse bestimmt. Für praxisrelevante Betriebsbedingungen ist dieses Zusammenwirken noch nicht ausreichend studiert. Daher sollte in zukünftigen Untersuchungen zum Flammenrückschlag der Fokus auf noch höhere Durchsätze, Drücke und Vorwärmtemperaturen gelegt werden. Mit zunehmendem Durchsatz steigt die turbulente Streckung und damit die Wahrscheinlichkeit von Verdickung und Verlöschen der Flammenfront weiter an. Mit der Zunahme von Druck und Temperatur hingegen sinkt die Dicke der Flammenfront. Es muss geklärt werden, wie sich beide Effekte zusammen auf die für den Flammenrückschlag entscheidende Flammenstabilisierung innerhalb der Rezirkulationszone auswirken. Es sollte versucht werden, die räumliche Verteilung der Wärmefreisetzungsrate instantan zu bestimmen, um die Stabilisierungsmechanismen beim Flammenrückschlag und für Drallflammen im Allgemeinen besser zu verstehen und die in dieser Arbeit begonnene Untersuchung des Verbrennungsregimes fortzuführen. Für die technische Praxis der Vormisch-Verbrennung könnte das Potential von Konfigurationen mit Wirbelaufplatzen am Eintritt der Vormischzone weiter untersucht werden. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, verfügen diese bei hohen Streckungsraten über höhere Resistenz gegen Flammenrückschlag als Konfigurationen mit Wirbelaufplatzen stromab der Vormischzone.



# Literaturverzeichnis

- Abdel-Gayed und Bradley, Derek (1987): *Turbulent burning velocities a general correlatoin in terms of straining rates*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Bd. 414, S. 389–413.
- Abdel-Gayed, R., Bradley, D., Hamid, M. und Lawes, M. (1984): *Lewis number effects on turbulent burning velocity*. In: *20th Symposium (International) on Combustion*, S. 505–512. The University of Michigan Ann Arbor, Michigan.
- Althaus, W., Krause, E., Hofhaus, J. und Weimer, M. (1994): *Vortex Breakdown: Transition between Bubble- and Spiral-Type Breakdown*. Meccanica, Bd. 29, S. 373–382.
- Batchelor, G. K. (1967): *an introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Benjamin, T. B. (1962): *Theory of the vortex breakdown phenomenon*. Journal of fluid mechanics, Bd. 14, S. 593–629.
- Benjamin, T. B. (1967): *Some developments in the theory of vortex breakdown*. Journal of fluid mechanics, Bd. 28, S. 65–84.
- Beran, P. S. und Culick, F.E.C. (1992): *The role of non-uniqueness in the development of vortex breakdown in tubes*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 242, S. 491–527.
- Biagioli, Fernando (2006): *Stabilization mechanism of turbulent premixed flames in strongly swirled flows*. Combustion Theory and Modelling, Bd. 10, S. 389–412.
- Bird, R. Byron, Armstrong, Robert C. und Hassager, Ole (1977): *Dynamics of Polymeric Liquids - Volume 1 Fluid Mechanics*. John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Bolza, Oskar (1904): *Lectures on the calculus of variations*. University of Chicago Press, Chicago.
- Bradley, D., Lau, A. K. C. und Lawes, M. (1992): *Flame stretch rate as a determinant of turbulent burning velocity*. Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering, Bd. 338, S. 359–387.
- Brown, G. L. und Lopez, J. M. (1990): *Axisymmetric vortex breakdown Part 2. Physical mechanisms*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 221, S. 553–5676.
- Buntine, T. D. und Saffman, P. G. (1995): *Inviscid Swirling Flows and Vortex Breakdown*. Proceedings: Mathematical and Physical Sciences,, Bd. 449, S. 139–153.
- Burmberger, S., Hirsch, C. und Sattelmayer, T. (2006a): *design rules for the velocity field of vortex breakdown swirl burners*. In: *Proceedings of GT2006 ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air*, S. 413–421. Barcelona.
- Burmberger, S., Hirsch, C. und Sattelmayer, T. (2006b): *designing a radial swirler vortex breakdown burner*. In: *Proceedings of GT2006 ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air*, S. 423–431. Barcelona.

- Burmberger, Stephan Georg (2008): *Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für bremmstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner*. Dissertation, Technische Universität München, Lehrstuhl für Thermodynamik.
- Chiu, Chien-Wen, Dong, Yi-Chih und Shy, Shengyang Steven (2012): *High-pressure hydrogen/carbon monoxide syngas turbulent burning velocities measured at constant turbulent Reynolds numbers*. International Journal of Hydrogen Energy, Bd. 37, S. 10935–10946.
- Chomiak, J. (1977): *Dissipation fluctuations and the structure and propagation of turbulent flames in premixed gases at high Reynolds numbers*. Proceedings of the Combustion Institute, Bd. 16, S. 1665–73.
- Clavin, P. (1985): *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows.pdf*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 11, S. 1–59.
- Cremers, Clifford J. und Birkebak, Richard C. (1966): *Application of the Abel Integral Equation to Spectrographic Data*. Applied Optics, Bd. 5 (6), S. 1057–1064.
- Damköhler, Gerhard (1940): *Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen*. Zeitschrift fuer Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie, Bd. 46, S. 601–626.
- Daneshyar, H.D. und Hill, P.G. (1987): *The structure of small-scale turbulence and its effect on combustion in spark ignition engines*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 13, S. 47–120.
- Darmofal, David L. (1993): *The Role of Vorticity Dynamics in Vortex Breakdown*. In: *24th Fluid Dynamics Conference 93-3036*. Orlando.
- Driscoll, James F. (2008): *Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 34, S. 91–134.
- Escudier, Marcel (1988): *Vortex breakdown: observations and explanations*. Progress in aerospace science, Bd. 25, S. 189–229.
- Escudier, M.P. und Zehnder, N. (1981): *Vortex-flow regimes*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 115, S. 105–121.
- Escudier, M. P. und Keller, J. J. (1983): *Vortex Breakdown: A Two-Stage Transition*. In: *AGARD Conference Proceeding No. 342 Aerodynamics of vortical flow types in three dimensions*, S. 25–32. Rotterdam.
- Farokhi, S. und Taghavif, R. (1989): *Effect of Initial Swirl Distribution on the Evolution of a Turbulent Jet*. AIAA Journal, Bd. 27/6, S. 700–706.
- Färber, Jens (2013): *Zum Einfluss einer Pilotierung auf das Strömungsfeld und die Flammenstabilisierung in Gasturbinenbrennkammern*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie.
- Färber, Jens, Koch, Rainer, Bauer, Hans-Jörg, Hase, Matthias und Krebs, Werner (2010): *Effect of Pilot Fuel and Liner Cooling on the Flame Structure in a Full Scale Swirl-Stabilized Combustion Setup*. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 132, S. 091501 1–7.

- Fritz, J. (2003): *Flammenückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. Dissertation, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München.
- Garg, A. K. und Leibovich, S. (1979): *Spectral characteristics of vortex breakdown flowfields*. Physics of Fluids, Bd. 22, S. 2053–2064.
- Grace, S. F. (1922): *Free motion of a sphere in a rotating liquid parallel to the axis of rotation*. Proceedings of The Royal Society, Bd. 102, S. 89–111.
- Hall, M. G. (1972): *vortex breakdown*. Annual Review of Fluid Mechanics, Bd. 4, S. 195–217.
- Heeger, Christof (2011): *Flashback investigations in a premixed swirl burner by high-speed laser imaging*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt.
- Heeger, C., Gordon, R.L., Tummers, M.J. und Dreizler, A. (2009): *High Repetition Rate Simultaneous Laser Diagnostics applied to Understanding In-Nozzle Mechanisms Controlling Flashback in Lean Premixed Swirled Combustors*. In: *Proceedings of the 4th. European Combustion Meeting*, S. 1–6. Wien.
- Hirsch, Christoph (1995): *Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall*. Dissertation, Fakultät für Chemieingenieurwesen der Universität Fridericiana Karlsruhe.
- Hoffmann, Stefan (1994): *Untersuchung des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe.
- Ishizuka, S. (2002): *Flame propagation along a vortex axisymmetric*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 28, S. 477–542.
- J. Göttgens, F. Mauss und Peters, N. (1992): *Analytic approximations of burning velocities and flame thicknesses of lean hydrogen, methane, ethylene, ethane, acetylene, and propane flames*. Symposium (International) on Combustion, Bd. 24, S. 129–135.
- Jochmann, Paul (2007): *Möglichkeiten und Grenzen von URANS Verfahren zur numerischen Beschreibung instationärer, brennkammertypischer Wirbelströmungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Jochmann, P., Sinigersky, A. und R. Koch, H.-J. Bauer (2005): *URANS prediction of flow instabilities of a novel atomizer combustor configuration*. In: *ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea and Air, GT2005-68072*, Bd. 2, S. 19–27. Nevada.
- Jochmann, P., Sinigersky, A., Hehle, M., Schäfer, O. und R. Koch, H.-J. Bauer (2006): *Numerical simulation of a precessing vortex breakdown*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 27, S. 192–203.
- Karlovitz, B., Jr., D. W. Denniston, Knapschaefter, D. H. und Wells, F. E. (1953): *Studies on turbulent flames A. Flame Propagation Across Velocity Gradients B. Turbulence Measurement in Flames*. Symposium (International) on Combustion, Bd. 4, S. 613–602.
- Keller, J. J. und Egli, W. (1985): *Force- and loss-free transitions between flow states*. Journal of Applied Mathematics and Physics, Bd. 36, S. 854–889.

- Keller, J. J., Egli, W. und Althaus, R. (1988): *Vortex breakdown as a fundamental element of vortex dynamics*. Journal of Applied Mathematics and Physics, Bd. 39, S. 404–440.
- Kiesewetter, Frank (2005): *Modellierung des verbrennungsinduzierten Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern*. Dissertation, Technische Universität München, Lehrstuhl für Thermodynamik.
- Kiesewetter, F., Konle, M. und Sattelmayer, T. (2007): *Analysis of combustion induced vortex breakdown driven flame flashback in a premix burner with cylindrical mixing zone*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 129, S. 929–936.
- Klein-Douwelle, R.J.H., Luque, J., Jay, B.J., Smith, G.P. und Crosley, D.R. (2000): *Laser-induced fluorescence of formaldehyde hot bands in flames*. Applied Optics, Bd. 39, S. 3712–3715.
- Klimov, A. M. (1983): *Premixed turbulent flames: interplay of turbulence and chemical phenomena*. Progress in Astronautics and Aeronautics, Bd. 88, S. 133–179.
- Kobayashi, Hideaki, Kawahata, Takuya, Seyama, Katsuhiro, Fujimari, Toshiro und Kim, Jong-Soo (2002): *Relationship between the smallest scale of flame wrinkles and turbulence characteristics of high-pressure, high-temperature turbulent premixed flames*. Symposium (International) on Combustion, Bd. 29, S. 1793–1800.
- Kobayashi, Hideaki, Seyama, Katsuhiro, Hagiwara, Hirokazu und Ogami, Yasuhiro (2005): *Burning velocity correlation of methane/air turbulent premixed flames at high pressure and high temperature*. Proceedings of the Combustion Institute, Bd. 30, S. 827–834.
- Konle, Marco (2010): *Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in moderat turbulenten Drallströmungen*. Dissertation, Universität München, Lehrstuhl für Thermodynamik.
- Konle, M. und Sattelmayer, T. (2009a): *Interaction of heat release and vortex breakdown during flame flashback driven by combustion induced vortex breakdown*. Experiments in Fluids - Selected papers from the 14th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 7-10, 2008, Bd. 47, S. 627–635.
- Konle, Marco und Sattelmayer, Thomas (2009b): *Time Scale Model for the Prediction of the Onset of Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air GT2009*, S. 515–523. Orlando.
- Konle, M. und Sattelmayer, T. (2010): *Time Scale Model for the Prediction of the Onset of Flame Flashback Driven by Combustion Induced Vortex Breakdown*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 132, S. 041503–1–6.
- Konle, M., Winkler, A., Kiesewetter, F., Wäsle, J. und Sattelmayer, T. (2006): *CIVB flashback analysis with simultaneous and time resolved PIV-LIF measurements*. In: *13th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics*, S. 1–12. Lisabon.
- Konle, M., Kiesewetter, F. und Sattelmayer, T. (2008): *Simultaneous high repetition rate PIV-LIF-measurements of CIVB driven flashback*. Experiments in Fluids, Bd. 44, S. 529–538.
- Kröger, Hannes (2010): *Large-Eddy Simulation of Combustion Induced Vortex Breakdown in an Unconfined Turbulent Vortex using a Presumed-PDF Combustion Model*. Dissertation, Universität Rostock.

- Kröger, Hannes, Kornev, Nikolai, Wendig, Detlef und Hassel, Egon (2008): *Premixed flame propagation in a free straight vortex*. Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 72, S. 85–92.
- Kröner, M. (2003): *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*. Dissertation, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München.
- Kröner, M., Sattelmayer, T., Fritz, J., Kiesewetter, F. und Hirsch, C. (2007): *Flame Propagation in Swirling Flows, Effect of Local Extinction on the Combustion Induced Vortex Breakdown*. Combustion Science and Technology, Bd. 179, S. 1385–1416.
- Kurosaka, M., Cain, C. B., Srigrarom, S., Wimer, J. D., Dabiri, D., Johnson, W. F., Hatcher, J. C., Thompson, B. R., Kikuchi, M., K. Hirano, T. Yugé und Honda, T. (2006): *Azimuthal vorticity gradient in the formative stages of vortex breakdown*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 569, S. 1–28.
- Lachaux, T., Halter, F., Chauveau, C., Gökalp und Shepherd, I.G. (2005): *Flame front analysis of high-pressure turbulent lean premixed methane-air flames*. Proceedings of the Combustion Institute, Bd. 30, S. 819–826.
- Law, C. K. und Sung, C.J. (2000): *Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 26, S. 459–505.
- Leibovich, Sidney (1983): *Vortex Stability and Breakdown: Survey and Extension*. AIAA Journal, Bd. 22, S. 1192–1206.
- Lightfoot, R. Byron Bird; Warren E. Steward; Edwin N. (1960): *Transport Phenomena (Wiley International Edition)*. John Wiley & Sons, New York.
- Lipp, Stefan (2011): *Numerische Simulation turbulenter reaktiver Strömungen mit einem hybriden CFD / transported PDF Modell*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Technische Thermodynamik.
- Maier, Georg (2000): *Gemischtaufbereitung bei der mageren Vormischverbrennung in Gasturbinen : Entwicklungspotential und Grenzen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Markstein, G. H. (1964): *Non-steady Flame Propagation*. AGARDograph, Bd. 75, S. 1–104.
- Melling, A. (1997): *Tracer Particles and Seeding for Particle Image Velocimetry*. Measurement Science and Technology, Bd. 8, S. 1406–1416.
- Meneveau, C. und Poinso, T. (1991): *Stretching and Quenching of Flamelets in Premixed Turbulent Combustion*. Combustion and Flame, Bd. 86, S. 311–332.
- Menon, Suresh und Kerstein, Alan R. (1992): *Stochastic simulation of the structure and propagation rate of turbulent premixed flames*. Symposium (International) on Combustion, Bd. 24, S. 443–450.
- Ömer L. Gülder (1991): *Turbulent premixed combustion modelling using fractal geometry*. Symposium (International) on Combustion, Bd. 23, S. 835–842.

- Möhlmann, G.R. (1985): *Formaldehyde Detection in Air by Laser-Induced Fluorescence*. Applied Spectroscopy, Bd. 39, S. 98–101.
- Müller, U. C., Bollig, M. und Peters, N. (1997): *Approximations for burning velocities and markstein numbers for lean hydrocarbon and methanol flames*. Combustion and Flame, Bd. 108, S. 349–356.
- Nestor, O. H. und Olsen, H. N. (1960): *Numerical Methods for Reducing Line and Surface Probe Data*. SIAM, Bd. Rev. 2-3, S. 200–207.
- Noble, D. R., Zhang, Q., Shareef, A., Tootle, J., Mayers, A. und Lieuwen, T. (2006): *syngas mixture composition effects upon flashback and blowout*. In: *Proceedings of GT2006 ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air*, S. 357–368. Barcelona.
- Nowak, F. und Sarpkaya, T. (2000): *Turbulent Vortex Breakdown at High Reynolds Numbers*. AIAA Journal, Bd. 38, S. 825–834.
- Peters, N. (1988): *Laminar flamelet concepts in turbulent combustion*. Symposium (International) on Combustion, Bd. 21, S. 1231–1250.
- Peters, N. (1999): *the turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 384, S. 107–132.
- Poinsot, T., Echekki, T. und Mungal, M. G. (1992): *A Study of the Laminar Flame Tip and Implications for Premixed Turbulent Combustion*. Combustion Science and Technology, Bd. 81, S. 45–73.
- Proudman, J. (1916): *On the motion of solids in a liquid possessing vorticity*. Proceedings of The Royal Society, Bd. 92, S. 408–424.
- Putnam, Abbott A. und Jensen, Randolph A. (1949): *Application of dimensionless numbers to flash-back and other combustion phenomena*. Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, Bd. 3, S. 89–98.
- Rusak, Z. und Lee, J. H. (2002): *The effect of compressibility on the critical swirl of vortex flows in a pipe*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 461, S. 301–319.
- Rusak, Z., Wang, S. und Whiting, C. H. (1998): *The evolution of a perturbed vortex in a pipe to axisymmetric vortex breakdown*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 366, S. 211–237.
- Rusak, Zvi, Kapila, A. K. und Choi, Jung J. (2002): *Effect of combustion on near-critical swirling flow*. Combustion Theory and Modelling, Bd. 6, S. 625 – 645.
- Sarpkaya, T. (1971): *On stationary and travelling vortex breakdown*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 45, S. 545–559.
- Sarpkaya, Turgut (1995): *Turbulent Vortex Breakdown*. Physics of Fluids, Bd. 7, S. 2301–2303.
- Savard, B., Bobbitt, B. und Blanquart, G. (2015): *Structure of a high Karlovitz  $n$ -C7H16 premixed turbulent flame*. Proceedings of the Combustion Institute, Bd. 35, S. 1377–1384.

- Schäfer, Olaf (2005): *Experimentelle und numerische Analyse des Flammenrückschlags bei der mageren Vormischverbrennung*. Dissertation, Department of Mechanical Engineering University Karlsruhe.
- Soika, A., Dinkelacker, F. und Leipertz, A. (2003): *Pressure influence on the flame front curvature of turbulent premixed flames: comparison between experiment and theory*. Combustion and Flame, Bd. 132, S. 451–462.
- Squire, H. B. (1960): *Analysis of the vortex breakdown phenomenon, Part I*. Imperial College of Science and Technology Aeronautics Department Report, Bd. 102.
- Stöhr, Michael, Boxx, Isaac, Carter, Campbell D. und Meier, Wolfgang (2012): *Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor*. Combustion and Flame, Bd. 159, S. 2636–2649.
- Syred, Nicholas (2006): *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*. Progress in Energy and Combustion Science, Bd. 32, S. 93–161.
- Syred, N. und Beer, J.M. (1974): *Combustion in Swirling Flows: A Review*. Combustion and Flame, Bd. 23, S. 143–201.
- Tangermann, Eike und Pfitzner, Michael (2009): *Evaluation of combustion models for combustion-induced vortex breakdown*. Journal of Turbulence, Bd. 10, S. 1–21.
- Taylor, G. I. (1922): *The motion of a sphere in a rotating liquid*. Proceedings of The Royal Society, Bd. 102, S. 180–189.
- Truckenbrodt, Erich (1996): *Fluidmechanik, Band 1: Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.
- Umemura, A. und Thomita, K. (2001): *rapid flame propagation in a vortex tube in perspective of vortex breakdown phenomena*. Combustion and Flame, Bd. 125, S. 820–838.
- Voigt, Torsten (2009): *Simulation of Vorticity Driven Flame Instability Using a Flame Surface Density Approach Including Markstein Number Effects*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, GT2009-59331*, S. 255–264. Orlando.
- Voigt, Torsten (2013): *Numerische Simulation aerodynamisch getriebener Flammeninstabilitäten*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik.
- Wang, S. und Rusak, Z. (1997a): *The dynamics of a swirling flow in a pipe and transition to axisymmetric vortex breakdown*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 340, S. 177–223.
- Wang, S. und Rusak, Z. (1997b): *The effect of slight viscosity on a near-critical swirling flow in a pipe*. Physics of Fluids, Bd. 9, S. 1914–1927.
- Weiß, M., Zarzalis, N. und Suntz, R. (2008): *Experimental study of Markstein number effects on laminar flamelet velocity in turbulent premixed flames*. Combustion and Flame, Bd. 154, S. 671–691.

## Betreute Abschlussarbeiten

- Fink, Verena (2012): *Untersuchung der Eignung verschiedener optischer Messtechniken zur Detektion der Reaktionsfront in turbulenten Drallflammen*. Bachelorarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie.
- Kraft, Fabian (2012): *Auslegung und Inbetriebnahme der Vorverdunstungsstrecke eines Drallbrennerprüfstandes für Flüssigkraftstoffe*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie.
- Lepper, Robert (2011): *Untersuchung des Einflusses von Drallzahl, Reynoldszahl und Baugröße auf die Drallströmung eines generischen Gasturbinenbrenners*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie.
- Rakotoalimanana, Darwin (2012): *Large Eddy Simulation in OpenFOAM of a Quasi-Stationary Swirl Stabilised Flame*. Masterarbeit, Engler-Bunge-Institut Bereich Verbrennungstechnik, Karlsruher Institut für Technologie.
- Reich, Tristan (2009): *Aufbau einer computergesteuerten 3D Traverse zum Bewegen einer verbrennungstechnischen Versuchsanlage*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Strohhäker, Ralph (2010): *CFD-Studie zur Abhängigkeit des Wirbelaufplatzens in Vormischbrennern von Wirbelform und Versperrung des Brennkammereintritts*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie.



# Anhang

## A.1 Historischer Hintergrund

Seit rund 250 000 Jahren nutzt der Mensch eigenmächtig das Feuer, um bei Bedarf Wärme zu gewinnen, aber erst seit 300 Jahren<sup>1</sup> weiß der Mensch Verbrennungswärme in mechanische Energie zu wandeln und diese zum Antrieb von Maschinen zu nutzen. Dieses Wissen war eine der Grundvoraussetzungen für die Industrielle Revolution, durch welche vor 150 Jahren eine rasante Entwicklung zu einer hochtechnisierten Gesellschaft einsetzte. Dabei ist die Weltbevölkerung um Faktor 7, der Primärenergieverbrauch pro Kopf um Faktor 6 angewachsen. Heute bevölkern über 7 Milliarden Menschen die Erde und verbrauchen dabei pro Kopf und Jahr eine Energiemenge, die dem Energiegehalt von 1,736 Tonnen Rohöl entspricht. In den OECD-Staaten sind es 4,276 Tonnen Rohöleinheiten, die pro Kopf und Jahr unter anderem zur Versorgung mit Lebensmitteln, Gütern, Wärme, Strom und für Transportzwecke verbraucht werden<sup>2</sup>. Der Weltenergiebedarf wird in Zukunft weiterhin massiv steigen. Im Gegensatz zu den OECD-Staaten, in welchen der Energiebedarf nur um 0,3% wächst, steigt der Energiebedarf der Entwicklungsländer, in welchen 82% der Weltbevölkerung lebt, pro Jahr um 3%. Dieser Energiebedarf wird zu über 80% durch fossile Brennstoffe gedeckt<sup>3</sup>. Damit stehen dem ansteigenden Energiebedarf der Welt die weltweite Verknappung der fossilen Brennstoffe und die zunehmende Belastung der Umwelt durch Verbrennungsemissionen entgegen. Entsprechend haben sich die realen Energiekosten innerhalb der letzten 20 Jahre verdoppelt. In den Industrienationen steigen die Energiekosten zusätzlich durch die Maßnahmen zur Eindämmung der Umweltbelastung durch Verbrennungsemissionen, insbesondere der Stickoxid- und der CO<sub>2</sub>-Emissionen. Es stellt sich die Frage, wie in Zukunft der Energiebedarf der Welt gedeckt und die Energiekosten im Rahmen gehalten werden können und welche Anforderungen sich daraus für die Energietechnik ergeben.

Um den enormen weltweiten Verbrauch fossiler Brennstoffe und die damit verbundenen Verbrennungsemissionen in Zukunft zu senken, haben inzwischen die große Mehrheit der Staaten im Rahmen des Kyoto-Protokolls und des Übereinkommens von Paris zugesagt, ihren Primärenergiebedarf zu reduzieren beziehungsweise diesen zunehmend aus regenerativen Quellen zu decken. In der Europäischen Union wurde 2004 der Emissions-Zertifikatehandel für CO<sub>2</sub> und andere Stoffe in Gang gesetzt, mit dem primären Ziel bis 2020 die jährlichen CO<sub>2</sub>-Emissionen gegenüber dem Jahr 1997 um 20% zu senken. Zudem hat die Bundesregierung 2010 das *Energiekonzept 2050* beschlossen. Demnach soll bis zum Jahr 2050 der jährliche Energieverbrauch in Deutschland auf die Hälfte des Wertes von 2008 sinken und statt derzeit zu 80% nur noch zu 40% durch fossile Energiequellen gedeckt werden. Die restlichen 60% der Energie sollen rein regenerativ gewonnen werden, 30% davon aus Biomasse. Angefacht von diesem Ausbau der regenerativen Energieversorgung werden in der Energietechnik zwei Entwicklungen stattfinden. Erstens wird der Anteil volatiler Solar- und Windenergieversorgung steigen und damit der Bedarf deren Schwankungen auszugleichen. Zweitens wird der Bedarf an Energiewandlungsmaschinen zunehmen, die mit den vielfältigen, regenerativ erzeugten Brennstoffen wie Wasserstoff, hoch- und niederkalorischen Bio- und Synthese-Gasen, sowie Bio-Kraftstoffen betrieben werden können. Die einzige Maschine, welche beide Anforderungen nicht nur im Kleinkraftwerks- sondern auch im Großkraftwerksbereich erfüllen kann, ist die Gasturbine.

---

<sup>1</sup>1712: Thomas Newcoman konstruiert die erste verwendbare Dampfmaschine

<sup>2</sup>Das entspricht dem 80-Fachen der Energiemenge, die ein Mensch pro Jahr durch Nahrung aufnimmt.

<sup>3</sup>Quellen: IEA World Energy Outlook 2020, BP Statistical Review of World Energy 2021

## A.2 Erläuterungen zur Flammenstreckung

In diesem Abschnitt wird ergänzend zu Ausführungen zum Einfluss der Turbulenz auf die lokalen Eigenschaften der Flammenfront in Abschnitt 2.2 erläutert, wie durch Streckung der Flammenoberfläche eine Änderung der Energieströme innerhalb der Flammenfront entsteht. Zur Veranschaulichung dient Abbildung A.1. Darin ist links eine turbulent deformierte Flammenfront in rot dargestellt, sowie die Vektoren  $\vec{x}_f$ ,  $\vec{u}$  und  $\vec{n}_f$  aus Gleichung (2.5). Die Streckung ergibt sich gemäß Gleichung (2.5) bei divergenten oder konvergenten Stromflächen und bei der Ausbreitung einer gekrümmten Flammenfront. Diese beiden Fälle sind in Abbildung A.1 links mit A und B bezeichnet und jeweils mittig und rechts in der Abbildung für ein infinitesimales Volumenelement der Flammenfront dargestellt. Das Volumenelement wird stromauf und stromab von

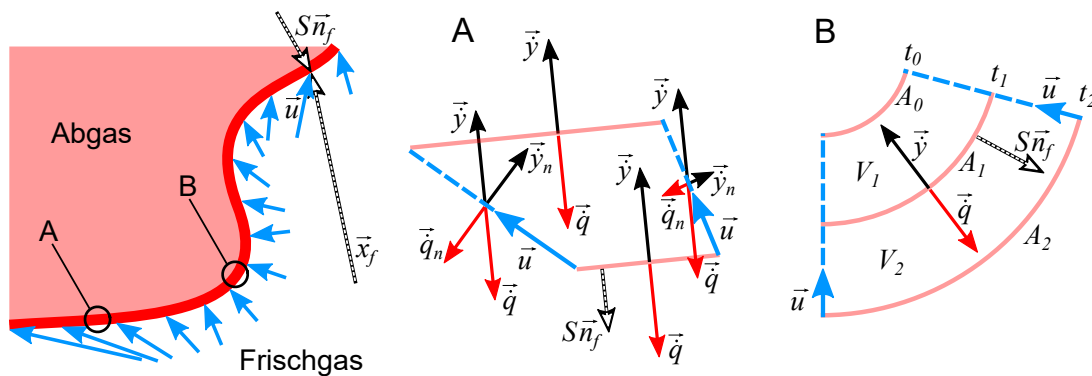


Abbildung A.1: Turbulente Deformation der Flammenfront; links: Anordnung von Ortsvektor  $\vec{x}$ , Geschwindigkeitsvektor  $\vec{u}$  und Normalenvektor  $\vec{n}_f$  an der Flammenfront; mittig: Diffusionsströme bei divergenter Strömung (Fall A); rechts: Diffusionsströme bei Ausbreitung einer gekrümmten Flammenfront (Fall B)

zwei exemplarischen Temperatur-Isoflächen begrenzt, die als hellrote Linien gekennzeichnet sind. Die Volumenelemente werden seitlich von Stromflächen begrenzt, dargestellt als gestrichelte blaue Linien. Die Wärme- und Stoffströme  $\vec{q}$  beziehungsweise  $\vec{y}$  sind parallel zu den Temperatur- und Konzentrationsgradienten ausgerichtet, die wiederum normal zu den Temperatur-Isoflächen ausgerichtet sind.

Im Fall A wird eine stationäre laminare Flammenfront im lokalen Gleichgewicht mit einem divergenten Strömungsfeld betrachtet. Auf Grund der Neigung der Stromflächen zur Flammenfront tritt ein Wärmestrom  $\vec{q}_n$  und ein Stoffstrom  $\vec{y}_n$  quer zu den Stromflächen auf. Auf Grund der Divergenz der Stromflächen sind die Wärmeströme am linken und rechten Rand des Volumenelementes nicht gleich groß. Dies gilt auch für die Stoffströme. Unter diesen Umständen unterscheidet sich die Energiebilanz des Flammenelementes von der Energiebilanz eines ungestreckten Flammenelementes, wenn auch die mit den Wärme- und die mit den Stoffströmen verbundenen Energieströme<sup>4</sup> ungleich sind. Ein Ungleichgewicht liegt dann vor, wenn die Diffusionskoeffizienten von Wärme und Stoff unterschiedlich sind. Überwiegt beispielsweise der stromauf gerichtete Energiestrom durch Wärmediffusion, so erfährt das Flammenelement bei divergenten Stromflächen einen Energieverlust. Dieser resultiert in einer Reduktion der Flammentemperatur  $T_b$  und der lokalen, laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_l$  unter die Werte  $T_{b,0}$  und

<sup>4</sup>Der stoffliche Energiestrom ergibt sich bei mageren Flammen vor allem durch den Diffusionsstrom des Brennstoffs und dessen Bindungsenergie.

$S_{l,0}$  der ungestörten, laminaren Flamme. Überwiegt der stromabgerichtete Energiestrom durch Brennstoffdiffusion, so sind  $T_b$  und  $S_l$  lokal erhöht.

Fall B stellt die Ausbreitung einer zum Frischgas konvex gekrümmten Flammenfront dar, wobei die Temperatur- und Konzentrationsgradienten parallel zu den Stromflächen ausgerichtet sind. Somit treten keine Energieströme über die Stromflächen. Außerdem sei lokale Brenngeschwindigkeit  $S$  größer als der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit  $\vec{u}$ . Daher breitet sich die Flammenfront lokal mit der Geschwindigkeit  $S\vec{n}_f - \vec{u}$  aus. Betrachtet wird die zeitliche Entwicklung eines Flammenelementes zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  mit dem zugehörigen Elementvolumen  $V_1$  und  $V_2$ . Die das Flammenelement stromauf und stromab begrenzenden Temperatur-Isoflächen -  $A_0$  und  $A_1$  für  $t_1$  sowie  $A_1$  und  $A_2$  für  $t_2$  - sind als hellrote Linien dargestellt. Auf Grund der Krümmung nimmt der Betrag der Temperatur-Isoflächen und Volumen des Flammenelementes während der Ausbreitung der Flamme zu - es ist  $A_0 < A_1 < A_2$  und  $V_1 < V_2$ . Mit dem Volumen steigt auch die vom Flammenelement erfasste Masse. Die von stromauf hinzukommende Masse nimmt einen Teil des stromauf gerichteten Wärmestroms auf und führt dadurch zu einer Verringerung der Wärmeenergiedichte innerhalb des Flammenelementes. Andererseits liefert die hinzukommende Masse einen zusätzlichen Brennstoffstrom in das Flammenelement, der die Bindungsenergiedichte innerhalb des Flammenelementes erhöht. Wie in Fall A hängt die Energiebilanz des Flammenelementes vom Verhältnis der Diffusionsgeschwindigkeitskoeffizienten für Wärme und Brennstoff<sup>5</sup> ab. Überwiegt die Wärmeleitung, so erfährt das Flammenelement in der dargestellten Situation einen Energieverlust und damit eine Reduktion von  $T_b$  und  $S_l$ . Bemerkenswert ist zudem, dass der erläuterte Krümmungseffekt nur zu beobachten ist, wenn eine Änderungsrate der Flammenoberfläche vorliegt. Bei einer rein gekrümmten aber zugleich auch stationären Flammenfront tritt keine Störung der Energiebilanz auf, da der durch das Flammenelement umgesetzte Massenstrom konstant ist. Selbst bei ungleicher Diffusionsgeschwindigkeit von Wärme und Brennstoff ist allein durch Krümmung<sup>6</sup> keine Änderung der Energiebilanz über die Flammenfront möglich.

### A.3 Erläuterungen zur turbulenten Brenngeschwindigkeit

Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 2.1 wird von einer lokal laminaren Flamme mit der Dicke  $\delta_l$  ausgegangen, welche sich normal zu ihrer Oberfläche relativ zum Frischgas mit der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_l$  ausbreitet. Durch die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wird die Oberfläche der Flamme ständig deformiert und dabei gekrümmt und vergrößert. Diese sogenannte Flammenstreckung bewirkt eine Störung des Diffusionsgleichgewichts von Wärme und Reaktanden, die sich in einem Anstieg oder einem Abfall der lokalen Flammentemperatur  $T_b$  und  $S_l$  äußert. In stationären turbulenten Flammen im Flamelet-Regime steht die turbulenzbedingte Produktion von Flammenoberfläche im Mittel mit der Destruktion von Flammenoberfläche durch die laminare Flammenausbreitung im Gleichgewicht. Makroskopisch betrachtet, ist die Flamme turbulent verdickt, mit der Dicke  $\delta_t$ , und breitet sich normal zu ihrer Oberfläche relativ zum Frischgas mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit  $S_t$  aus. Im Flamelet-Regime ist folglich die turbulente Brenngeschwindigkeit das makroskopische Maß, das

<sup>5</sup>Dies gilt für magere Flammen. Bestimmend ist die für die zur Freisetzung der Bindungsenergie defizitäre Spezies. Bei Brennstoffüberschuss beziehungsweise Sauerstoffmangel wird die Energiebilanz von der Diffusionsgeschwindigkeit des Sauerstoffs bestimmt.

<sup>6</sup>Bei reiner Krümmung sind die Diffusionsströme parallel zu den Stromlinien ausgerichtet, weshalb es auf einer Stromlinie zu keiner Änderung der Energiebilanz kommen kann.

bestimmt wo sich die Flamme im Strömungsfeld stabilisiert.

Die weitere Erläuterung folgt der Darstellung in Abbildung 2.2. Aufgrund der Abhängigkeit der laminaren und der turbulenten Brenngeschwindigkeit von den lokalen Strömungsbedingungen, werden im Weiteren die zeitlichen und räumlichen Mittelwerte  $\bar{S}_t$  und  $\bar{S}_l$  verwendet.  $\bar{S}_t$  steigt mit  $\bar{A}_l$ , dem zeitlichen Mittelwert der Oberfläche der turbulent verformten laminaren Flamme. Diese Oberfläche steigt sowohl mit  $u'$  als auch mit  $l_t$ . Bei fester Geometrie stellt  $l_t$  keinen Freiheitsgrad dar, wohingegen  $u'$  mit der Reynolds-Zahl ansteigt. Der Anstieg von  $S_t$  mit  $u'$  beruht auf zwei Effekten. Erstens steigt mit  $u'$  die Wachstumsrate der Flammenoberfläche. Zweitens sinkt das Kolmogorov-Längenmaß  $l_k$  mit steigendem  $u'$ . In Folge erweitert sich das Spektrum der Wirbelgrößen hin zu kleineren Wirbeln, welche die laminare Flammenfront zusätzlich auffalten. Das Gleichgewicht mit der Destruktionsrate von Oberfläche durch die laminare Flammenausbreitung liegt dann bei einem größeren Wert von  $A_l$ . Für den Anstieg von  $S_t$  mit  $\bar{A}_l$  gilt im Flamelet-Regime entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 2.1 der Ansatz von Damköhler (1940) Gleichung (A.1), wobei  $A_t$  die Oberfläche der mittleren Flammenfront darstellt.

$$\bar{S}_t = \bar{S}_l \frac{\bar{A}_l}{A_t} \quad (\text{A.1})$$

Der Anstieg von  $S_t$  mit  $u'$  wird durch zwei Mechanismen begrenzt. Erstens sind Wirbel kleiner als die sogenannte Gibon-Skala<sup>7</sup>  $l_g$  nicht mehr in der Lage sind die Flammenfront aufzufalten (Menon und Kerstein (1992), Ömer L. Gülder (1991), Peters (1988)). Zweitens kommt es bei Zunahme der turbulenten Streckung der laminaren Flammenoberfläche über ein kritisches Maß zu lokalem Verlöschen der laminaren Flammenfront, was ebenfalls das Anwachsen von  $S_t$  mit der Turbulenzintensität dämpft.

#### A.4 Erläuterung zum Einfluss der Strömungsbedingungen auf das Regime und die Geschwindigkeit turbulenter Verbrennung

In diesem Abschnitt wird die Verwendung dimensionsloser Größen zur Charakterisierung des Verbrennungsregimes anhand des sogenannten *Borghi*-Diagramms erläutert. In Abschnitt 2.2 wurden bereits die Skalenverhältnisse  $Ka_t = \tau_{c,f,0}/\tau_k$ ,  $u_{rms}/S_{l,0}$  und  $L_t/\delta l,0$  als geeignete Größen zur Charakterisierung turbulenter Verbrennung angeführt. Hierzu sind ebenfalls die turbulente Damköhler-Zahl und die turbulente Reynolds-Zahl zu zählen:

$$Da_t = \frac{\tau_t}{\tau_{c,f,0}} \quad \text{mit} \quad \tau_t = \frac{L_t}{u_{rms}} \quad (\text{A.2})$$

$$Re_t = \frac{u_{rms} L_t}{\nu} \quad (\text{A.3})$$

Im Unterschied zu  $Ka_t$ , die als Verhältnis von  $\tau_{c,f,0}$  zum Strömungszeitmaß der kleinsten Turbulenzwirbel - dem Kolmogorov-Zeitmaß  $\tau_k$  - gebildet wird, ist  $Da_t$  das Verhältnis aus dem Strömungszeitmaß der energietragenden Turbulenzwirbel - dem integralen turbulenten Zeitmaß  $\tau_t$  - zu  $\tau_{c,f,0}$ . Mit  $Re_t$  kann das Verhältnis der turbulenten und diffusiven Transportraten - insbesondere die turbulente Impulstransportrate im Verhältnis zur Dissipationsrate - abgeschätzt

<sup>7</sup>Das Gibon-Längenmaß entspricht der Größe der Wirbel in der Turbulenzkaskade, deren Rotationsgeschwindigkeit gleich der laminaren Brenngeschwindigkeit  $S_l$  ist.

werden. In Abbildung A.2 sind die Linien konstanter Skalenverhältnisse für  $Re_t = 1$ ,  $Da_t = 1$  und  $Ka_t = 1$  im Borghi-Diagramm eingetragen. Darin stellt das Längenmaßverhältnis  $L_t/\delta_{l,0}$  die Abszisse und das Geschwindigkeitsverhältnis  $u_{rms}/S_{l,0}$  die Ordinate dar. Es werden fünf

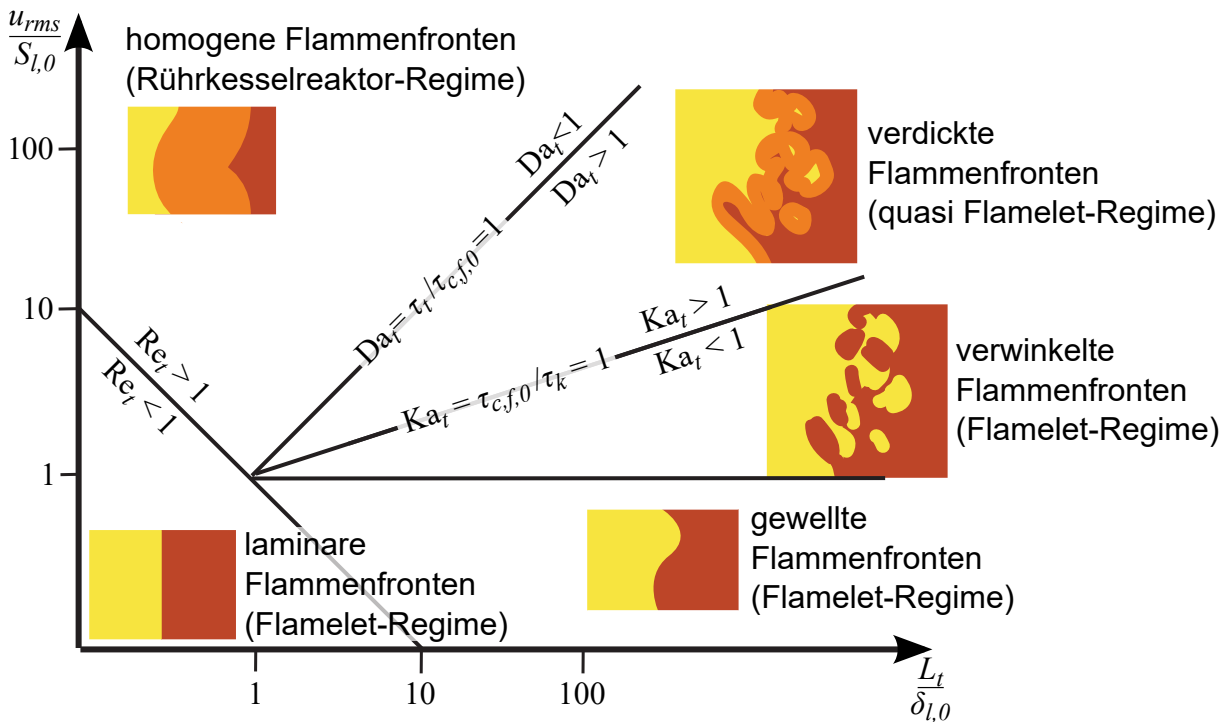


Abbildung A.2: Borghi-Diagramm: Verbrennungsregime als Funktion der charakteristischen Skalenverhältnisse  $u_{rms}/S_{l,0}$  und  $L_t/\delta_{l,0}$

Bereiche unterschieden:

1. Der Bereich der laminaren Flammenfronten: Hier ist  $Re_t < 1$ . Die Turbulenten Fluktuationen sind entweder zu langsam oder zu klein und von zu kurzer Lebensdauer, um die laminare Flamme makroskopisch oder mikroskopisch - innerhalb der Flammenfront - zu beeinflussen. Verbrennung in diesem Bereich zählt phänomenologisch zum Flamelet-Regime.
2. Der Bereich der gewellten Flammenfronten: Hier ist  $Re_t > 1$  und  $u_{rms}/S_{l,0} < 1$ . Die räumliche Ausdehnung und die Lebensdauer der Fluktuationen ist ausreichend, um eine räumlich inhomogene Verschiebung der Flammenfront zu verursachen, die eine Wellung der Flammenfront zur Folge haben. Da die turbulente Fluidbewegung langsamer als die Flammenausbreitung ist, tritt jedoch kein Ausbeulen oder Einrollen der Flammenfront auf. Verbrennung in diesem Bereich zählt phänomenologisch zum Flamelet-Regime.
3. Der Bereich der verwickelten Flammenfronten: Hier ist  $u_{rms}/S_{l,0} > 1$  und  $Ka_t < 1$ . Die Geschwindigkeit der turbulenten Fluidbewegung ist größer als die Brenngeschwindigkeit. Daher kommt es zum Einrollen der Flammenfront und im Zuge der weiteren Flammenausbreitung zur Bildung von Frischgas- und Abgasinseln. Die Mikroskalen der Turbulenz sind jedoch nicht in der Lage die innere Struktur der Flamme zu beeinflussen. Verbrennung in diesem Bereich zählt phänomenologisch zum Flamelet-Regime.

4. Der Bereich der verdickten Flammenfronten: Hier ist  $Ka_t > 1$  und  $Da_t > 1$ . Die Geschwindigkeit der turbulenten Fluktuation ist nun auch bei den kleinsten Skalen der Turbulenz ausreichend groß, um eine turbulente Vermischung innerhalb der Flammenfront zu verursachen, die eine Verdickung der Flammenfront zur Folge hat. Die turbulente Mischung ist jedoch noch nicht ausreichend, um eine räumliche Homogenisierung im Skalenbereich  $l > L_t$  zu bewirken. Verbrennung in diesem Bereich fällt phänomenologisch in den Übergangsbereich zwischen Flamelet-Regime und Rührkesselreaktor-Regime.
5. Der Bereich der homogenen Flammenfronten: Hier ist  $Re_t > 1$  und  $Da_t < 1$ . Nun ist nicht nur das Zeitmaß der kleinsten Turbulenzwirbel, sondern auch das Zeitmaß der energietragenden turbulenten Wirbel kleiner als das chemische Zeitmaß der Flamme. Unter diesen Bedingungen findet eine komplette Auflösung aller räumlicher Temperatur- und Konzentrationsgradienten statt. Dieser Bereich wird auch als Rührkesselreaktor-Regime bezeichnet.

Eine Vielzahl technischer Verbrennungsprozesse, wie beispielsweise innermotorische Verbrennung, Gasturbinen- und Kesselfeuerung können der Gesamtheit der Bereiche der verdickten und der verwinkelten Flammenfronten zugeordnet werden. Jedoch liegt dann in der Praxis auch bei  $Ka_t > 1$  in der Regel keine wesentliche Verdickung der Flammenfront durch turbulente Mischung im Bereich  $l_t < \delta_{l,0}$  vor. Im Folgenden wird für das Flamelet- und das Rührkesselreaktor-Regime der Einfluss der Strömungsbedingungen auf die Brenngeschwindigkeit beziehungsweise die Reaktionsgeschwindigkeit ausführlicher diskutiert.

Als Strömungsbedingungen werden einerseits die Turbulenzgrößen  $u_{rms}$  und  $L_t$  und andererseits die von Äquivalenzverhältnis, Frischgastemperatur und Druck abhängigen, brennstoffspezifischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Brenngeschwindigkeit  $S_{l,0}$  und die Dicke  $\delta_{l,0}$  der ungestörten laminaren Flammenfront unterschieden.

- **Flamelet-Regime:** Charakteristisch für dieses Regime ist, dass der Flamme lokal eine Geschwindigkeit und eine Dicke zugeordnet werden kann. Dabei kann die turbulente Vormischflamme entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 2.1 makroskopisch und im zeitlichen Mittel als turbulente Flammenfront, beispielsweise definiert durch die Isofläche des Reaktionsfortschritts  $c$ , mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit  $S_t$  und der turbulenten Flammenfrontdicke  $\delta_t$  betrachtet werden. Instantan betrachtet liegt die turbulente Vormischflamme in Form einer lokal laminaren Flammenfront vor, die aber aufgrund der Turbulenz gewellt und gefaltet ist. Wie bereits in Abschnitt 2.2 erläutert führt die damit verbundene Streckung dazu, dass die lokale Brenngeschwindigkeit  $S_l$  und Dicke  $\delta_l$  der deformierten Flammenfront von den Werten für  $S_{l,0}$  und  $\delta_{l,0}$  der ungestörten Flamme abweichen.

Die turbulente Brenngeschwindigkeit  $S_t$  ist daher auf zweierlei Art von den charakteristischen Turbulenzgrößen  $u_{rms}$  und  $L_t$  abhängig. Einmal direkt durch die turbulenzbedingte Vergrößerung der Flammenoberfläche und den turbulenzbedingten Transport und einmal indirekt durch den Einfluss turbulenter Streckung auf die Brenngeschwindigkeit und die Dicke der laminaren Flamme. Da  $S_t$  mit  $S_l$  steigt, führt eine Erhöhung von  $S_{l,0}$  zu einer Annäherung an die Stabilitätsgrenze. Für magere Gemische steigt  $S_{l,0}$  mit dem Äquivalenzverhältnis  $\Phi$  und der Frischgastemperatur und nimmt mit zunehmendem Druck ab. Die

Temperatur- und Druckabhängigkeit von  $S_{l,0}$  wird anhand Gleichung (A.4) deutlich.

$$S_{l,0} \sim \frac{a}{\delta_l} \sim \sqrt{\frac{a}{\tau_c}}, \quad \text{wobei} \quad a \sim T^m p^{-1}, \quad m \geq 1, \quad \tau_c \sim e^{\frac{E_a}{RT}} p^{n-1}. \quad (\text{A.4})$$

Der Druckeinfluss auf  $S_{l,0}$  ist von der Reaktionsordnung  $n$  abhängig. Für uni-, bi- und trimolekulare Elementarreaktionen ist  $n$  gleich 1, 2 beziehungsweise 3. Für Globalreaktionen von Brennstoffen wie Wasserstoff, Methan oder Propan ist  $n \approx 1,4$ ,  $n \approx 1,6$  beziehungsweise  $n \approx 1,85$ , was zu einem mäßigen bis leichten Abfall von  $S_{l,0}$  mit  $p$  führt (J. Göttgens und Peters (1992), Müller et al. (1997)). Im Gegensatz dazu steigt  $S_t$  mit dem Druck. Beispielsweise wurde in den Untersuchungen von Kobayashi et al. (2005)  $S_t \sim p^{0,38}$  festgestellt. Ursache für den Anstieg von  $S_t$  mit dem Druck ist die starke Zunahme der Auffaltung der Flammenfront, welche hauptsächlich<sup>8</sup> bedingt ist durch den Anstieg der Turbulenz-Reynolds-Zahl  $Re_t$  und die Verringerung der Flammendicke  $\delta_l$  (Chiu et al. (2012), Lachaux et al. (2005)).

- **Rührkesselreaktor-Regime:** Im Rührkesselreaktor-Regime laufen turbulente Transportprozesse wesentlich schneller ab als chemische Reaktionsprozesse, wodurch überall im Reaktor die gleiche Zusammensetzung vorliegt. Die Flamme stellt eine 0-dimensionale, beziehungsweise volumetrische Reaktion ohne räumliche Gradienten dar. Folglich kann der Flamme keine Dicke oder Geschwindigkeit mehr zugeordnet werden. Der Reaktionsumsatz steht im Gleichgewicht mit den Frischgas- und Abgasströmen über die Reaktorgrenzen. Charakteristische Größen für den Reaktor ist der erreichte Ausbrand  $(T_{psr} - T_0)/(T_b - T_0)$  und die Verlöschgrenze des Reaktors. Diese ist die Mindestaufenthaltszeit  $\tau_{c,psr,min}$  unter der die Reaktion im Reaktor zum Erliegen kommt. Für  $\tau_{psr}$  gilt näherungsweise der gleiche Zusammenhang wie für  $\tau_c$  gemäß Gleichung (A.4). Folglich erhöht sich in diesem Regime die Reaktionsgeschwindigkeit mit Zunahme von Druck und Temperatur.

## A.5 Gegenüberstellung gemittelter und instantaner Betrachtung einer Drallflamme

In Abbildung A.3 ist das zeitlich gemittelte Erscheinungsbild einer frei brennenden Drallflamme auf eine Lichtbildaufnahme dem instantanen Erscheinungsbild auf einer Chemilumineszenz-Aufnahme gegenübergestellt, wobei Stromlinien und Wirbel durch Pfeile angedeutet sind. Des Weiteren ist die Struktur des Spiralwirbels der inneren Rezirkulationszone der Drallflamme schematisch dargestellt. Der Spiralwirbel startet am Staupunkt der inneren Rezirkulationszone in axialer Richtung, knickt in Umfangsrichtung ab und windet sich um die Rotationsachse der Strömung. In den Querschnittsdarstellungen der Drallflamme tritt der Spiralwirbel durch gegenläufige und in axialer Richtung versetzte Paare von Strömungswirbeln links und rechts der Rotationsachse in Erscheinung.

<sup>8</sup>Der Auffaltungsgrad steigt außerdem durch verstärkt auftretende Darrieus-Landauer-Instabilitäten aufgrund abnehmender Flammendicke und abnehmender Markstein-Zahl (Kobayashi et al. (2002), Soika et al. (2003)).

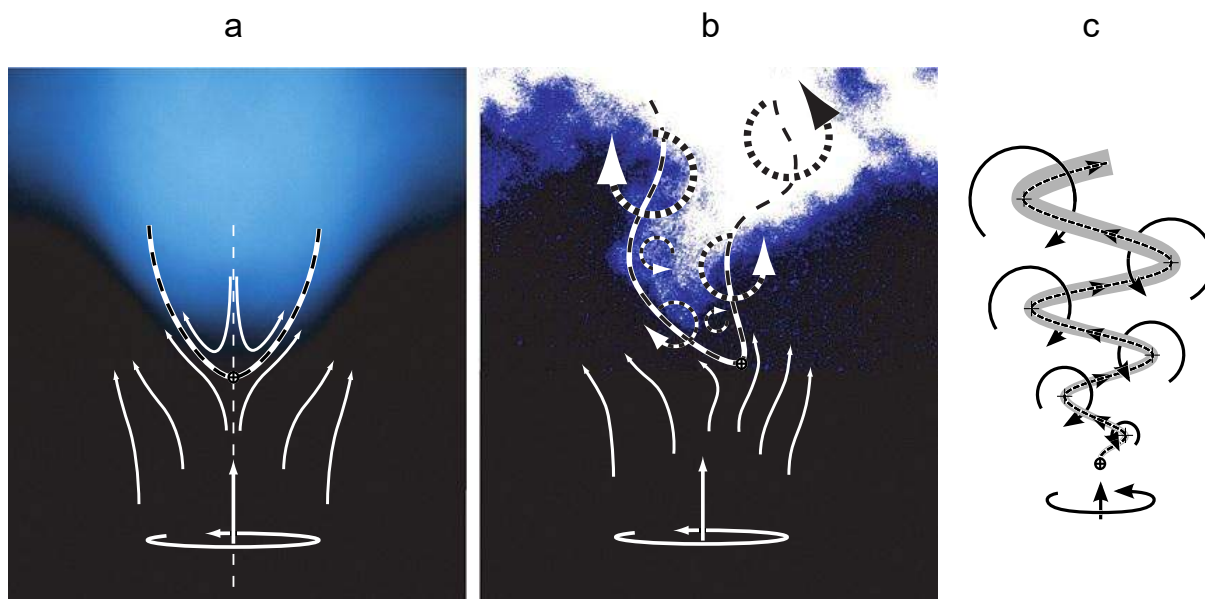


Abbildung A.3: Frei brennende, drallstabilisierte Vormischflamme zeitgemittelt (a) und instantan (b); schematische Darstellung des zugehörigen Spiralwirbelsystems (c)

## A.6 Erläuterung zum Auftreten negativer Brenngeschwindigkeiten in hoch-turbulenten Rezirkulationszonen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden in der untersuchten Drallströmung unter bestimmten Betriebsbedingungen innerhalb der Rezirkulationszone negative Brenngeschwindigkeiten bestimmt, welche die Vermutung zulassen, dass die Flamme in diesem Bereich vollständig verlöscht. Anhand der in Abschnitt 5.3.4 beschriebenen Chemilumineszenz der Flamme wird innerhalb der Rezirkulationszone jedoch eine intensive Verbrennungsreaktion erkennbar. Die Beobachtung negativer Brenngeschwindigkeiten ist demnach durchaus mit der Existenz einer Flamme mit aktiver Reaktionszone vereinbar. Erklärt werden kann dies zum einen durch den radialen Fluid-Austausch über den Rand der Rezirkulationszone und zum anderen durch turbulente Verdickung und lokales Verlöschen der Reaktionszone.

Der radiale Fluid-Austausch über den Rand der Rezirkulationszone ergibt sich durch statistischen, turbulenten Transport, sowie durch den makroskopischen Fluidtransport durch das am Rand der Rezirkulationszone auftretende Spiralwirbelsystem. Ausschlaggebend für das Auftreten negativer Brenngeschwindigkeiten ist der in Abbildung A.4 beispielhaft für das Spiralwirbelsystem dargestellte Zusammenhang. Betrachtet werden die Zeitpunkte am Anfang, in der Mitte und am Ende einer vollen Umdrehung des Spiralwirbels um die Rotationsachse der Strömung. Die Wirbelbewegung im Axialschnitt des Spiralwirbelsystems ist durch kreisförmige Pfeile dargestellt. Es wird deutlich, dass das Heißgas innerhalb der Rezirkulationszone durch die Wirbel tendenziell aus der Rezirkulationszone in die umgebende Scherzone transportiert wird, wohingegen das Frischgas aus der Scherzone tendenziell ins Innere der Rezirkulationszone transportiert wird. Bedingt durch die Tatsache, dass im axialen Aufenthaltsbereich der Flamme die Auftretenswahrscheinlichkeit für Frischgas außerhalb der Rezirkulationszone deutlich größer ist als innerhalb der Rezirkulationszone und für Heißgas die entsprechende Gegenwahrscheinlichkeit gilt, ergibt sich folglich bei Fluidaustausch über den Rand der Rezirkulationszone ein Nettotransport von Frischgas in die Rezirkulationszone und von Heißgas aus der Rezirkulationszone. Die Stromaupropagation der



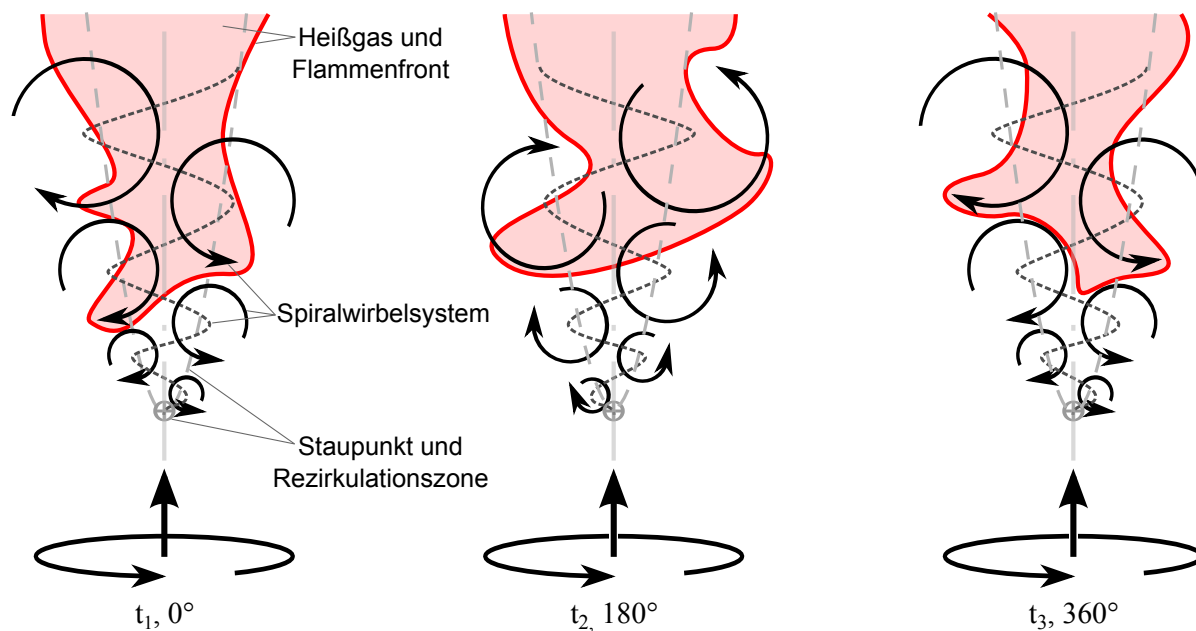


Abbildung A.4: Flammenausbreitung innerhalb der Rezirkulationszone einer Drallflamme - Einfluss des axialen und radialen Fluidtransports des Spiralwirbelsystems

Flamme innerhalb der Rezirkulationszone kann daher unterbunden werden, sofern die radiale Transportrate größer ist, als die Umsatzrate der Flammenfront. Obwohl die Umsatzrate und somit die Brenngeschwindigkeit der Flamme nach wie vor positiv ist, stabilisiert sich die Flammenfront im zeitlichen Mittel dann in einem Bereich, in dem das Fluid im Mittel von der Heißgasseite der Flamme in Richtung Frischgasseite der Flamme strömt.

Der beschriebene Mechanismus kann bei hohen turbulenten Streckungsraten durch turbulente Verdickung und lokales Verlöschen der Flamme noch weiter verstärkt werden. Zur Erläuterung wird die in Abbildung A.4 vorgestellte Darstellung in Abbildung A.5 auf hoch turbulente Strömungsbedingungen übertragen. Dargestellt ist die Spitze und die innere Flanke einer stark verdickten Flammenfront, in der linken Hälfte für einen exemplarischen instantanen Zeitpunkt und in der rechten Hälfte im zeitlichen Mittel. Zunächst werden anhand der instantanen Flammenfront zwei Stufen der turbulenten Verdickung deutlich. Die erste Stufe ist die turbulenzbedingte *Faltung* einer lokal dünnen und laminaren Flammenfront für  $Ka < 1$ . Für  $Ka \approx 1$  und größer setzt überlagert zur Faltung als zweite Stufe die turbulenzbedingte *lokale Verdickung* der Reaktionszone ein. Bei der lokalen Verdickung beginnt die ansonsten instantan dünne Reaktionszone, welche lokal als Pfropfenströmung charakterisiert werden kann, zu einem Reaktionsgebiet zu entarten, vergleichbar mit einem homogenen Rührkesselreaktor. Charakteristisch für dieses Verbrennungsregime ist die starke Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der sich im Reaktionsgebiet einstellenden Mischungstemperatur. Letztere wiederum wird durch die Transportraten von Frischgas und Heißgas an den Grenzen des Reaktionsraums bestimmt. Beispielsweise besteht gerade im Bereich der Flammenspitze und der inneren Flanke der Flamme aufgrund der relativ hohen Austauschfläche mit dem Frischgasbereich der Strömung eine besonders hohe Wahrscheinlichkeit für eine mischungsbedingte Auskühlung und das lokale Verlöschen der dort vorliegenden Reaktionszone. Entsprechend sind in Abbildung A.5 an der Spitze und der inneren Flanke der an sich stark gefalteten Flamme lokal verdickte Flammenfronten und auch verdünnte, verloschene Bereiche dargestellt. In Richtung stromab und Inneres der Flamme sinkt die Wahrscheinlichkeit für eine mi-

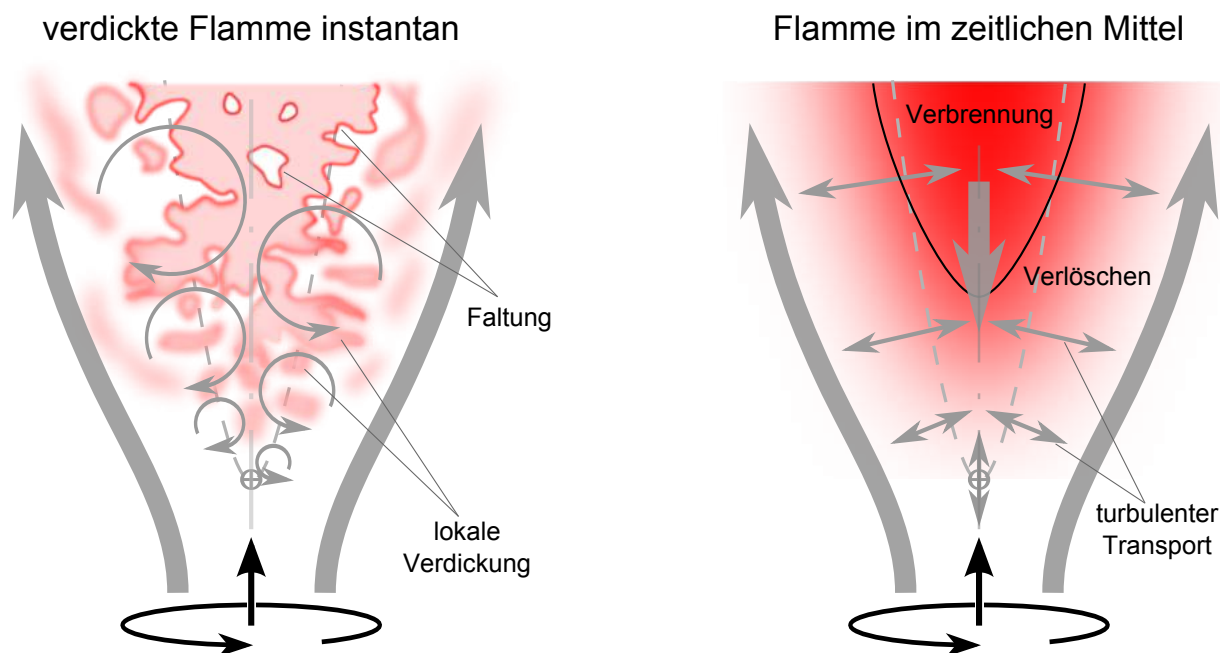


Abbildung A.5: Einfluss des turbulenten Transports auf die Flammenfront - Faltung, Verdickung und Verlöschen

schungsbedingte Auskühlung der Flammenfront aufgrund der zunehmenden Präsenz von Heißgas stark ab. Dort ist die Flamme im Wesentlichen durch Faltung verdickt. Im zeitlichen Mittel kann die Flamme in einen Kernbereich und einen Randbereich unterteilt werden, deren Grenze in der rechten Darstellung in Abbildung A.5 durch eine dünne, schwarze Linie gekennzeichnet ist. Die Verbrennung erfolgt hauptsächlich im Kernbereich, wohingegen im Randbereich bedingt durch die intensive turbulente Mischung mit hohem Frischgasüberschuss hauptsächlich Verlöschen stattfindet. Auch in diesem Fall stabilisiert sich die Reaktionszone der Flamme innerhalb eines Rückströmungsgebietes. Die weitere Stromaufverlagerung der Reaktionszone, welche zum einen durch die mittlere Konvektionsgeschwindigkeit und die Flammenausbreitung selbst unterstützt würde, wird jedoch durch den hohen turbulenten Fluidaustausch innerhalb der Rezirkulationszone unterbunden.

Durch die beiden vorgestellten Ansätze kann erklärt werden, dass negative Brenngeschwindigkeiten innerhalb der inneren Rezirkulationszone von Drallflammen sowohl für niedrige als auch für hohe Turbulenzintensitäten auftreten können, obwohl innerhalb der Rezirkulationszone eine intensive Verbrennungsreaktion vorliegt. Entsprechende Beobachtungen bei turbulenten, drallstabilisierten Flammen wurden auch von Biagioli (2006) gemacht. Demnach ist es zur räumlichen Stabilisierung der Flammenfront an einem Ort notwendig, dass durch die turbulente Brenngeschwindigkeit sowohl die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, als auch der turbulente Transport von Heißgas und von Frischgemisch kompensiert wird.

## A.7 Erläuterungen zur Aerodynamik der Gasexpansion einer Flammenfront

Wie in Abschnitt 2.6.1 erläutert entsteht durch die Gasexpansion über die Flamme ein Totaldruckverlust  $\Delta p_{tot}$ . Erstreckt sich die Flamme nur über einen Teil des Strömungsquerschnitts der

Strömung, ergibt sich eine *Verdrängungswirkung* und eine *Eigenbeschleunigung* der Flamme, was im Folgenden anhand zweier Beispiele erläutert wird. Das erste Beispiel ist die in Abbildung A.6(a) als Halbschnitt dargestellte Rohrströmung mit der Querschnittsfläche  $A$ , in deren Mitte sich eine ebene Flamme mit der Fläche  $A_f$  senkrecht zur Strömungsrichtung stabilisiert. Das

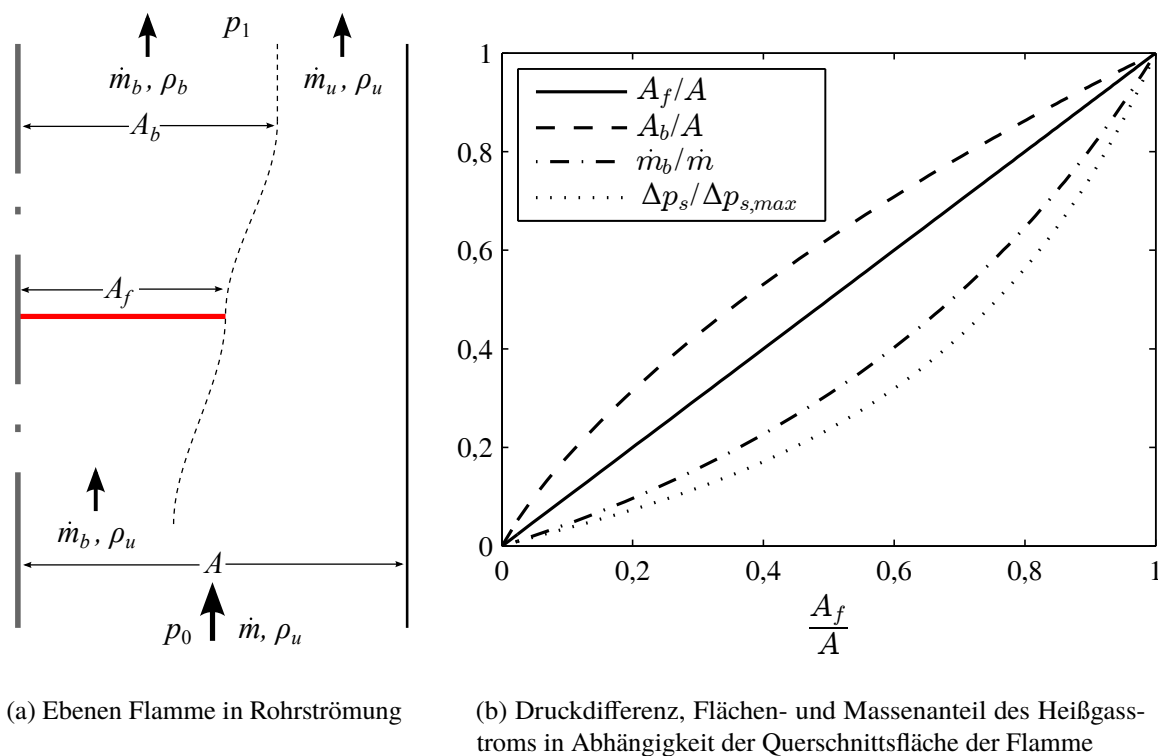


Abbildung A.6: Aerodynamische Wirkung des Druckverlustes über Flammenfronten

Dichteverhältnis zu  $\rho_u/\rho_b = 6$  angenommen. Der Teil des gesamten Luftstroms  $\dot{m}$ , der durch die Fläche der Flammenfront strömt, ist  $\dot{m}_b$ . Der Teil der Querschnittsfläche, der nicht von der Flammenfront eingenommen wird, ist  $A_{\bar{f}}$  und der zugehörige Durchfluss sei  $\dot{m}_u$ . Durch den Druckabfall über die Flammenfront kommt es zu einer Verzögerung im Fluidstrom  $\dot{m}_b$  und zu einer Beschleunigung im Nebenstrom  $\dot{m}_u$ , sodass der statische Druck beider Ströme sowohl vor als auch nach der Flamme übereinstimmt. In Folge verringert beziehungsweise vergrößert sich die Querschnittsfläche von  $\dot{m}_u$  beziehungsweise  $\dot{m}_b$ . Die zugehörige Abhängigkeit von  $A_b$  und  $\dot{m}_b$  von  $A_f$  ist in Abbildung A.6(b) dargestellt. Der überproportionale Querschnittsflächenbedarf  $A_f$  für  $\dot{m}_b$  ist deutlich zu erkennen.

Als zweites Beispiel dient die freie Propagation einer ebenen, räumlich begrenzten Flammenfront in ruhender Umgebung, dargestellt in Abbildung A.7. In diesem Fall ist der statische Druck sowie der Totaldruck weit stromauf und weit stromab der Flamme gleich dem Umgebungsdruck  $p_\infty$ . Durch die Gasexpansion bei der Eigenbewegung der Flamme mit der Brenngeschwindigkeit  $S$  setzt eine Konvektion von Abgas in Richtung stromab ein, welche die Flammenfront beschleunigt. Die Propagationgeschwindigkeit der Flamme  $U_f$  berechnet sich dann unter Verwendung von Gleichung (2.46) und der Impulsbilanz im gleichförmig mit der Flamme bewegten Bezugssystem

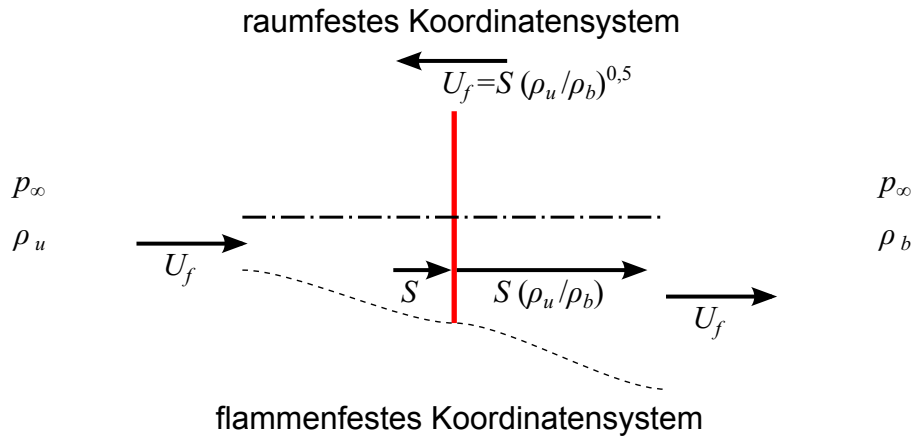


Abbildung A.7: Eigenbeschleunigung einer ebenen freien Flamme in ruhender Umgebung

gemäß Gleichung (A.5)<sup>9</sup>.

$$p_\infty + \rho_u \frac{U_f^2}{2} = p_\infty + \rho_b \frac{U_f^2}{2} + \Delta p_{tot} \quad \Rightarrow \quad U_f = S \sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_b}} \quad (\text{A.5})$$

## A.8 Impulsstromdefekt des mittleren Geschwindigkeitsfeldes einer fluktuierenden Strömung

Da die Impulsstromdichte proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist, kann der zugehörige Impulsstrom bei fluktuierender Geschwindigkeit anhand des Mittelwerts der Geschwindigkeit nicht exakt bestimmt werden. Im Folgenden wird dies durch ein analytisches Beispiel veranschaulicht. Betrachtet wird eine homogene Strömung normal zu einer Fläche  $A$  mit einer mit der Zeit periodisch schwankenden Geschwindigkeit  $u(t) = U + \hat{u} \sin(2\pi t/\tau_o)$ , wobei  $\tau_o$  die Periodendauer bezeichnet. Die mittlere Geschwindigkeit ist  $\overline{u(t)} = U$ . Der anhand der mittleren Geschwindigkeit bestimmte Impulsstrom durch die Fläche  $A$  beträgt  $\dot{I}_U = \rho A U^2$ . Dieser unterscheidet sich vom mittleren Impulsstrom  $\overline{\dot{I}(t)}$ , gegeben durch Gleichung (A.6).

$$\begin{aligned} \overline{\dot{I}(t)} &= \frac{\rho A}{\tau_o} \int_0^{\tau_o} \left( U + \hat{u} \sin\left(\frac{2\pi}{\tau_o} t\right) \right)^2 dt \\ &= \frac{\rho A}{\tau_o} \left[ U^2 t - 2U\hat{u} \frac{\tau_o}{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi}{\tau_o} t\right) + \frac{\hat{u}^2}{2} t - \frac{\hat{u}^2}{4} \frac{\tau_o}{2\pi} \sin\left(2\frac{2\pi}{\tau_o} t\right) \right]_0^{\tau_o} = \rho A \left( U^2 + \frac{\hat{u}^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

In dem dargestellten Fall ist also der mittlere Impulsstrom um  $0,5\rho A\hat{u}^2$  größer als der Impulsstrom der anhand der mittleren Geschwindigkeit bestimmt wird. Die hier dargestellte Ungleichheit von  $\dot{I}_U$  und  $\overline{\dot{I}(t)}$  kann ohne Einschränkung auf inhomogene Strömungen übertragen werden. Es gilt somit generell, dass der Impulsstrom einer Strömung mit zeitlich fluktuierendem Geschwindigkeitsfeld nicht anhand des mittleren Geschwindigkeitsfeldes bestimmt werden kann.

<sup>9</sup>Entspricht Gleichung (2.44) für unverdrallte Strömungen.

## A.9 Erläuterungen zur Wirbelstärke

Wirbelstärke ist per Definition die Rotation des Geschwindigkeitsvektors. Folglich ist das von einem Geschwindigkeitsfeld abgeleitete Wirbelstärkefeld divergenzfrei und keine Entstehung von Wirbelstärke möglich. Gleichwohl ist zwischen den Komponenten der Wirbelstärke eine Umverteilung möglich, die durch die Wirbeltransportgleichung (2.29) beschrieben wird. Die Umverteilung von Wirbelstärke wird häufig anhand des Verhaltens von *Wirbellinien* veranschaulicht. Analog zu Stromlinien, welche parallel zum Geschwindigkeitsvektor verlaufen, verlaufen Wirbellinien entsprechend der Darstellung in Abbildung A.9 parallel zu den Wirbelstärkevektoren. Im Fall einer kolumnaren, axialen Drallströmung verlaufen Stromlinien spiralförmig um die Rotationsachse. Es ist nur axiale Wirbelstärke vorhanden und Wirbellinien sind Geraden die ausgehend von beliebigen Startpunkten im Strömungsfeld parallel zur Rotationsachse verlaufen. Unter bestimmten Bedingungen sind Wirbellinien, wie Stromlinien, *materielle* Linien, und Fluidpartikel auf der Wirbellinie bleiben während der Fluidbewegung auf dieser Linie. Im Fall von Stromlinien ist dies direkt klar, denn ein Fluidpartikel auf der Stromlinie bewegt sich in Richtung des Geschwindigkeitsvektors und folglich entlang der Stromlinie. Im Fall von Wirbellinien ist dies nicht selbstverständlich. Anhand der Transportgleichung (A.7) für den Verbindungsvektor  $\vec{l}$  zweier infinitesimal nahe beieinander liegenden Fluidpartikel ist leicht zu erkennen, unter welchen Bedingungen Wirbellinien materielle Linien sind. Die substanzielle Änderung des Verbindungsvektors ist gleich dem Geschwindigkeitsunterschied der beiden Fluidpartikel:

$$\frac{D\vec{l}}{Dt} = \vec{l}\nabla\vec{u} \quad (\text{A.7})$$

Für eine Strömung mit konstanter Dichte entspricht Gleichung (A.7) für den Verbindungsvektor zweier Fluidpartikel der Transportgleichung<sup>10</sup> (2.29) für  $\vec{\omega}$ . In diesem Fall sind Wirbellinien materielle Linien. Die Wirbelstärkevektoren auf einer Wirbellinie sind parallel zu den Verbindungsvektoren benachbarter Fluidpartikel auf einer Wirbellinie und die relative Änderung von Wirbelstärkevektoren und Verbindungsvektoren ist identisch. Fluidpartikel auf der Wirbellinie bleiben auf der Wirbellinie. In einer axialen Drallströmung rotiert eine Wirbellinie folglich wie die materielle Linien mit der Umfangsgeschwindigkeit der Fluidpartikel um die Rotationsachse. In Abbildung A.9 ist die Bewegung von Fluidpartikeln, Strom- und Wirbellinien anhand aufeinanderfolgender Zeitpunkte veranschaulicht. In Fall a ist die Drallströmung kolumnar. Ein Fluidpartikel bewegt sich ausgehend von  $t_0$  auf der zugehörigen Stromfläche entlang einer spiralförmigen Stromlinie. Die zugehörige Wirbellinie ist parallel zur Rotationsachse, um welche die Wirbellinie gemeinsam mit den auf ihr liegenden Fluidpartikeln rotiert. Im Fall b erweitert sich der Radius der Stromfläche von  $r_0$  auf  $r_1$ . Aufgrund der Drehimpulserhaltung verringert sich dabei die Umfangsgeschwindigkeit eines Fluidpartikels. Eine ursprünglich koaxiale materielle Linie durch diesen Fluidpartikel neigt sich folglich bei der Querschnittserweiterung nicht nur um die  $\varphi$ -Achse in positive radiale Richtung, sondern auch um die  $r$ -Achse entgegen der Umfangsgeschwindigkeit. Während die Neigung einer materiellen Linie in radialer Richtung nach der radialen Expansion der Stromfläche wieder zu Null wird, bleibt die Neigung in Umfangsrichtung, gleichbedeutend mit dem Versatz benachbarter Fluidpartikel in Umfangsrichtung auf der materiellen Linie, bestehen. Da Wirbellinien materielle Linien sind, neigen sich diese gleichermaßen. Die radiale Expansion einer Wirbellinie geht daher immer mit deren Neigung in Umfangsrichtung, und folglich mit der

<sup>10</sup>Die Wirbeltransportgleichung für inkompressible Strömungen, ohne die Terme für Gasexpansion und baroklines Moment, wird auch als Helmholtz-Gleichung bezeichnet.

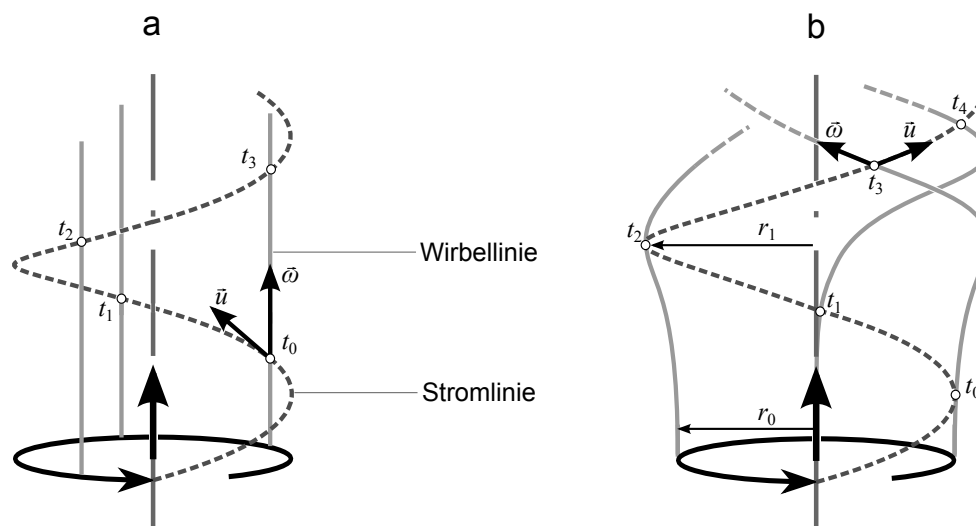


Abbildung A.8: Strom- und Wirbellinien als materielle Linien auf einer Stromfläche in einem axialen Drallströmungsfeld; a: kolumnare Drallströmung; b: radial divergierende Drallströmung

Umwandlung von axialer Wirbelstärke in azimuthale Wirbelstärke einher. Dieser Zusammenhang ist nicht kausal, sondern kinematisch bedingt durch die Bewegung benachbarter Fluidelemente.

## A.10 Erläuterungen zur Wirbeltransportgleichung

Die Wirbelstärke ist ein Maß für die Rotation von Fluidteilchen um ihren Schwerpunkt. Sie berechnet sich aus der Rotation des Geschwindigkeitsvektors, hier dargestellt in zylindrischen Koordinaten<sup>11</sup>.

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{pmatrix} = \nabla \times \vec{u} = \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \\ \frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Zur Herleitung der Wirbeltransportgleichung wird zunächst die Rotation der Impulstransportgleichung gebildet.

$$\nabla \times \frac{D\vec{u}}{Dt} = \nabla \times \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = \nabla \times \left( \vec{F} - \frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} \right) \quad (\text{A.9})$$

In Gleichung (A.9) stellt  $\vec{F}$  ein allgemeines konservatives Beschleunigungsfeld dar, wie beispielsweise das Erdschwerefeld. Konservativ ist das Feld, wenn es sich aus dem Gradienten eines zugehörigen Potentialfeldes  $B$  ergibt,  $\vec{F} = -\nabla B$ . Für die Rotation der einzelnen Terme der

<sup>11</sup>Darstellungen dieser und anderer fluidmechanischer Gleichungen für andere Koordinatensysteme findet sich in Lightfoot (1960)

Impulstransportgleichung gelten die folgenden Zusammenhänge.

$$\nabla \times \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} \quad (\text{A.10})$$

$$\nabla \times (\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}) = \underbrace{-\nabla \times (\vec{u} \times \vec{\omega})}_{\vec{u} \cdot \nabla \vec{\omega} - \vec{\omega} \cdot \nabla \vec{u} + \vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u}) - \vec{u} (\nabla \cdot \vec{\omega})} + \nabla \times \nabla \frac{1}{2} (\vec{u} \cdot \vec{u}) \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla \times \vec{F} = -\nabla \times \nabla B = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$-\nabla \times \frac{\nabla p}{\rho} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p - \frac{1}{\rho} \nabla \times \nabla p \quad (\text{A.13})$$

$$\nabla \times (\nu \nabla^2 \vec{u}) = \nu \nabla^2 \vec{\omega} + (\nabla \nu) \times \nabla^2 \vec{u} \quad (\text{A.14})$$

$$(\text{A.15})$$

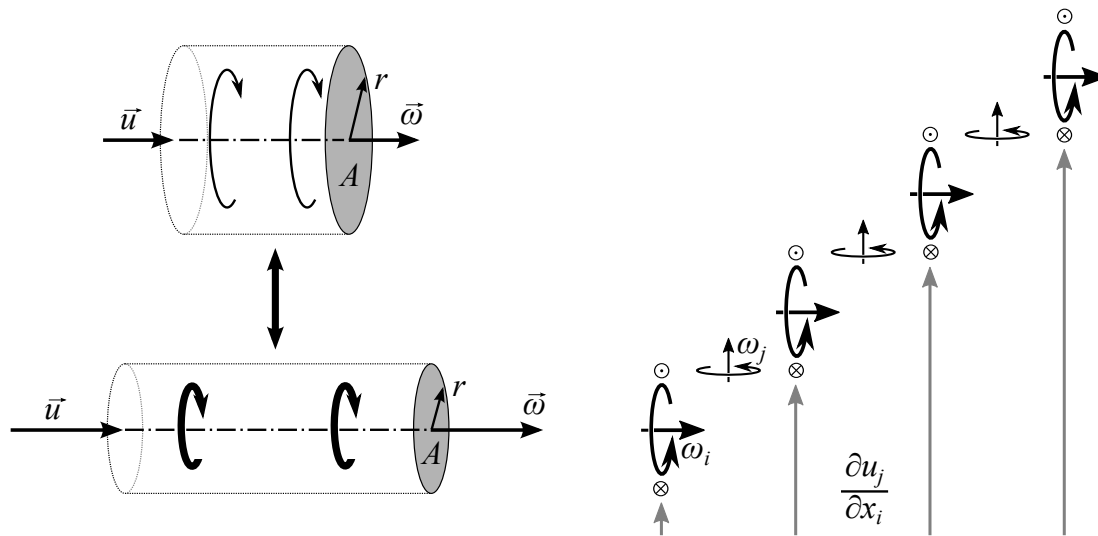
Unter Berücksichtigung, dass die Rotation eines Vektorfeldes divergenzfrei ist und die Divergenz eines Vektorfeldes rotationsfrei ist, ergibt sich die Wirbeltransportgleichung für kompressible, reibungsbehaftete Strömungen mit variabler Dichte und variabler Viskosität.

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{\omega}}_{\frac{D\vec{\omega}}{Dt}} = \underbrace{\vec{\omega} \cdot \nabla \vec{u}}_{\text{Streckung und Umorientierung}} - \underbrace{\vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{u})}_{\text{Expansion}} + \underbrace{\frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2}}_{\text{baroklines Moment}} + \underbrace{\nu \nabla^2 \vec{\omega} + (\nabla \nu) \times \nabla^2 \vec{u}}_{\text{Reibung}} \quad (\text{A.16})$$

Da das Wirbelstärkefeld die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes darstellt ist es im Gegensatz zum Geschwindigkeitsfeld auch bei variabler Dichte beziehungsweise Wärmezufuhr quellfrei. Die Wirbeltransportgleichung enthält mit Ausnahme der Reibungsterme keine Quellterme die eine Produktion von Drehimpuls oder Wirbelstärke bewirken könnten. Die reibungsfreien Terme auf der rechten Seite von Gleichung (A.16) tragen somit nur zum Transport von Wirbelstärke im Strömungsfeld bei, entsprechend einer substantiellen Änderung der Wirbelstärke eines Fluidteilchen. Die einzelnen Terme werden im Folgenden erläutert.

Zunächst ist der in Abbildung A.9(a) dargestellte Transport von Wirbelstärke durch *Streckung* und der in Abbildung A.9(b) dargestellte Transport durch *Umorientierung* zu unterscheiden. Streckung erfolgt, wenn Geschwindigkeit, Geschwindigkeitsgradient und Wirbelstärke gleichgerichtet sind. Für diesen Fall wird ein zylindrisches Fluidelement betrachtet, das durch den axialen Geschwindigkeitsgradienten gedehnt beziehungsweise gestaucht wird. Bei konstanter Dichte kontrahiert beziehungsweise expandiert das Fluidelement dabei in radialer Richtung. Gemäß der Drehimpulserhaltung steigt beziehungsweise sinkt die Wirbelstärke entsprechend. Umorientierung von Wirbelstärke erfolgt, wenn Wirbelstärke und der Gradient einer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wirbelstärke gleiche Ausrichtung haben. Durch den Geschwindigkeitsgradienten  $\partial u_j / \partial x_i$ , werden die Fluidelemente mit Wirbelstärke  $\omega_i$  relativ zueinander in  $j$ -Richtung verschoben. Durch den Versatz zwischen den Fluidelementen ergibt sich zwischen den Fluidelementen Wirbelstärke in  $j$ -Richtung. Neben Geschwindigkeitsgradienten führen auch Dichtegradienten zu einem Transport von Wirbelstärke. Zur Veranschaulichung der von Dichtegradienten getriebenen Transportmechanismen dienen die Abbildungen A.10(a) und A.10(b). Entsprechend der Massenerhaltung gemäß Gleichung (A.17) ist ein räumlicher Dichtegradient immer mit Divergenz im Geschwindigkeitsfeld verbunden.

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \vec{u} \quad (\text{A.17})$$



(a) Streckung von Wirbelstärke durch Geschwindigkeitsgradienten parallel zur Wirbelstärke

(b) Umorientierung von Wirbelstärke durch Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zur Wirbelstärke

Abbildung A.9: Schematische Darstellung der substanziellen Wirbelstärkeänderung durch Geschwindigkeitsgradienten

Da Drehimpuls massegebunden und proportional zur Dichte ist, ist die substanzielle Änderung der Wirbelstärke proportional zur substanziellen Änderung der Dichte. Wie in Abbildung A.10(a) dargestellt, nimmt durch Gasexpansion der Betrag der Wirbelstärke immer entsprechend der Gasverdünnung ab.

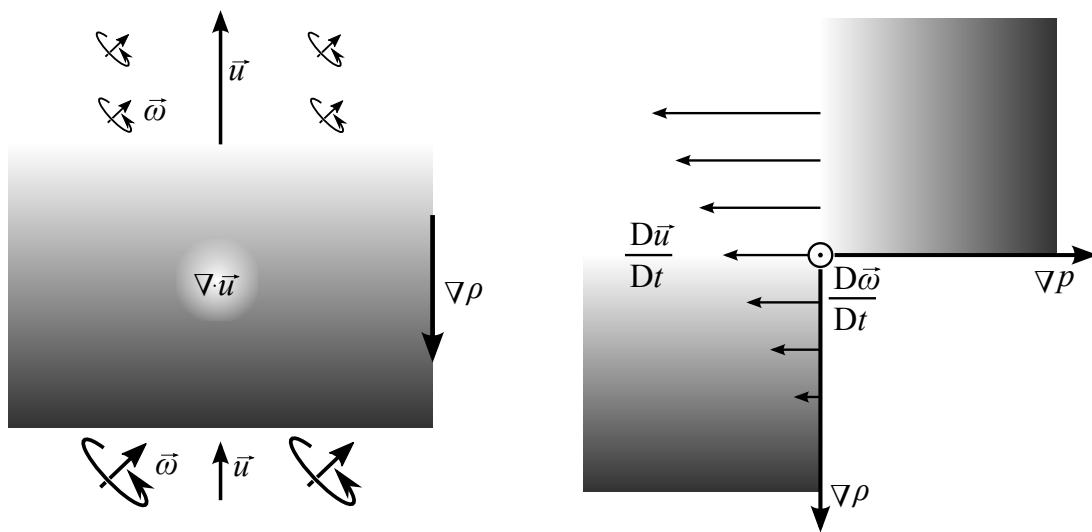
$$\left. \frac{D\vec{\omega}}{Dt} \right|_{\text{expansion}} = -\vec{\omega} \nabla \cdot \vec{u} = \frac{\vec{\omega}}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \quad (\text{A.18})$$

Barokliner Transport von Wirbelstärke erfolgt sobald Dichte- und Druckgradient unterschiedlich ausgerichtet sind. Ein räumlicher Druckgradient trägt gemäß der Impulserhaltung 2.26 zur substanziellen Beschleunigung der Fluidelemente  $D\vec{u}/Dt$  bei. Diese Beschleunigung ist proportional zum Kehrwert der Dichte. Wie in Abbildung A.10(b) dargestellt, entsteht durch senkrecht zueinander stehende Druck- und Dichtegradienten ein Gradient in der substanziellen Beschleunigung, der dem Dichtegradienten entgegengerichtet ist. Dieser Gradient in der substanziellen Beschleunigung entspricht einer substanziellen Wirbelstärkeänderung. Weiterer Transport von Wirbelstärke erfolgt durch *Reibung*. Gemäß des ersten Reibungsterms, ist reibungsbedingter Transport proportional zur Viskosität entlang des Wirbelstärkegradienten, wobei sich eine substanzielle Änderung für ein Fluidelement nur für ergibt, wenn der Gradient sich über das Element hinweg ändert. Der zweite Reibungsterm stellt den Transport von Wirbelstärke durch den räumlichen Gradienten der Scherrate und eine dazu senkrechte Komponente des Viskositätsgradienten dar.

## A.11 Berechnung der nominellen Drallzahl des Brenners

Bei dem verwendeten Drallbrenner kann die Drallstärke der Strömung durch Variation der freien Querschnittsflächen der drallfreien Strömung durch die axiale Blende und der drallbehafteten





(a) Verdünnung von Wirbelstärke durch Gasexpansion

(b) Barokliner Transport von Wirbelstärke durch orthogonale Komponenten von  $\nabla\rho$  und  $\nabla p$

Abbildung A.10: Schematische Darstellung der substanziellen Wirbelstärkeänderung durch Dichtegradienten

Strömung durch die Tangentialschlitze des Brenners variiert werden<sup>12</sup>. Als Maß für die Drallstärke dient die Drallzahl der Strömung, welche jedoch nur experimentell zu bestimmen ist. Ein alternatives Maß für die Drallstärke stellt die nominelle Drallzahl dar, welche eine rein von der Geometrie des Brenners abhängige Größe ist. Die nominelle Drallzahl der Brennergeometrie lässt sich anhand der in Abbildung A.11 eingetragenen Maße unter folgenden Annahmen bestimmen:

- Die Strömung durch den Brenner ist verlustfrei.
- Der gesamte Fluidstrom durch den Brenner teilt sich in einen drallfreien Fluidstrom durch die axiale Blende und einen drallbehafteten Fluidstrom durch die Tangentialschlitze des Drallgitters im Verhältnis der kleinsten freien Querschnittsflächen der axialen Blende und der Tangentialschlitze auf. Mit anderen Worten, die Stromdichte in der Querschnittsfläche der axialen Blende ist gleich der Stromdichte in der Querschnittsfläche der Tangentialschlitze.
- Die Strömung verlässt die Tangentialschlitze in tangentialer Richtung

<sup>12</sup>In den Hauptexperimenten wurde nur noch der Durchmesser der Axialblende variiert. Die Versperrung der Tangentialschlitze betrug 9 mm bei  $D = 40$  mm und 6,4 mm bei  $D = 28$  mm.

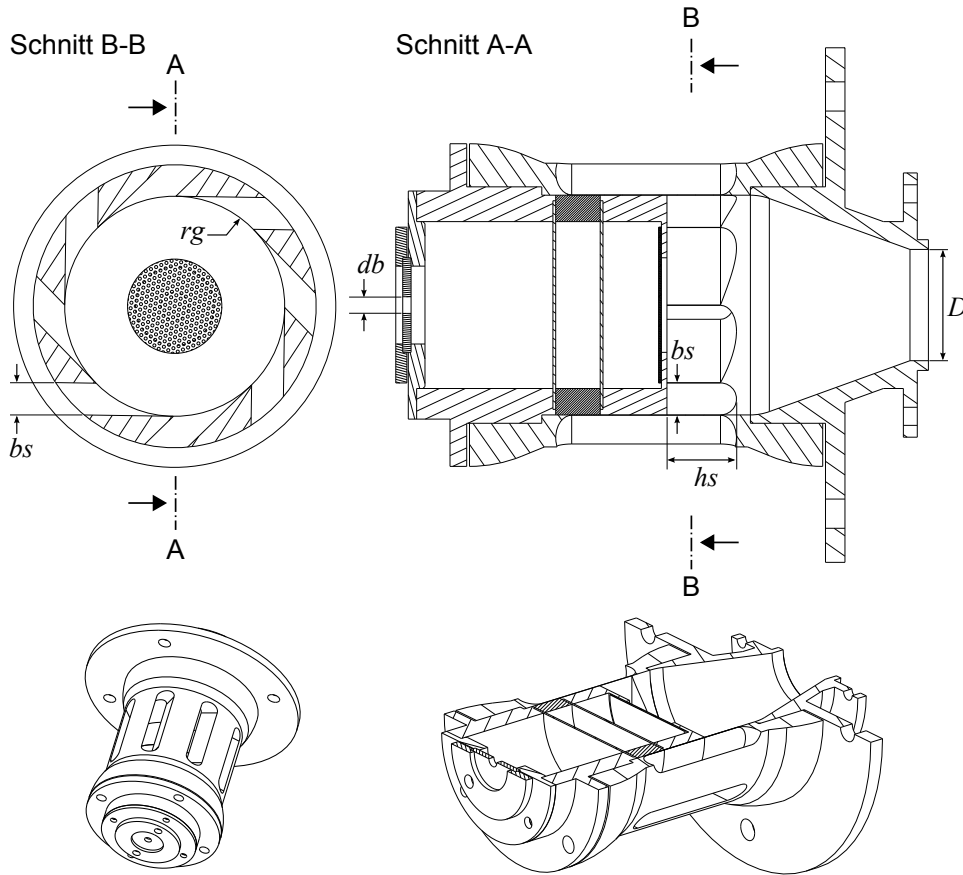


Abbildung A.11: Maße der Brennergeometrie zur Bestimmung der nominellen Drallzahl

Mit den in Abbildung A.11 dargestellten Maßen berechnet sich die nominelle Drallzahl  $S_{nom}$  zu:

$$S_{nom} = \frac{A_{ab} r_t}{A_{tzu} \left( 1 + \frac{A_{azu}}{A_{tzu}} \right) R_{ref}} \quad (\text{A.19})$$

$$A_{ab} = \frac{\pi}{4} D^2; \quad A_{azu} = \frac{\pi}{4} db^2; \quad A_{tzu} = hs bs - bs^2 \frac{4 - \pi}{2} \quad (\text{A.20})$$

$$r_t = rg - \frac{bs}{2}; \quad R_{ref} = \sqrt{0,125D} \quad (\text{A.21})$$

wobei  $A_{ab}$  die axiale Querschnittsfläche der Brennerdüse,  $A_{azu}$  die axiale Querschnittsfläche der axialen Blende,  $A_{tzu}$  die Querschnittsfläche der Tangentialschlitze,  $r_t$  den Radius auf dem sich der Flächenschwerpunkt der Querschnittsfläche der Tangentialschlitze befindet und  $R_{ref}$  den Referenzradius des Axialimpulsstroms zur Entdimensionierung bezeichnet. Zur Bildung der Drallzahl wurde als Referenzradius nicht der Außenradius der Drallströmung beziehungsweise die Hälfte des Brennerdurchmessers  $D$ , sondern der flächengewichtete Mittelwert des Radius der Brennerdüse verwendet.

## A.12 Erläuterungen zum verwendeten Stromfadenmodell des Wirbelaufplatzens von Drallströmungen

Anhand Abbildung 4.3 kann das entwickelte Stromfadenmodell mit den Vorhersagen des Stabilitätsdiagramms von Escudier (1988) verglichen werden. Hierzu ist anzumerken, dass zum Vergleich mit den Ergebnissen von Escudier (1988) auf der Suche nach Lösungen mit Wirbelaufplatzen bei der Berechnung der resultierenden Axialkraft nur die Kräfte über die von der Hauptströmung durchströmten Flächen bilanziert wurden. Die Kräfte im Querschnitt der Rezirkulationszone wurden nicht berücksichtigt. Wird bei der Kräftebilanz auch der Beitrag der Querschnittsfläche der Rezirkulationszone berücksichtigt, treten Lösungen mit stromaufgerichteter resultierende Axialkraft bereits bei deutlich niedrigeren Drallzahlen auf. Die vom Modell berechneten kritischen Drallzahlen sind dann bis zu einer Größenordnung niedriger, als in der Praxis beobachtet werden kann. Diesbezüglich wird in dieser Arbeit der Standpunkt vertreten, dass zur Bestimmung der resultierenden Axialkraft des Transitionsbereichs über die gesamte Querschnittsfläche, also auch über die von der Rezirkulationszone eingenommene Fläche, bilanziert werden muss und dass folglich das Wirbelaufplatzen in reibungsfreien laminaren Drallströmungen tatsächlich bei deutlich niedrigeren Drallzahlen auftreten würde. Dies würde bedeuten, dass viskose Effekte das Wirbelaufplatzen von Drallströmungen auch bei hohen Reynolds-Zahlen erheblich beeinflussen. Somit stellte die bei der Untersuchung des Wirbelaufplatzens häufig getroffene Annahme einer reibungsfreien Strömung eine sehr viel größere Abweichung von der Realität dar, als gemeinhin angenommen. Mit Ausnahme für den Vergleich mit dem Stabilitätsdiagramm von Escudier (1988) wurde ansonsten für die zur weiteren Diskussion herangezogenen Modellvorhersagen die Axialkräfte über den gesamten Zu- und Abströmungs-Querschnitt der Drallströmung bilanziert.

An dieser Stelle werden noch weitere möglicherweise sinnvolle Verbesserungen und Variationen des Stromfadenmodells angemerkt. Zum einen wurde bei der Analyse im raumfesten Bezugssystem von einer stationären Strömung ausgegangen. Damit kann zwar eine Kräftebilanz erstellt und die Stabilität beziehungsweise Stationarität der Strömung untersucht werden, jedoch solle die Strömung im Falle eines Kräfteungleichgewichtes gerade nicht stationär sein. Die Stromauf- oder Stromabpropagation der Rezirkulationszone und die damit verbundenen Massenströme und Fluidbeschleunigungen<sup>13</sup> sollten berücksichtigt werden. Es sollte der Ansatz geprüft werden, die Strömung von vornherein im mitbewegten Koordinatensystem zu berechnen und die unbekannte Transitions geschwindigkeit im Zuge der Berechnung iterativ zu bestimmen.

## A.13 Erläuterungen zum Diffusor-Paradoxon von Drallströmungen

Das Diffusorparadoxon von Drallströmungen entsteht unter der für kolumnare Drallströmungen gültigen Annahme, dass sich auch eine annulare Drallströmung bei Aufweitung des Strömungsquerschnitts dem kritischen Zustand annähert und bei Kontraktion des Strömungsquerschnitts dem kritischen Zustand entfernt. Daraus würde sich die widersprüchliche Situation ergeben, bei der eine überkritische Strömung durch einen divergenten Strömungskanal kritisch würde aber

<sup>13</sup>Im Falle der stromaufpropagierenden Rezirkulationszone müsste der mit dem Wachstum der Rezirkulationszone verbundene Massenstrom durch einen Zuwachs an Massenstrom der Abströmung ausgeglichen werden. Gleichermaßen müsste die Trägheitskraft der hierfür zu beschleunigenden Fluidmasse in der Kräftebilanz berücksichtigt werden. Im mitbewegten Koordinatensystem sollte hingegen die Strömungsanalyse einfacher sein, da die Strömung hier tatsächlich stationär ist.

nicht unterkritisch werden könnte, weil sich auch eine unterkritische Drallströmung in einem divergenten Strömungskanal dem kritischen Zustand annähern müsste. Fände eine Transition der kritischen Strömung zu einem unterkritischen Zustand statt, würde diese wieder im weiteren divergenten Strömungsverlauf kritisch werden (Batchelor (1967) §7.5 Abb. 7.5.6). Zur Auflösung dieses Paradoxon wurde von Keller und Egli (1985) gezeigt, dass der Einfluss einer Änderung des Strömungsquerschnitts auf annulare Strömungen und kolumnare Strömungen entgegengesetzt ist. Annulare Drallströmungen entfernen sich bei Erweiterung des Strömungsquerschnitts vom kritischen Zustand und nähern sich dem kritischen Zustand bei Verkleinerung des Strömungsquerschnitts. Dadurch kann eine überkritische beziehungsweise kritische Strömung in einem divergenten Strömungskanal zu einer unterkritischen Strömung transitionieren und sich im weiteren Strömungsverlauf vom kritischen Zustand entfernen. In Abbildung 2.13 zeigt sich dieser Zusammenhang indem die überkritische annulare Strömung in der zweiten Transition in eine unterkritische annulare Strömung übergeht, wobei sich der Durchmesser der Rezirkulationszone verkleinert.

## A.14 Transitionsbedingte Axialimpulsstromänderung in Drallströmungen

In Ergänzung zu den in Abschnitt 2.4 gemachten Aussagen über die Drallzahl wird in diesem Abschnitt veranschaulicht, dass die Drallzahl auch in reibungsfreien Strömungen nicht immer eine Erhaltungsgröße darstellt und dass Drallströmungen auch bei gleicher Drallzahl in der Zuströmung sehr unterschiedlich sein können. Hierzu wird anhand vier numerisch berechneter Drallströmungen DS1, DS2, DS3 und DS4 gezeigt, dass sich der Axialimpulsstrom  $\dot{I}$  bei der Transition der Strömung auf einen anderen Strömungsquerschnitt und auch bei der Transition zu einem alternativen Strömungszustand bei gleichem Strömungsquerschnitt ändert. Die Drallströmungen sind rotationssymmetrisch und reibungsfrei. Die Berechnung basiert auf dem in Abschnitt 4.2 vorgestellten Stromfadenmodell. Das Geschwindigkeitsfeld der Zuströmung entspricht einem Rankine-Wirbel mit dem Außenradius  $R_0 = 0,2$  m und konstanter Axialgeschwindigkeit  $w_0 = 1$  m/s. Als Referenzdruckniveau dient der Druck auf der Achse der Zuströmung  $p_{ref} = 0$ . Die Drallzahl in der Zuströmung ist  $S = 0,44$ . DS1 bis DS4 unterscheiden sich lediglich durch den Wirbelkernradius  $r_{vc}$ . Für die Berechnungen wurde die Dichte  $\rho$  zu  $1 \text{ kg/m}^3$  angenommen. Strömungsgrößen vor der Transition sind mit dem Index 0 versehen. Für DS1 wurde die verlustfreie Transition auf einen größeren Strömungsquerschnitt  $R = 1,5R_0$  berechnet. Die radialen Profile der Axial- und Azimutalgeschwindigkeit sowie des statischen Drucks vor und nach der Transition können in Abbildung A.12 verglichen werden. Die Impulsströme sowie andere Eckdaten der Strömung sind in Tabelle A.1 aufgeführt. Nach der Transition zu dem größeren Strömungsquerschnitt liegt eine aufgeplatzte Strömung vor. Anhand des Axialgeschwindigkeitsprofils kann leicht der nicht durchströmte Querschnittsbereich im Kern der Strömung bestimmt werden. Dieses *Totwassergebiet* entspricht der axialen Rezirkulationszone, welche sich beim Aufplatzen der Drallströmung bildet. In Tabelle A.1 ist der Axialimpulsstrom mit und ohne Berücksichtigung des Druckterms gemäß Gleichung (2.15)  $\dot{I}_p$  beziehungsweise  $\dot{I}$  vor und nach der Querschnittserweiterung aufgeführt. Bei der Transition steigen die Axialimpulsströme  $\dot{I}$  und  $\dot{I}_p$  an und die Drallzahlen  $S$  und  $S_p$  sinken entsprechend. Diese Änderung ist hauptsächlich bedingt durch die Querschnittserweiterung der Strömung und notwendig zur Erfüllung der Axial-Kräftebilanz. Der Axialimpulsstrom und folglich die Drallzahl können sich auch bei konstantem Strömungsquerschnitt ändern, sofern die Strömung zu einem *konjugierten*, das heißt zu einem anderen bei gleichen Strömungsbedingungen möglichen, Strömungszustand transitioniert. Für

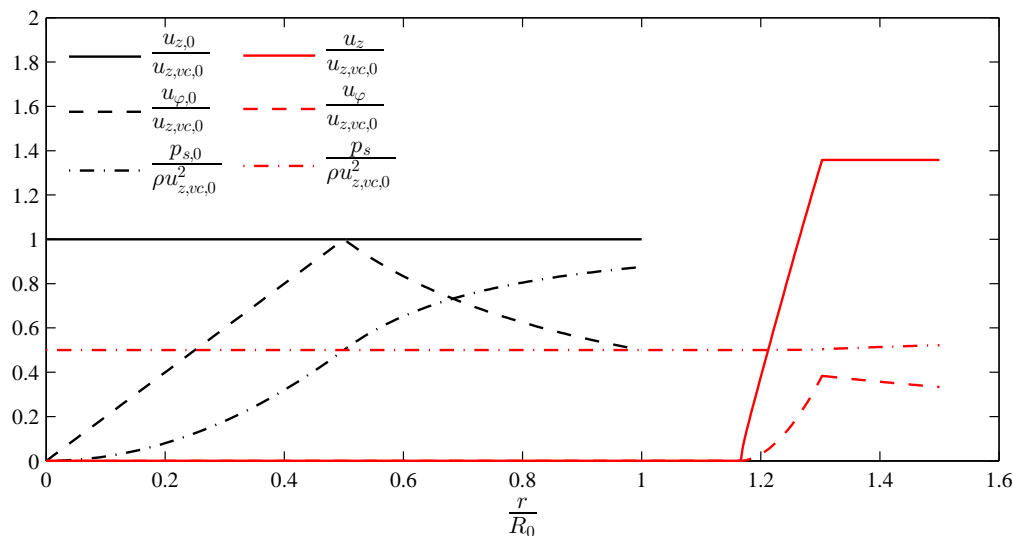


Abbildung A.12: radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS1 von  $R = R_0$  auf  $R = 1,5R_0$

Strömung	$R$	$r_{vc}$	$\dot{D}$	$\dot{I}$	$\dot{I}_p$	S	$S_p$
DS1 vor Transition	0,2	0,1	0,011	0,126	0,206	0,44	0,27
DS1 nach Transition	0,3	0,26	0,011	0,157	0,30	0,23	0,12

Tabelle A.1: Eigenschaften der Strömung DS1 vor und nach der Transition von  $R = R_0$  auf  $R = 1,5R_0$

diesen Fall dienen die Strömungen DS2, DS3 und DS4 als Beispiele für Drallströmungen mit verschiedenen Wirbelkernradien  $r_{vc}$ . Die radialen Geschwindigkeits- und Druckverläufe dieser Strömungen vor und nach der Transition sind in den Abbildungen A.13, A.14 und A.15 dargestellt. Die Tabellen A.2, A.3 und A.2 geben die zugehörigen Werte der Impulsströme und Drallzahlen an. Bei den Transitionen der Strömungen DS2, DS3 und DS4 ist der Axialimpulsstrom nach der Transition kleiner als vor der Transition. Dadurch nimmt die Drallzahl bei der Transition zu. Es zeigt sich, dass die Impulserhaltung beim Wirbelaufplatzen trotz einer ausgeglichenen Masse- und Energiebilanz nicht automatisch erfüllt ist. Die berechneten Transitionen weisen eine negative Impulsbilanz auf und können somit nur in einem in Richtung stromab bewegten Bezugssystem auftreten. Wie in Abschnitt 4.1 erläutert können sich nur Transitionen mit positiver Impulsbilanz im Strömungsfeld etablieren.

Anhand der Strömungen DS2, DS3 und DS4 wird auch der Einfluss des Wirbelkernradius auf das Wirbelaufplatzen deutlich. Je kleiner der Wirbelkernradius, desto größer ist die radiale Ausdehnung des nicht durchströmten Gebiets im Kern der Drallströmungen. Da die Drallzahl

Strömung	$R$	$r_{vc}$	$\dot{D}$	$\dot{I}$	$\dot{I}_p$	S	$S_p$
DS2 vor Transition	0,2	0,08	0,011	0,126	0,257	0,44	0,215
DS2 nach Transition	0,2	0,13	0,011	0,18	0,251	0,31	0,219

Tabelle A.2: Eigenschaften der Strömung DS2 vor und nach der Transition bei konstantem Strömungsquerschnitt

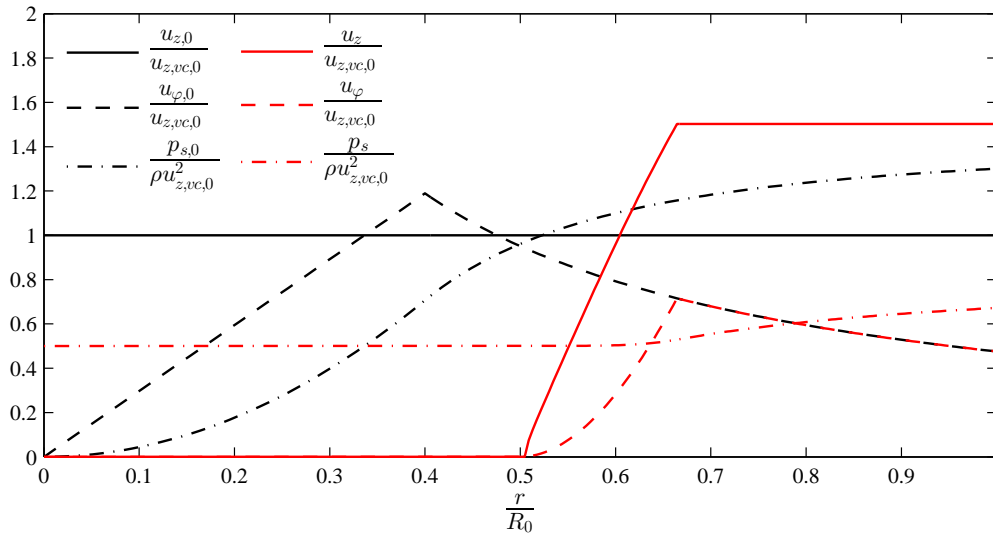


Abbildung A.13: radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS2 bei konstantem Strömungsquerschnitt

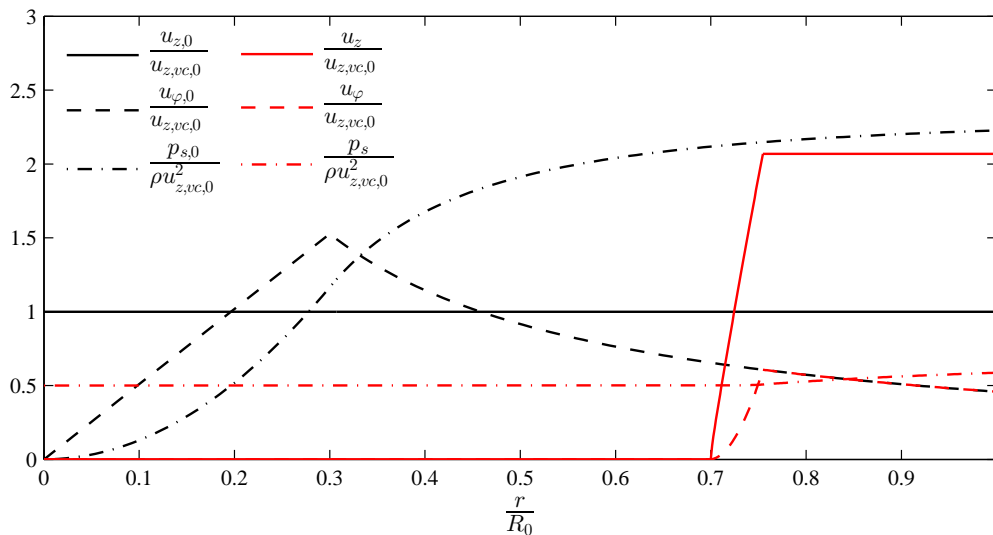


Abbildung A.14: radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS3 bei konstantem Strömungsquerschnitt

Strömung	$R$	$r_{vc}$	$\dot{D}$	$\dot{I}$	$\dot{I}_p$	$S$	$S_p$
DS3 vor Transition	0,2	0,06	0,011	0,126	0,368	0,44	0,150
DS3 nach Transition	0,2	0,15	0,011	0,253	0,319	0,22	0,172

Tabelle A.3: Eigenschaften der Strömung DS3 vor und nach der Transition bei konstantem Strömungsquerschnitt

in der Zuströmung aller vorgestellten Fälle identisch ist, wird anhand der Strömungen DS2, DS3 und DS4 klar, dass die Neigung einer Strömung zum Wirbelaufplatzen nicht anhand der Drallzahl beurteilt werden kann. Für eine Beurteilung müssen weitere Eigenschaften der Drallströmung, wie beispielsweise der Wirbelkernradius und die Axialgeschwindigkeitsverteilung, einbezogen

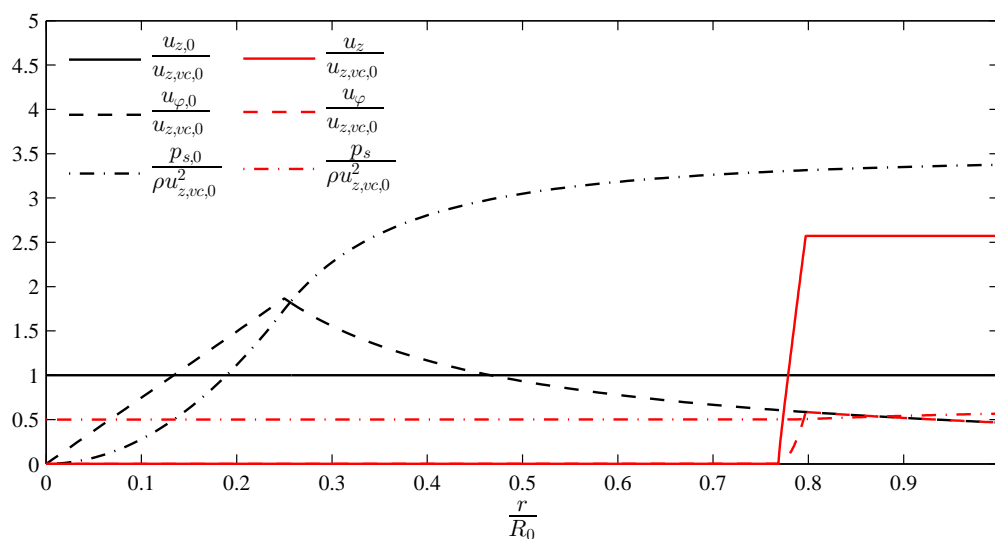


Abbildung A.15: radialer Geschwindigkeits- und Druckverlauf vor und nach der Transition der Strömung DS4 bei konstantem Strömungsquerschnitt

Strömung	$R$	$r_{vc}$	$\dot{D}$	$\dot{I}$	$\dot{I}_p$	S	$S_p$
DS4 vor Transition	0,2	0,05	0,011	0,126	0,506	0,44	0,112
DS4 nach Transition	0,2	0,16	0,011	0,317	0,382	0,18	0,149

Tabelle A.4: Eigenschaften der Strömung DS4 vor und nach der Transition bei konstantem Strömungsquerschnitt

werden.

## A.15 Einfluss von Reynolds-Zahl, Drallniveau und Form der Drallströmung auf das Wirbelaufplatzen

Wie im Abschnitt 2.4 angeführt, können Drallströmungen mit gleicher Drallzahl sehr unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilungen aufweisen. Wie sich beispielsweise in den experimentellen Untersuchungen von Farokhi und Taghavif (1989) zeigt, nimmt die zum Wirbelaufplatzen erforderliche Drallzahl mit dem Durchmesser des Wirbelkerns ab. In der Studie von Burmberger et al. (2006a) wird dieser Zusammenhang genutzt um die Resistenz einer Drallbrennerströmung gegen Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen durch Gestaltung der Geschwindigkeitsverteilung der Drallströmung zu erhöhen. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss von Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsverteilung sowie der Reynolds-Zahl in der Zuströmung auf das Wirbelaufplatzen in generischen Vormischbrennkammern anhand von URANS- und LargeEddy-Simulationen<sup>14</sup> numerisch untersucht.

Beispielhaft sind hierzu in Abbildung A.16 drei zeitgemittelte Axialgeschwindigkeitsfelder der Drallströmung in einer generischen Vormisch-Brennkammer dargestellt. Die Wände sind als

<sup>14</sup>Diese Untersuchungen sind im Rahmen der Studienarbeiten von Ralph Strohäker Strohäker (2010) und Darwin Rakotoalimanana Rakotoalimanana (2012) am Institut für Thermische Strömungsmaschinen und am Engler-Bunte-Institut durchgeführt worden.

schwarze Linien dargestellt, die verdrehte Zuströmung und die Abströmung ist durch Pfeile gekennzeichnet. Um Rückströmungszonen besser zu erkennen ist der Wert der Axialgeschwindigkeit nur in den Grenzen zwischen 0 und 10 m/s farblich codiert. Flächen in Blau entsprechen Geschwindigkeiten  $\leq 0$ . In der Zuströmung der drei Fälle a, b und c liegt ein Rankine Wirbel mit homogener Axialgeschwindigkeitsverteilung vor mit  $Re = 25\,000$  und  $S = 0,368$ . Die Wirbelkernradien  $r_{vc}$  in der Zuströmung der drei Fälle sind unterschiedlich. Je kleiner der Wir-

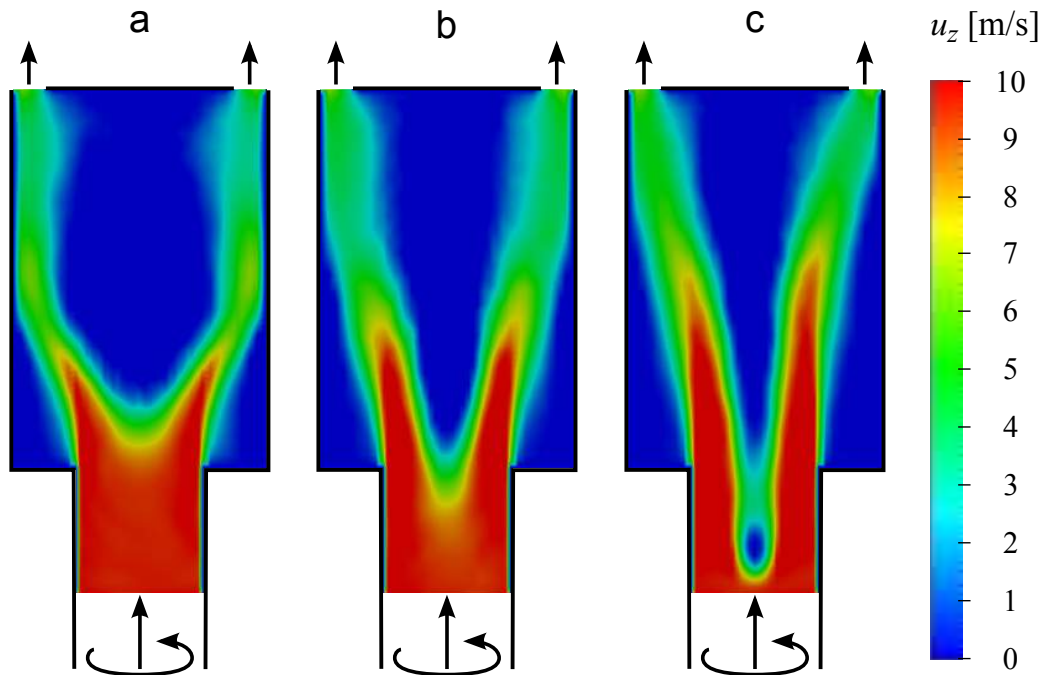


Abbildung A.16: Einfluss des Wirbelkernradius in der Zuströmung auf das Drallströmungsfeld in einer generischen Brennkammer: Axialschnitt gemittelter Axialgeschwindigkeitsfelder aus Large-Eddy-Simulationen für  $R = 0,2$  m,  $Re = 25\,000$  und  $S = 0,368$ ; a:  $r_{vc} = 0,52R$ , b:  $r_{vc} = 0,4R$ , c:  $r_{vc} = 0,3R$

belkernradius des Rankine-Wirbels in der Zuströmung ist, umso weiter stromauf ereignet sich das Wirbelaufplatzen und umso kleiner ist die radiale Ausdehnung des axialen Rezirkulationsgebietes. In Abbildung A.17 ist der in den Simulationen aufgetretene Einfluss der Drallzahl und der Reynolds-Zahl auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens dargestellt. Der in den Simulationen festgestellte Verlauf von  $\bar{z}_{sp,0}$  über der nominellen Drallzahl passt sehr gut zu dem experimentell ermittelten Zusammenhang, dargestellt in Abbildung 5.2. Außerdem zeigt sich in den Simulationen auch die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit von  $\bar{z}_{sp,0}$ . Diese beruht auf der Reynolds-Zahl-Abhängigkeit der Dissipation von Drehimpuls, die in Abschnitt A.16 weiter erläutert wird. Aufgrund der Reynold-Zahl-Abhängigkeit des Drehimpulsverlustes in der Vormischzone verändert sich auch bei fester Geometrie die axiale Position des Wirbelaufplatzens, sobald die Reynolds-Zahl geändert wird. Dies wird im Folgenden anhand der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt. Abbildung A.18 ist der Einfluss der Reynolds-Zahl auf das Axialgeschwindigkeitsfeld der Drallströmung bei  $D = 28$  mm und bei  $D = 40$  mm mit jeweils konstanter nomineller Drallzahl zu entnehmen. Mit zunehmender Reynolds-Zahl verschiebt sich die axiale Position des Wirbelaufplatzens  $\bar{z}_{sp,0}$  stromauf, weil mit abnehmenden Reibungsverlusten die effektive Drallzahl  $S$  am Ende der Vormischzone zunimmt. Wie in Abschnitt 5.1 anhand Abbildung 5.2 erläutert, nimmt die Sensitivität von  $\bar{z}_{sp,0}$  gegenüber  $S$  stark zu, sobald  $\bar{z}_{sp,0} < 0$ . Anhand



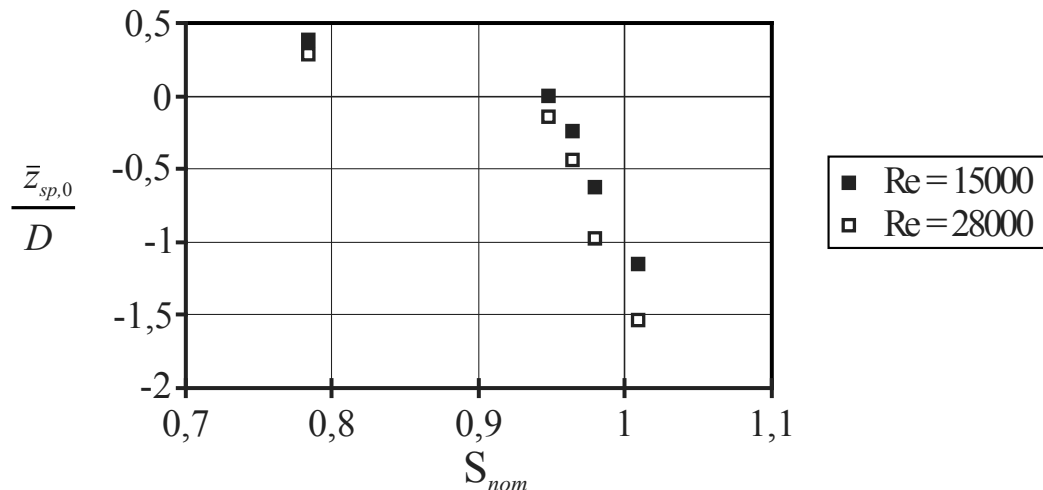


Abbildung A.17: Einfluss von Drallzahl und Reynolds-Zahl auf die axiale Position des Wirbel-aufplatzens für den untersuchten Brenner

der Messungen ist zu erkennen, dass für die untersuchte Strömung eine Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl vorliegt.

## A.16 Dissipationsbedingte Drehimpulsstromänderung in Rohrwirbeln

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für ausgewählte Strömungskonfigurationen der Versuchskonfiguration 1 zusätzlich zu PIV-Geschwindigkeitsmessungen in der  $r$ - $z$ -Ebene an verschiedenen axialen Positionen auch PIV-Geschwindigkeitsmessungen in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene durchgeführt<sup>15</sup>. In Abbildung A.19 sind für die Strömung mit  $D = 40$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  die zugehörigen Umfangsgeschwindigkeitsverläufe über die radiale Koordinate aufgetragen. Für  $z < 0$  ist deutlich die in der Vormischzone in Richtung stromab stattfindende Verringerung der Umfangsgeschwindigkeiten zu erkennen. Ursächlich für diese Geschwindigkeitsreduktion ist die reibungsbedingte Dissipation kinetischer Energie der Fluidbewegung in Umfangsrichtung. Im Gegensatz dazu steht die Dissipation von kinetischer Energie der Fluidbewegung in axialer Richtung, welche über den axialen Druckgradienten kompensiert wird und ohne Reduktion der zugehörigen Axialgeschwindigkeiten einhergeht. Anhand der gemessenen Axial- und Umfangsgeschwindigkeitsverteilung lässt sich an jeder axialen Position der Drehimpulsstrom und damit auch der in axialer Richtung auftretende dissipative Drehimpulsstromverlust bestimmen. In Abbildung A.20 links ist hierzu für eine Strömung mit  $D = 28$  mm,  $Re = 30\,000$  und  $\bar{z}_{sp,0} = -2$  sowie für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  die Entwicklung des mit dem nominellen Axialimpulsstrom<sup>16</sup> und des Referenzradius gemäß Abschnitt A.11 entdimensionierten Drehimpulsstroms entlang der Vormischzone dargestellt. Ergänzend dazu ist in Abbildung A.20 rechts der relative Drehimpulsstromverlust innerhalb der Vormischzone über der Reynolds-Zahl aufgetragen. Wie zu erwarten, nehmen die relativen Verluste mit zunehmender Reynolds-Zahl ab. Eine analytische Abschätzung des Zusammenhangs zwischen der Dissipation von kinetischer Energie der Fluidbewegung in Umfangsrichtung und der Reynolds-Zahl kann anhand der Dissipations-Terme der Energiegleichung der Fluidmechanik

<sup>15</sup>Die Messungen wurden von Lepper (2011) ausführlich dokumentiert.

<sup>16</sup>nominell bedeutet in diesem Fall, der Axialimpulsstrom unter Verwendung der mittleren Axialgeschwindigkeit

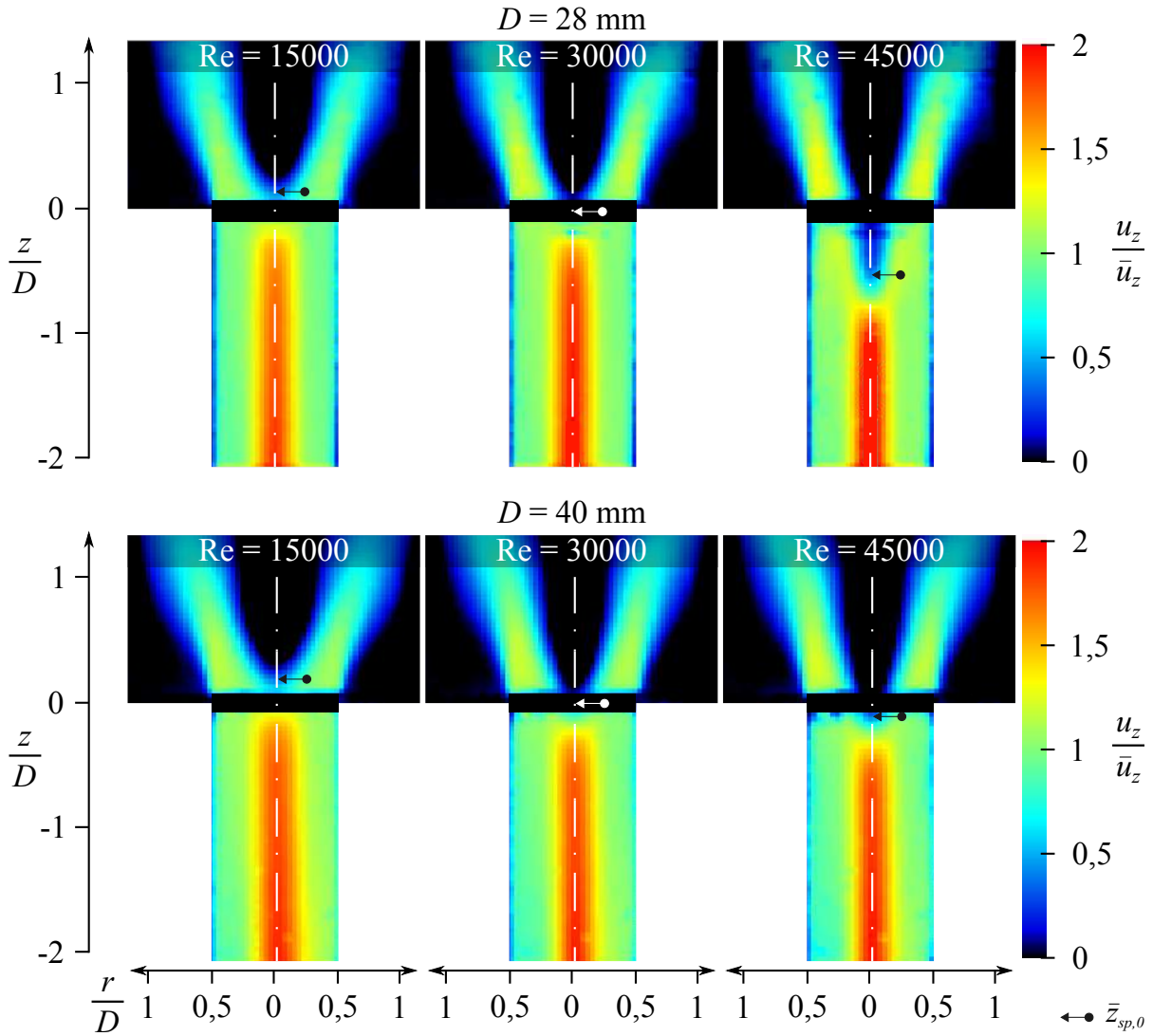


Abbildung A.18: Reynolds-Zahl-Einfluss auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens, Axialgeschwindigkeitsverteilung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 28$  mm,  $S_{nom} = 0,967$  und  $D = 40$  mm,  $S_{nom} = 0,924$

vorgenommen werden. Gleichung (A.22) gibt die Dissipationsrate der Umwandlung von kinetischer Energie in innere Energie eines laminaren Geschwindigkeitsfeldes  $\vec{u}$  für newtonsche Fluide und für zylindrische Koordinaten an, entnommen aus Truckenbrodt (1996), vereinfacht unter Annahme einer axialen Rohrwirbelströmung ohne Geschwindigkeitskomponente in  $r$ -Richtung und ohne Geschwindigkeitsgradienten in  $\varphi$ - und in  $z$ -Richtung.

$$\frac{Di}{\nu} = \left( \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right)^2 \quad (\text{A.22})$$

Hierbei tragen nur die Terme in der zweiten Klammer zu einer Dissipation von kinetischer Energie der Fluidbewegung in Umfangsrichtung bei. Der negative Term  $u_\varphi/r$  kompensiert die scheinbar auftretende Dissipation durch Starrkörperrotationsanteile im Umfangs-Geschwindigkeitsfeld. Mit Gleichung (A.22) lassen sich die beispielhaften Umfangsgeschwindigkeitsverläufe in Abbildung A.19 in drei Bereiche unterteilen. Zum Ersten den kaum dissipativen Kernbereich des Starrkör-

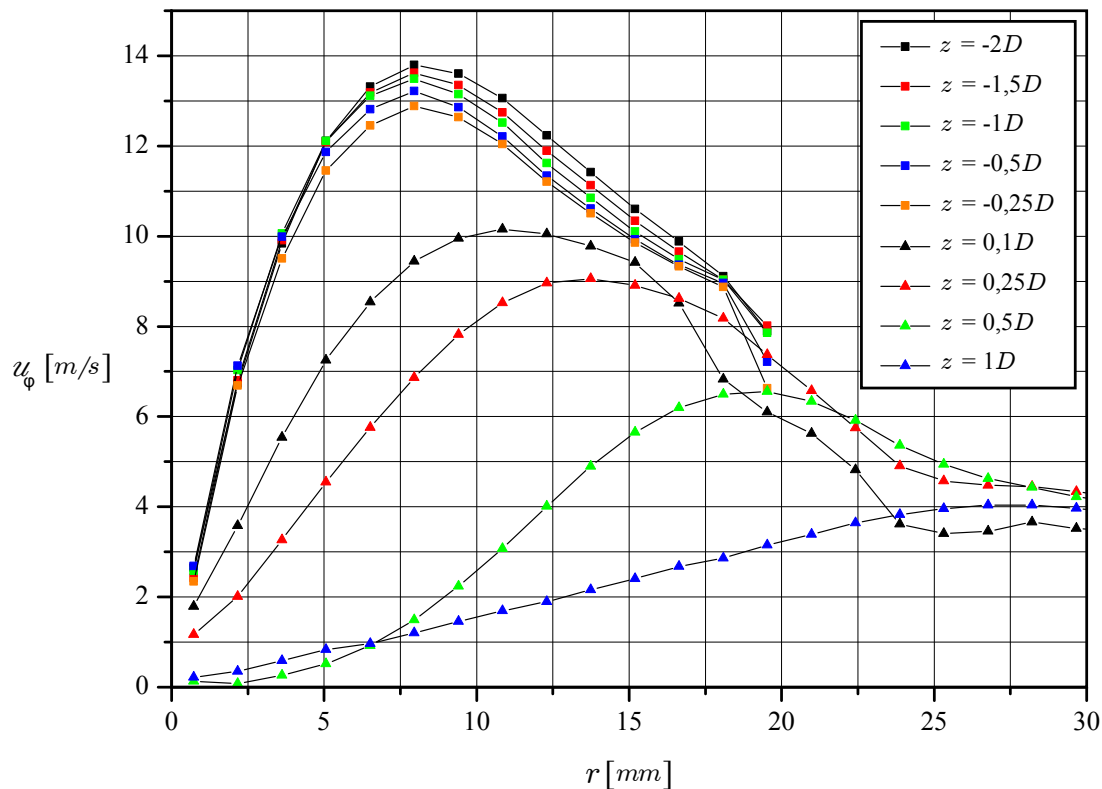


Abbildung A.19: Umfangsgeschwindigkeitsverläufe verschiedener axialer Positionen in der Vormischzone bei  $D = 40 \text{ mm}$ ,  $Re = 30\,000$  und  $\bar{z}_{sp,0} = 0$

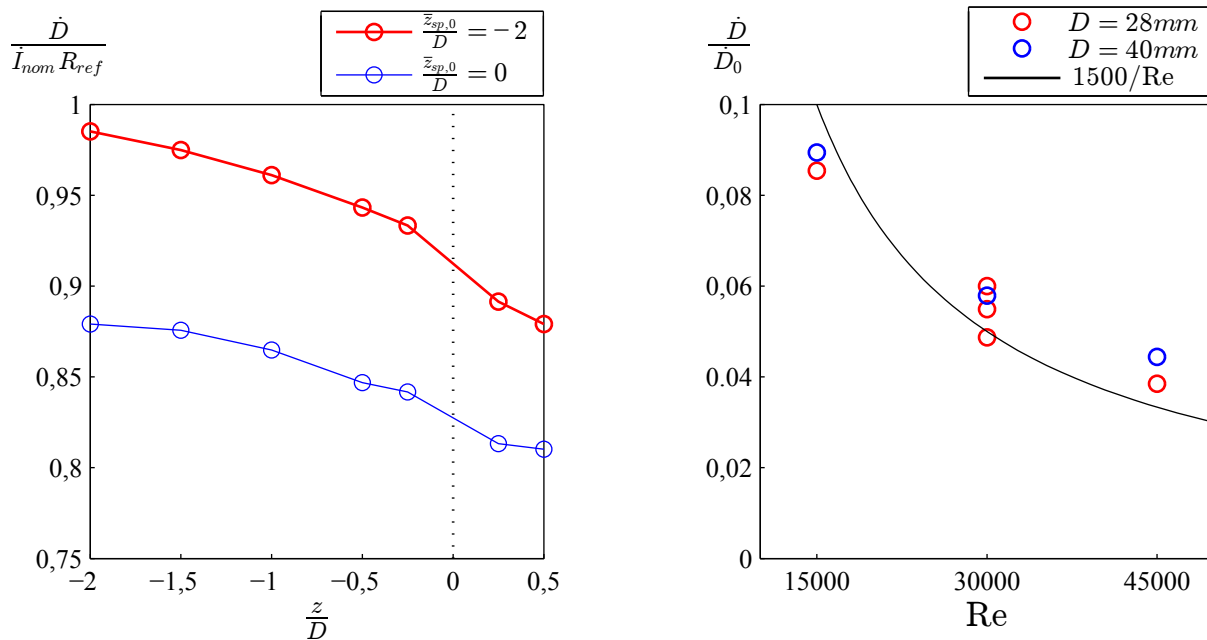


Abbildung A.20: Drehimpulsdissipation; links: dissipationsbedingter Drehimpulsabbau entlang der Vormischzone bei  $D = 28 \text{ mm}$  und  $Re = 30\,000$ ; rechts: relativer Drehimpulsverlust der Strömung innerhalb der Vormischzone

perwirbels mit linearem Umfangsgeschwindigkeitsverlauf. Zum Zweiten den Übergangsbereich, in dem die Steigung des Umfangsgeschwindigkeitsverlaufs bis auf den Wert Null am Maximum der Umfangsgeschwindigkeit abfällt und die Dissipation in Umfangsrichtung gleichzeitig auf den Wert  $(u_\varphi/r)^2$  ansteigt. Zum Dritten den Außenbereich mit abnehmender Umfangsgeschwindigkeit, in dem sich die Werte beider Terme in der zweiten Klammer betragsmäßig addieren. Um die Größenordnung des zugehörigen integralen Werts der Dissipation in Umfangsrichtung abzuschätzen, werden die Terme der zweiten Klammer linearisiert und über das Volumen der Vormischzone integriert, wobei in Anlehnung an die untersuchte Strömung von einem Wirbelkernradius von  $r_{vc} = 1/5 R_a$  ausgegangen wird und davon, dass die maximale Umfangsgeschwindigkeit gleich der mittleren Axialgeschwindigkeit  $\bar{u}_z$  ist. Zudem sei der Umfangsgeschwindigkeitsverlauf zwischen  $r_{vc}$  und  $R_a$  linear mit  $u(r) = 5/4 \bar{u}_z (1 - r/R_a)$ .

$$\frac{\dot{E}_{dis}}{2\pi\rho} = \nu \int_{-2D}^0 \int_{r_{vc}}^{R_a} r \left( \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right)^2 dr dz \sim 4R_a \nu \int_{0,2R_a}^{R_a} \frac{25\bar{u}_z^2}{16r} dr = \frac{25}{4} \ln(5) \nu R_a \bar{u}_z^2 \quad (\text{A.23})$$

Da in axialer Richtung und in Umfangsrichtung keine Geschwindigkeitsgradienten vorliegen, kann die gesamte Dissipation in der Vormischzone bezogen auf den Zustrom an Rotationsenergie  $\dot{E}_{rot}$  in die Vormischzone mit den Gleichungen (A.24) und (A.25) abgeschätzt werden.

$$\frac{\dot{E}_{rot}}{2\pi\rho} = \int_0^{R_a} \frac{u_\varphi^2}{2} \bar{u}_z r dr = \int_0^{r_{vc}} \frac{25\bar{u}_z^3 r^3}{2R_a^2} dr + \int_{r_{vc}}^{R_a} \frac{25}{32} \bar{u}_z^3 \left( r - 2\frac{r^2}{R_a} + \frac{r^3}{R_a^2} \right) dr = 3,18 \bar{u}_z^3 R_a^2 \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\dot{E}_{dis}}{\dot{E}_{rot}} = \frac{172,44}{\text{Re}} \quad (\text{A.25})$$

Die relative Dissipation an kinetischer Energie ist proportional zum Kehrwert der Reynolds-Zahl. Für die präsentierte, stark vereinfachte Abschätzung der Dissipation der laminaren Wirbelströmung ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor von ungefähr 170. Wird für den turbulenten Fall von einer um eine Größenordnung höheren Dissipation ausgegangen, entspricht die Größe des Proportionalitätsfaktors der Größe des Skalierungsfaktors der in Abbildung A.20 rechts zusätzlich eingetragenen Reynolds-Zahl-Hyperbel.

## A.17 Einfluss des radialen Einschlusses der Strömung durch Brennkammerwände auf das Drallströmungsfeld

Um die laseroptische Untersuchung des Flammenrückschlags in Drallflammen zu vereinfachen wurde in Erwägung gezogen, neben der Versuchskonfiguration 1 auch eine Versuchskonfiguration ohne Brennkammer zu verwenden. Sollte die Position des Wirbelaufplatzens und die Form der Rezirkulation in beiden Versuchskonfigurationen vergleichbar sein, wäre es unter Umständen möglich, den Einfluss der Flammenfront in der äußeren Scherzone auf den Flammenrückschlag zu erfassen. Jedoch sind die nicht-reagierenden Strömungen beider Konfigurationen nicht vergleichbar. Dies ist in Abbildung A.21 anhand gemessener Axialgeschwindigkeitsfelder der nicht-reagierenden Strömung in der  $r$ - $z$ -Ebene für  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$  und zwei unterschiedliche Drallniveaus zu erkennen. Durch Anlegen der Drallströmung an die Brennkammerwand stellt sich mit der Brennkammer eine deutlich weiter aufplatzende Drallströmung ein

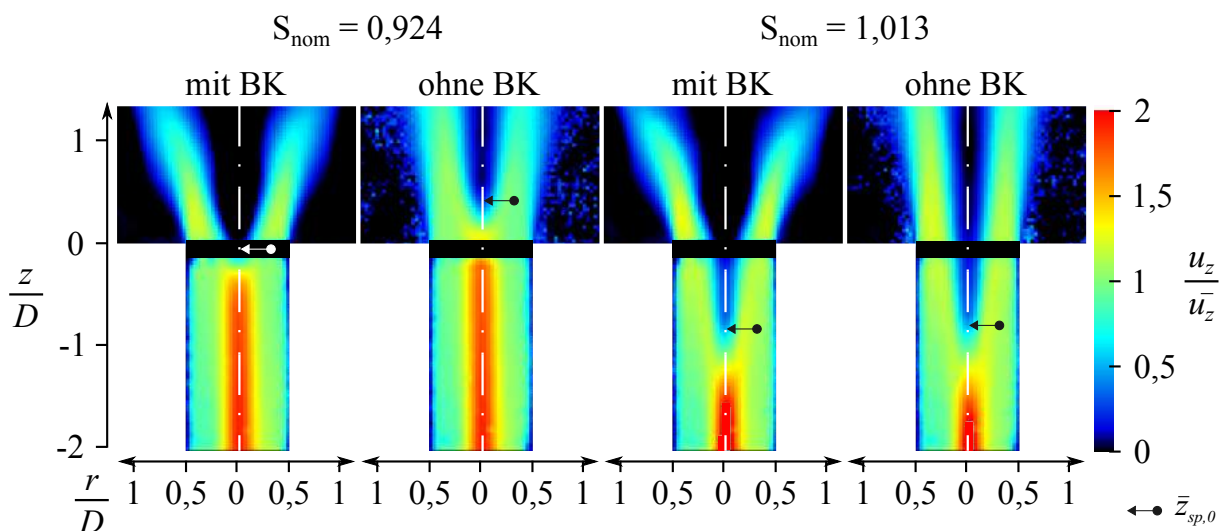


Abbildung A.21: Einfluss des radialen Einschluss der Strömung durch eine Brennkammer (BK); Axialgeschwindigkeitsverteilung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 40$  mm,  $S_{nom} = 0,924$  und  $S_{nom} = 1,013$

als ohne die Brennkammer. Im Fall von  $S_{nom} = 0,924$  liegt das Wirbelaufplatzen zudem mit Brennkammer deutlich weiter stromauf als ohne Brennkammer. Im reagierenden Fall zeigt sich, dass die Flamme in der Konfiguration ohne Brennkammer deutlich weniger Intensität entfaltet als mit Brennkammer und in der engen Rezirkulationszone nicht stabil brennt. Unter kontinuierlicher Zündung der Flamme ist für  $S_{nom} = 0,924$  ohne Brennkammer dennoch kein Flammenrückschlag zu erreichen, für  $S_{nom} = 1,013$  tritt der Flammenrückschlag ohne Brennkammer im Vergleich zu der Konfiguration mit Brennkammer bei einem höheren Äquivalenzverhältnis auf.

## A.18 Erläuterung zur Bestimmung der Dicke der Formaldehyd-Schicht

Zur Beurteilung der Verbrennungsbedingungen wurden mit der in den Abschnitten 3.2 und 3.6 erläuterten Methodik  $\text{CH}_2\text{O}$ -LIF-Messungen durchgeführt und daraus die Dicke des Bereiches bestimmt, innerhalb dessen Formaldehyd über der Detektionsgrenze vorliegt. Hierzu wurden die instantanen Roh-Bild-Aufnahmen von Rauschen und Hintergrundsignal bereinigt und binarisiert. Anschließend wurde für jeden Pixel eines instantanen Binär-Bilds in Richtung der Hauptachsen und der Winkelhalbierenden des  $r$ - $z$ -Koordinatensystems die kürzeste Strecke durch die detektierte Formaldehyd-Schicht bestimmt und die resultierenden Messwerte durch Mittelung auf das Messvolumen-Raster des Geschwindigkeitsfeldes übertragen. In Abbildung A.22 ist die beschriebene Auswertungsabfolge anhand von exemplarischen Zwischenergebnissen für vier Fälle mit unterschiedlich dicken  $\text{CH}_2\text{O}$ -Zonen dargestellt. Den Messungen liegt das reagierende Strömungsfeld der Versuchskonfiguration 2 mit  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C und dem Brennstoff Propan zugrunde. Die einzelnen Auswertungsschritte sind untereinander angeordnet. Zur Veranschaulichung und zum Vergleich der Auswertung für unterschiedliche beschaffene Flammen sind die Auswertungsschritte für unterschiedliche Verbrennungsbedingungen nebeneinandergestellt. Die unterschiedliche Dicke der  $\text{CH}_2\text{O}$ -Zone wird bereits anhand des LIF-Roh-Signals und des bereinigten LIF-Signals in der ersten und zweiten Zeile deutlich erkennbar. In den Datenfeldern der dritten Zeile ist der Aufenthaltsbereich des Formaldehyds und

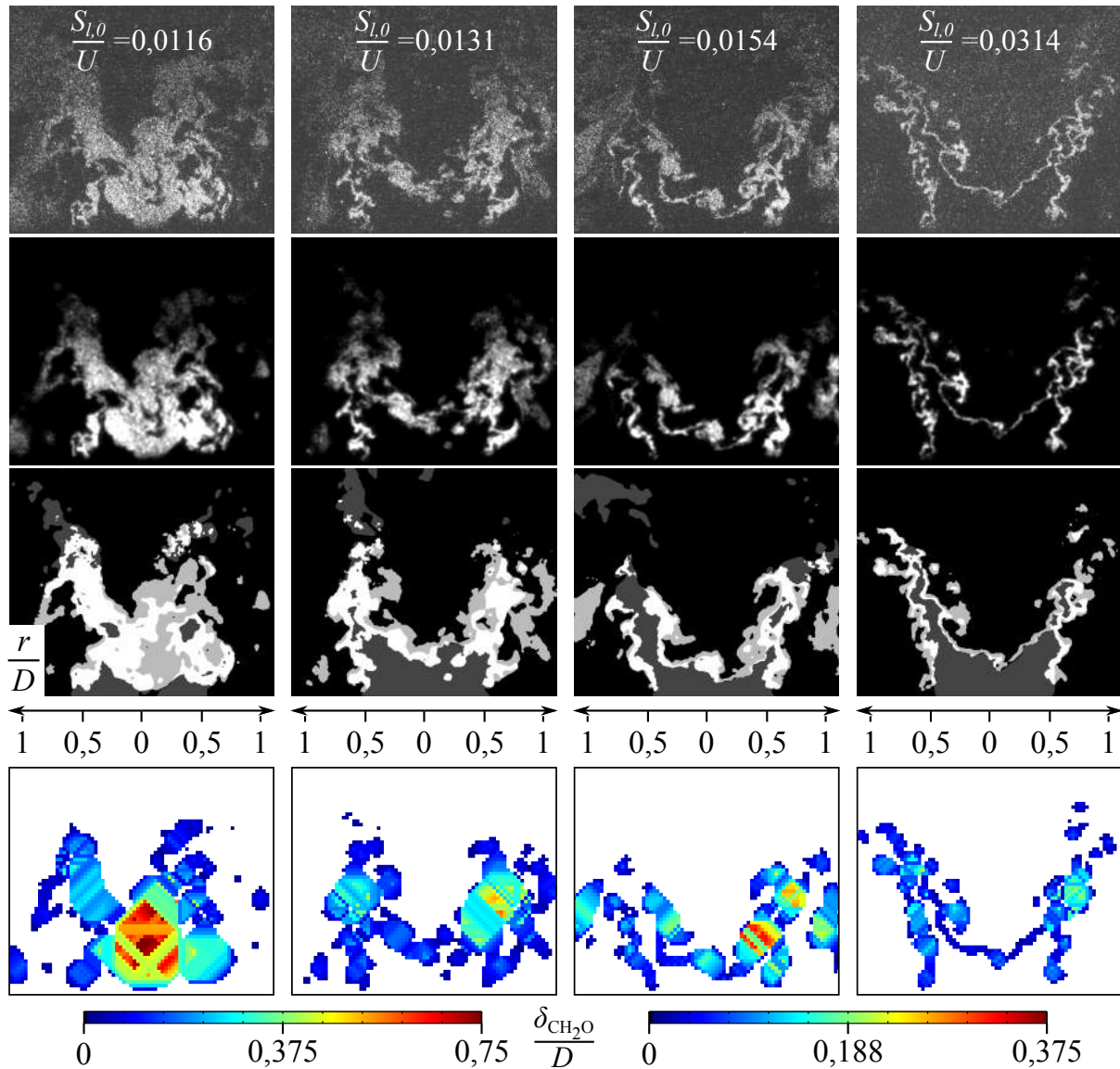


Abbildung A.22: Exemplarische Gegenüberstellung der schrittweisen Bestimmung von  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  für VK2 bei  $D = 40$  mm,  $\text{Re} = 30\,000$  und  $\vartheta_0 = 50$  °C für Propan bei  $\Phi = 0,6$ ,  $\Phi = 0,62$ ,  $\Phi = 0,65$  und  $\Phi = 0,85$  - von oben nach unten: LIF-Signal, bereinigte Daten, binarisiertes LIF-Signal in hellgrau, überlagert mit binarisiertem Frischgasbereich in dunkelgrau, räumliche Verteilung von  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$

des Frischgases überlagert dargestellt. Hellgraue Flächen kennzeichnen  $\text{CH}_2\text{O}$ -Zonen, dunkelgraue Bereiche kennzeichnen Frischgaszonen und weiße Bereiche kennzeichnen die Überlappung beider Zonen. Die unterste Zeile enthält die instantane räumliche Verteilung von  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$ , wobei der Wertebereich von  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}/D$  für die beiden linken Fälle bis 0,75 und für die beiden rechten Fälle bis 0,375 reicht.

Soweit beschrieben, basiert die Methode zur Bestimmung von  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  auf der Annahme, dass der Lichtschnitt und die instantane Flammenfront orthogonal zueinander stehen. Auch wenn die Strömung im Mittel rotationssymmetrisch ist und die Flammenfront im Mittel tatsächlich orthogonal zum Lichtschnitt verläuft, fluktuiert die räumliche Ausrichtung der Flammenfront im zeitlichen Verlauf statistisch. Der Messwert muss daher entsprechend korrigiert werden. Hierzu wird ver-

einfachend angenommen, dass für den Winkel zwischen Flammenfront-Normalen und  $r$ - $z$ -Ebene eine gleichverteilte Wahrscheinlichkeitsdichte vorliegt. Anhand Abbildung A.23 ist die tatsächliche Dicke  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  und die messtechnisch erfasste Dicke  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}^*$  für einen beliebigen Neigungswinkel  $\alpha$  und einen Lichtschnitt der Breite  $b$  dargestellt. Der messtechnisch erfasste Mittelwert  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}^*$

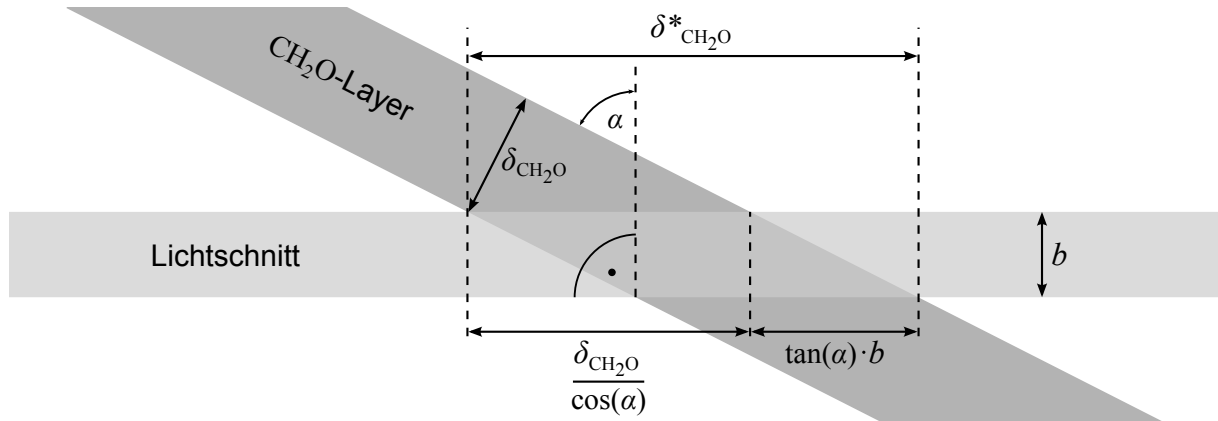


Abbildung A.23: Geometrische Zusammenhänge zwischen tatsächlicher und gemessener Dicke der Formaldehyd-Schicht

ergibt sich aufgrund der Gleichverteilung von  $\alpha$  gemäß der Gleichung (A.26). Aufgrund des Vorzeichenwechsels der Kreisfunktionen bei  $\pi/2$  ist die Gleichung nur für  $|\alpha| < \pi/2$  gültig.

$$\delta_{\text{CH}_2\text{O}}^* = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\delta_{\text{CH}_2\text{O}}}{\cos(\alpha)} + \tan(\alpha) b d\alpha \quad (\text{A.26})$$

Da die Kreisfunktionen symmetrisch zu 0 beziehungsweise  $\pi$  sind, ist eine Integration über einen größeren Winkelbereich nicht notwendig. Am oberen Integrationsrand  $\pi/2$  geht der Integrand gegen Unendlich, entsprechend einer parallel zum Lichtschnitt orientierten Flammenfront. Jedoch tritt eine parallele Ausrichtung der Flammenfront zum Lichtschnitt in der Realität nur über einen räumlich begrenzten Bereich auf. Zur weiteren Abschätzung wird die maximale Ausdehnung des Bereichs mit parallel orientierter Flammenfront entsprechend dem beobachteten, maximalen turbulenten Längenmaßes zu  $0,15D$  angenommen. Hieraus kann gemäß Gleichung (A.27) eine entsprechende Obergrenze des effektiven Neigungswinkels  $\alpha_{max}$  bestimmt werden.

$$\alpha_{max} = \cos^{-1} \left( \frac{b}{0,15D} \right) \quad (\text{A.27})$$

Damit ergibt sich nach Integration von Gleichung (A.26) der Zusammenhang für das Verhältnis von gemessener und tatsächlicher Dicke der Formaldehyd-Schicht gemäß Gleichung (A.28).

$$\frac{\delta_{\text{CH}_2\text{O}}^*}{\delta_{\text{CH}_2\text{O}}} = \frac{\ln \left( \tan \left( \frac{\alpha_{max}}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right)}{\alpha_{max}} - \frac{b}{\delta_{\text{CH}_2\text{O}}} \frac{\ln(\cos(\alpha_{max}))}{\alpha_{max}} \quad (\text{A.28})$$



Unter Annahme von  $b = 0,6$  mm sowie den Brennerdurchmesser  $D_1 = 40$  mm und  $D_2 = 28$  mm leiten sich die Korrekturen für den Mittelwert  $\delta_{\text{CH}_2\text{O}}$  ab gemäß Gleichung (A.29).

$$\delta_{\text{CH}_2\text{O},D_1} = \frac{\delta_{\text{CH}_2\text{O}}^* - 0,94 \text{ mm}}{2,04} \quad \text{und} \quad \delta_{\text{CH}_2\text{O},D_2} = \frac{\delta_{\text{CH}_2\text{O}}^* - 0,82 \text{ mm}}{1,85} \quad (\text{A.29})$$

## A.19 Vergleich der gemessenen und der geschätzten turbulenten Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nach der in Abschnitt 3.6.2 beschriebenen Methodik die turbulente Brenngeschwindigkeit in allen gemäß Abbildung 5.19 definierten Zonen der Flammenfront bestimmt. Zur Einordnung der Messwerte wurden diese mit einer Schätzung der Brenngeschwindigkeit auf Basis der in diesen Zonen gemessenen turbulenten Größen  $u_{rms}$  und  $L_t$  sowie der durch die Betriebsrandbedingungen vorgegebenen Größen  $S_{l,0}$  und  $\delta_{l,0}$  verglichen. Zur Schätzung wurde die in Gleichung (A.30) dargestellte Korrelation von Peters (1999) verwendet.

$$\frac{S_t}{S_{l,0}} = 1 - \frac{0,39}{2} \frac{L_t}{\delta_{l,0}} + \left[ \left( \frac{0,39}{2} \frac{L_t}{\delta_{l,0}} \right)^2 + 0,78 \frac{u_{rms} L_t}{S_{l,0} \delta_{l,0}} \right]^{0,5} \quad (\text{A.30})$$

In Abbildung A.24 sind die gemessene und die geschätzte turbulente Brenngeschwindigkeit an der Spitze der Flammenfront und der inneren Flanke der Flammenfront an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen über der Streckungsrate der Strömung  $K_D$  aufgetragen. Obwohl sich für den Einfluss der Streckungsrate  $K_D$  und die

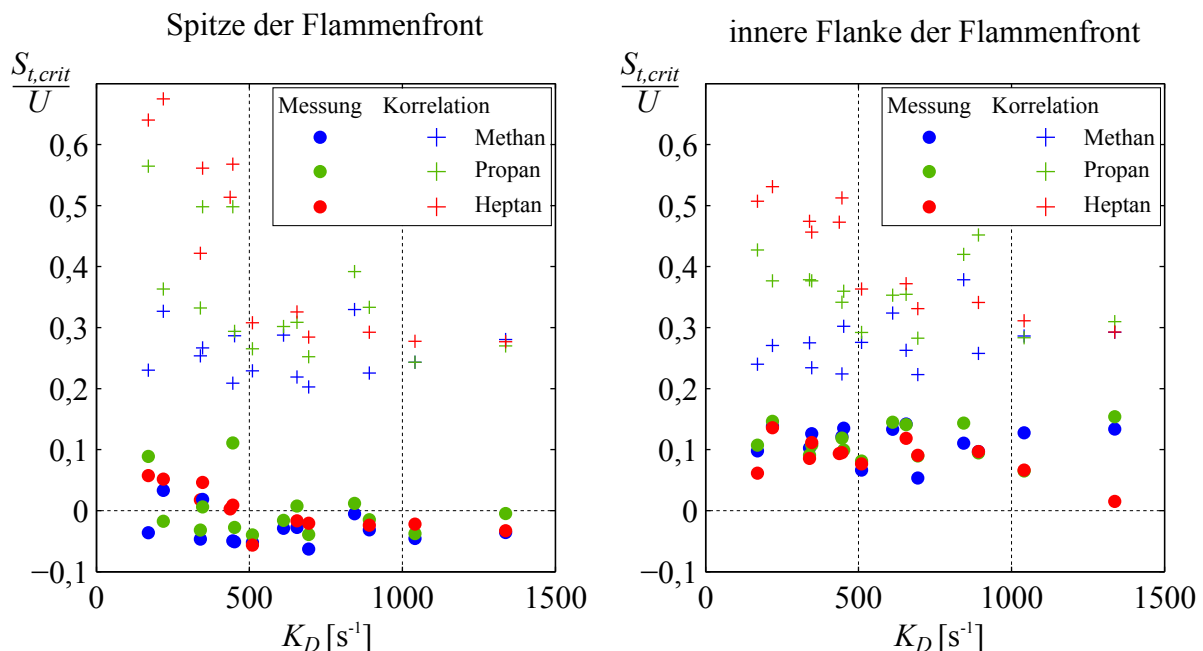


Abbildung A.24: Vergleich von gemessenen, turbulenten Brenngeschwindigkeit an der Spitze und an der inneren Flanke der Flammenfront mit Schätzwerten basierend auf der Korrelation von Peters (1999) für Betriebsbedingungen an der Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen



brennstoffspezifischen Eigenschaften anhand der gemessenen und der geschätzten Werte ähnliche Trends erkennen lassen, sind die mit der Korrelation geschätzten Werte sind für beide Bereiche der Flammenfront viel größer als die Messwerte. Da Korrelationen wie Gleichung (A.30) für ebene turbulente Flammenfronten mit homogenen Zuströmungsbedingungen entwickelt wurden, sind Abweichungen prinzipiell zu erwarten. Dennoch ist die Größe der Abweichung überraschend und unterstreicht nochmals die Bedeutung des in Abschnitt A.6 erläuterten Transportmechanismus für Rezirkulationszonen von Drallflammen für die Flammenstabilisierung und die effektive Brenngeschwindigkeit.

## A.20 Ergänzung zum Einfluss der globalen Karlovitz-Zahl der Strömung auf die Flammendicke

Ergänzend zu der in Abschnitt 6.2 und anhand Abbildung fig:scatterDFvsKAD diskutierten Abschätzung der Flammendicke ist in Abbildung A.25 der Zusammenhang zwischen der geschätzten Flammendicke  $\delta_{l,est}$  und dem Produkt der Lewis-Zahl und der globalen Karlovitz-Zahl  $LeKa_D$  dargestellt. Durch  $LeKa_D$  wird die brennstoffspezifische Sensitivität gegenüber turbulenter Stre-

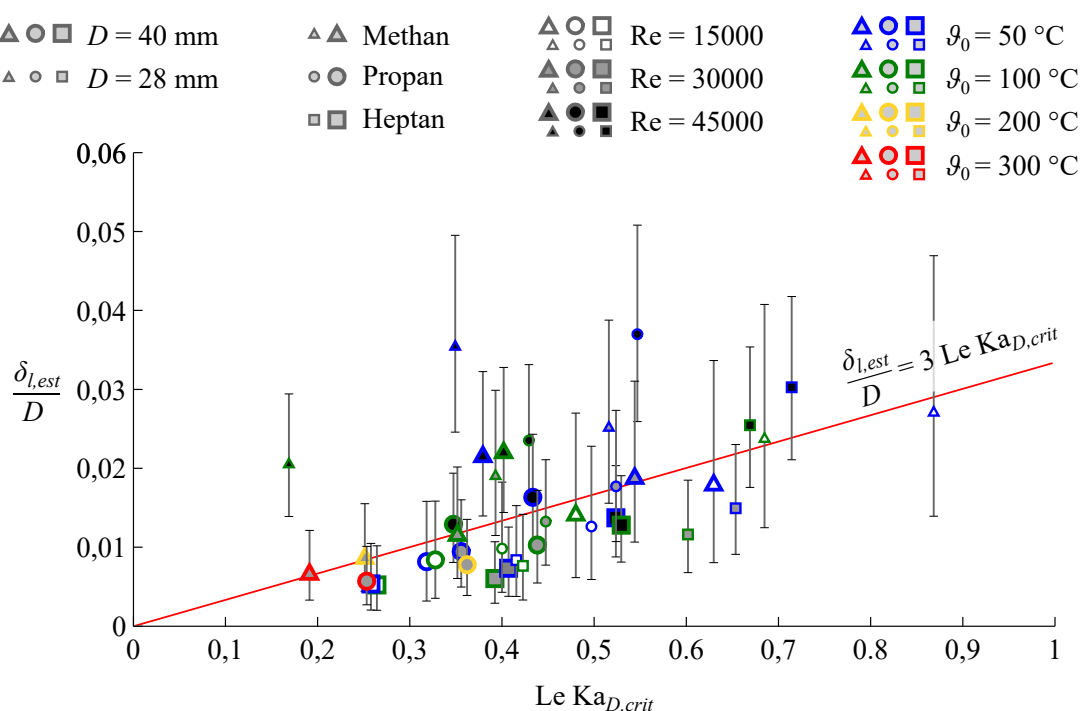


Abbildung A.25: Geschätzte Flammendicke an der Stabilitätsgrenze in Abhängigkeit von  $Ka_{D,crit}$  für alle untersuchten Betriebsbedingungen

ckung berücksichtigt und eine deutlich bessere Korrelation mit der zugehörigen Flammendicke  $\delta_{l,est}$  erreicht. Zur Orientierung ist in das Streudiagramm die Gerade  $\delta_{l,est}/D = 3LeKa_D$  als rote Linie eingetragen. Diese kann als eine mögliche Korrelation zur Abschätzung der Flammendicke für noch höhere globale Karlovitz-Zahlen dienen. Demzufolge würde die Flammendicke erst bei einem Wert von  $LeKa_D \geq 3$  soweit anwachsen, dass diese in den Makroskalenbereich der Drallströmung eintritt -  $\delta_{l,est}/D \geq 0,1$  - und somit die Verdickung der Flammenfront vergleichbar ist mit der Größe der kohärenten Wirbelstrukturen der Drallströmung.

## A.21 Übersicht der untersuchten Betriebspunkte und der zugehörigen experimentell ermittelten Stabilitätsgrenzen

In diesem Abschnitt werden in den Tabellen A.5 bis A.8 weitere Angaben zu den Betriebsbedingungen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkten und den zugehörigen Stabilitätsgrenzen gemacht. Zunächst wird aber ergänzend zu den in Abschnitt 7.1 vorgestellten Stabilitätsgrenzen für die Frischgastemperatur  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$ , anhand derer der Einfluss der Reynolds-Zahl, der Baugröße und der brennstoffspezifischen Eigenschaften auf die Stabilitätsgrenze diskutiert wurde, auch auf die Stabilitätsgrenzen für erhöhte Frischgastemperaturen eingegangen. Hierzu sind in Abbildung A.26 alle im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Stabilitätsgrenzen dargestellt. Die Daten sind in den Diagrammen so dargestellt, dass der Einfluss der Frischgastemperaturen jeweils für  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  sowie für  $D = 40\text{ mm}$  und  $D = 28\text{ mm}$  möglichst leicht erkennbar wird. Für Betriebspunkte, bei welchen die Stabilitätsgrenze auch bei  $\Phi = 1,1$  nicht erreicht wurde, ist der maximal erreichte Wert von  $S_{L,0}/U$  mit einem schwarzen Dreieck markiert. Es handelt sich dabei um die Betriebspunkte:

- $\bar{z}_{sp,0} = 0$ ,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $Re = 45\,000$ , Methan,  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$  und  $\vartheta_0 = 200\text{ °C}$
- $\bar{z}_{sp,0} \leq -1$ ,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $Re = 45\,000$ , Methan,  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$ ,  $\vartheta_0 = 200\text{ °C}$  und  $\vartheta_0 = 300\text{ °C}$

Anhand der Stabilitätsgrenzen zeigt sich, dass der Einfluss der Frischgastemperatur auf die Stabilitätsgrenze im Vergleich zu den restlichen untersuchten Betriebsparametern gering ist. Für Methan ist der Einfluss von  $T_0$  wesentlich stärker ausgeprägt, als bei den Brennstoffen mit  $Ma \gg 1$ . Darüber hinaus ist mit zunehmender Reynolds-Zahl eine Reduktion des Einflusses von  $T_0$  festzustellen. Bemerkenswert ist zudem, dass für Methan ein Anstieg der Stabilitätsgrenze mit der Frischgastemperatur zu beobachten ist, wohingegen die Stabilitätsgrenze für Heptan mit zunehmender Frischgastemperatur leicht abnimmt. In dieser Arbeit wird als Stabilitätsgrenze für den Flammenrückschlag das Geschwindigkeitsverhältnis  $S_{l,0,crit}/U$  verwendet. Um die weitere Analyse der Ergebnisse dieser Arbeit zu erleichtern, werden in den nachfolgenden Tabellen zu den Betriebspunkten und den Stabilitätsgrenzen weitere Betriebsparameter angegeben. Hierzu sei angemerkt, dass bei Betriebspunkten mit der Angabe von  $\Phi_{crit} = 1,1$  die Stabilitätsgrenze nicht erreicht wurde.

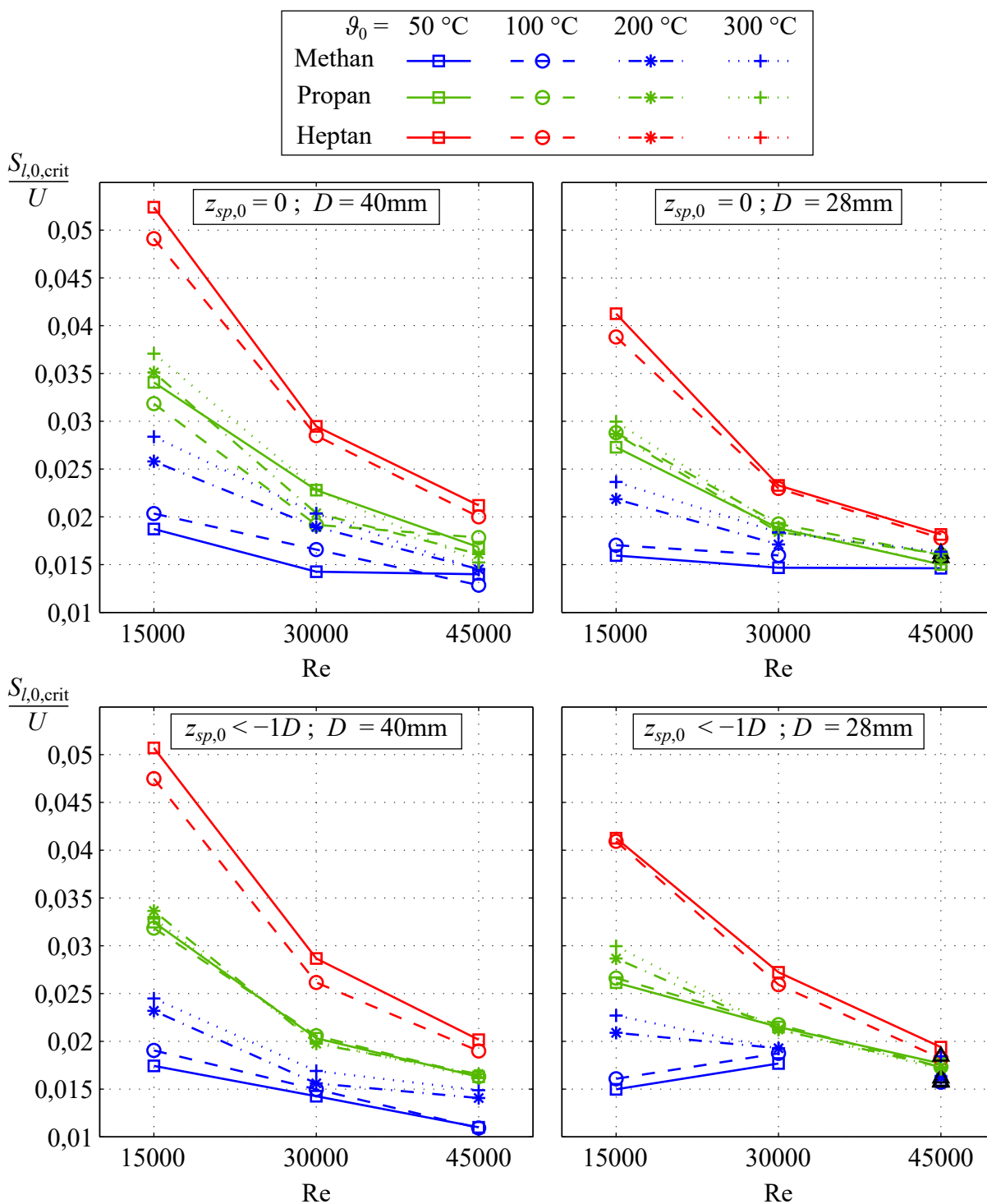


Abbildung A.26: Gegenüberstellung der Stabilitätsgrenzen des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen -  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  - und des Flammenrückschlags durch turbulentes Brennen auf der Wirbelachse -  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  - für die untersuchten Frischgastemperaturen  $\vartheta_0$

$\frac{\bar{z}_{sp,0}}{D}$	$D$ [mm]	Re $\cdot 10^{-3}$	Brenn- stoff	$\vartheta_0$ [°C]	$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\bar{U}$ [m/s]	$\nu$ [mm <sup>2</sup> /s]	$\Phi_{crit}$	$S_{l,0,crit}$ [m/s]	$\delta_{l,0,crit}$ [mm]	$T_{ad}$ [K]	Ma
0	40	15	Methan	50	1,077	6,8	18,139	0,65	0,127	0,518	1859	0,62
0	40	30	Methan	50	1,077	13,6	18,139	0,71	0,194	0,341	1895	0,66
0	40	45	Methan	50	1,077	20,4	18,139	0,78	0,285	0,233	2060	0,79
0	40	15	Propan	50	1,077	6,8	18,139	0,68	0,232	0,266	2174	5,29
0	40	30	Propan	50	1,077	13,6	18,139	0,73	0,31	0,199	2029	5,57
0	40	45	Propan	50	1,077	20,4	18,139	0,78	0,343	0,179	2114	5,4
0	40	15	Heptan	50	1,077	6,8	18,139	0,76	0,356	0,18	2074	8,65
0	40	30	Heptan	50	1,077	13,6	18,139	0,81	0,401	0,16	2143	8,39
0	40	45	Heptan	50	1,077	20,4	18,139	0,84	0,432	0,148	2167	8,3
0	40	15	Methan	100	0,933	8,7	23,303	0,63	0,178	0,429	1817	0,62
0	40	30	Methan	100	0,933	18,1	23,303	0,71	0,299	0,256	1961	0,74
0	40	45	Methan	100	0,933	26,2	23,303	0,77	0,337	0,227	2092	0,82
0	40	15	Propan	100	0,933	8,7	23,303	0,67	0,278	0,256	1946	5,21
0	40	30	Propan	100	0,933	18,1	23,303	0,72	0,346	0,206	1964	5,17
0	40	45	Propan	100	0,933	26,2	23,303	0,78	0,468	0,152	2140	4,85
0	40	15	Heptan	100	0,933	8,7	23,303	0,76	0,429	0,173	2128	7,59
0	40	30	Heptan	100	0,933	18,1	23,303	0,79	0,498	0,149	2128	7,59
0	40	45	Heptan	100	0,933	26,2	23,303	0,81	0,524	0,141	2203	7,37
0	40	15	Methan	200	0,736	13,1	34,959	0,63	0,338	0,286	1824	0,68
0	40	30	Methan	200	0,736	24,5	34,959	0,71	0,463	0,209	2007	0,79
0	40	45	Methan	200	0,736	39,3	34,959	0,76	0,571	0,17	2058	0,82
0	40	15	Propan	200	0,736	13,1	34,959	0,65	0,46	0,196	1883	4,47
0	40	30	Propan	200	0,736	24,5	34,959	0,68	0,499	0,181	1980	4,3
0	40	45	Propan	200	0,736	39,3	34,959	0,74	0,633	0,143	2055	4,18
0	40	15	Methan	275	0,635	16,8	44,751	0,62	0,476	0,235	1853	0,73
0	40	30	Methan	300	0,607	33,7	48,199	0,69	0,686	0,171	2121	0,84
0	40	45	Methan	275	0,635	50,3	44,751	0,73	0,727	0,155	2054	0,82
0	40	15	Propan	275	0,635	16,8	44,751	0,64	0,622	0,168	1904	3,92
0	40	30	Propan	300	0,607	33,7	48,199	0,66	0,771	0,142	2070	3,58
0	40	45	Propan	275	0,635	50,3	44,751	0,7	0,766	0,137	2019	3,77

Tabelle A.5: Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch CIVB mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $D = 40$  mm

$\frac{\bar{z}_{sp,0}}{D}$	$D$ [mm]	Re $\cdot 10^{-3}$	Brenn- stoff	$\vartheta_0$ [°C]	$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\bar{U}$ [m/s]	$\nu$ [mm <sup>2</sup> /s]	$\Phi_{crit}$	$S_{l,0,crit}$ [m/s]	$\delta_{l,0,crit}$ [mm]	$T_{ad}$ [K]	Ma
0	28	15	Methan	50	1,077	9,7	18,139	0,66	0,155	0,426	1895	0,66
0	28	30	Methan	50	1,077	19,4	18,139	0,79	0,285	0,233	2186	0,85
0	28	45	Methan	50	1,077	29,2	18,139	0,94	0,426	0,157	2244	0,88
0	28	15	Propan	50	1,077	9,7	18,139	0,71	0,265	0,233	2012	5,61
0	28	30	Propan	50	1,077	19,4	18,139	0,8	0,365	0,169	2250	5,18
0	28	45	Propan	50	1,077	29,2	18,139	0,86	0,438	0,141	2280	5,14
0	28	15	Heptan	50	1,077	9,7	18,139	0,82	0,401	0,16	2178	8,27
0	28	30	Heptan	50	1,077	19,4	18,139	0,85	0,452	0,142	2218	8,14
0	28	45	Heptan	50	1,077	29,2	18,139	0,95	0,529	0,121	2266	8
0	28	15	Methan	100	0,933	12,5	23,303	0,67	0,213	0,359	1926	0,71
0	28	30	Methan	100	0,933	25	23,303	0,8	0,399	0,193	2196	0,86
0	28	45	Methan	100	0,933	37,5	23,303	1,1	0,589	0,193	2275	0,9
0	28	15	Propan	100	0,933	12,5	23,303	0,71	0,36	0,198	2107	4,9
0	28	30	Propan	100	0,933	25	23,303	0,79	0,481	0,148	2254	4,7
0	28	45	Propan	100	0,933	37,5	23,303	0,9	0,599	0,118	2315	4,63
0	28	15	Heptan	100	0,933	12,5	23,303	0,8	0,485	0,153	2180	7,44
0	28	30	Heptan	100	0,933	25	23,303	0,84	0,573	0,129	2242	7,27
0	28	45	Heptan	100	0,933	37,5	23,303	0,94	0,666	0,111	2291	7,16
0	28	15	Methan	200	0,736	18,7	34,959	0,67	0,409	0,237	1898	0,74
0	28	30	Methan	200	0,736	37,5	34,959	0,8	0,641	0,152	2124	0,84
0	28	45	Methan	200	0,736	56,2	34,959	1,1	0,907	0,152	2338	0,9
0	28	15	Propan	200	0,736	18,7	34,959	0,69	0,537	0,168	1961	4,33
0	28	30	Propan	200	0,736	37,5	34,959	0,77	0,689	0,131	2109	4,12
0	28	45	Propan	200	0,736	56,2	34,959	0,9	0,906	0,099	2307	3,92
0	28	15	Methan	275	0,635	24	44,751	0,66	0,567	0,198	1927	0,77
0	28	30	Methan	275	0,635	47,9	44,751	0,8	0,88	0,128	2171	0,86
0	28	45	Methan	275	0,635	71,9	44,751	0,97	1,176	0,097	2368	0,9
0	28	15	Propan	275	0,635	24	44,751	0,68	0,718	0,146	1981	3,81
0	28	30	Propan	275	0,635	47,9	44,751	0,76	0,907	0,115	2131	3,65
0	28	45	Propan	275	0,635	71,9	44,751	0,84	1,081	0,097	2264	3,54

Tabelle A.6: Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch CIVB mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  und  $D = 28$  mm

$\frac{\bar{z}_{sp,0}}{D}$	$D$ [mm]	Re $\cdot 10^{-3}$	Brenn- stoff	$\vartheta_0$ [°C]	$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\bar{U}$ [m/s]	$\nu$ [mm <sup>2</sup> /s]	$\Phi_{crit}$	$S_{l,0,crit}$ [m/s]	$\delta_{l,0,crit}$ [mm]	$T_{ad}$ [K]	Ma
-1	40	15	Methan	50	1,077	6,8	18,139	0,61	0,118	0,557	1712	0,41
-1	40	30	Methan	50	1,077	13,6	18,139	0,69	0,194	0,341	1877	0,64
-1	40	45	Methan	50	1,077	26,2	18,139	0,72	0,224	0,295	1930	0,69
-1	40	15	Propan	50	1,077	6,8	18,139	0,66	0,221	0,28	1862	6,03
-1	40	30	Propan	50	1,077	13,6	18,139	0,71	0,276	0,223	1957	5,75
-1	40	45	Propan	50	1,077	26,2	18,139	0,76	0,332	0,185	2064	5,49
-1	40	15	Heptan	50	1,077	6,8	18,139	0,75	0,345	0,186	2028	8,85
-1	40	30	Heptan	50	1,077	13,6	18,139	0,79	0,39	0,165	2103	8,53
-1	40	45	Heptan	50	1,077	26,2	18,139	0,81	0,412	0,156	2117	8,48
-1	40	15	Methan	100	0,933	8,7	23,303	0,61	0,166	0,458	1743	0,53
-1	40	30	Methan	100	0,933	17,5	23,303	0,69	0,262	0,292	1908	0,7
-1	40	45	Methan	100	0,933	26,2	23,303	0,71	0,287	0,267	1944	0,73
-1	40	15	Propan	100	0,933	8,7	23,303	0,65	0,278	0,256	1869	5,41
-1	40	30	Propan	100	0,933	17,5	23,303	0,71	0,36	0,198	2002	5,09
-1	40	45	Propan	100	0,933	26,2	23,303	0,76	0,428	0,166	2056	4,99
-1	40	15	Heptan	100	0,933	8,7	23,303	0,73	0,415	0,179	2036	7,91
-1	40	30	Heptan	100	0,933	17,5	23,303	0,76	0,457	0,162	2084	7,74
-1	40	45	Heptan	100	0,933	26,2	23,303	0,79	0,498	0,149	2113	7,64
-1	40	15	Methan	200	0,736	13,1	34,959	0,61	0,304	0,318	1787	0,65
-1	40	30	Methan	200	0,736	26,2	34,959	0,67	0,409	0,237	1898	0,74
-1	40	45	Methan	200	0,736	39,3	34,959	0,75	0,553	0,176	2041	0,81
-1	40	15	Propan	200	0,736	13,1	34,959	0,64	0,441	0,205	1864	4,51
-1	40	30	Propan	200	0,736	26,2	34,959	0,68	0,518	0,175	1941	4,36
-1	40	45	Propan	200	0,736	39,3	34,959	0,75	0,652	0,138	2073	4,16
-1	40	15	Methan	275	0,635	16,8	44,751	0,59	0,411	0,272	1797	0,7
-1	40	30	Methan	275	0,635	33,6	44,751	0,66	0,567	0,198	1927	0,77
-1	40	45	Methan	275	0,635	50,3	44,751	0,74	0,749	0,15	2071	0,83
-1	40	15	Propan	275	0,635	16,8	44,751	0,61	0,551	0,19	1846	4,02
-1	40	30	Propan	275	0,635	33,6	44,751	0,66	0,67	0,156	1943	3,87
-1	40	45	Propan	275	0,635	50,3	44,751	0,72	0,813	0,129	2057	3,72

Tabelle A.7: Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch TBVA mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  und  $D = 40$  mm

$\frac{\bar{z}_{sp,0}}{D}$	$D$ [mm]	Re $\cdot 10^{-3}$	Brenn- stoff	$\vartheta_0$ [°C]	$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\bar{U}$ [m/s]	$\nu$ [mm <sup>2</sup> /s]	$\Phi_{crit}$	$S_{l,0,crit}$ [m/s]	$\delta_{l,0,crit}$ [mm]	$T_{ad}$ [K]	Ma
-1	28	15	Methan	50	1,077	9,7	18,139	0,64	0,146	0,454	1767	0,5
-1	28	30	Methan	50	1,077	19,4	18,139	0,84	0,344	0,194	2103	0,81
-1	28	45	Methan	50	1,077	29,2	18,139	1,1	0,461	0,194	2244	0,88
-1	28	15	Propan	50	1,077	9,7	18,139	0,69	0,254	0,243	1900	5,91
-1	28	30	Propan	50	1,077	19,4	18,139	0,84	0,418	0,147	2160	5,32
-1	28	45	Propan	50	1,077	29,2	18,139	0,95	0,515	0,119	2280	5,14
-1	28	15	Heptan	50	1,077	9,7	18,139	0,8	0,401	0,16	2103	8,53
-1	28	30	Heptan	50	1,077	19,4	18,139	0,94	0,529	0,121	2247	8,06
-1	28	45	Heptan	50	1,077	29,2	18,139	1	0,565	0,114	2269	7,99
-1	28	15	Methan	100	0,933	12,5	23,303	0,64	0,201	0,38	1799	0,6
-1	28	30	Methan	100	0,933	25	23,303	0,86	0,468	0,165	2161	0,85
-1	28	45	Methan	100	0,933	37,5	23,303	1,1	0,589	0,165	2275	0,9
-1	28	15	Propan	100	0,933	12,5	23,303	0,69	0,332	0,214	1927	5,26
-1	28	30	Propan	100	0,933	25	23,303	0,85	0,543	0,131	2201	4,76
-1	28	45	Propan	100	0,933	37,5	23,303	0,95	0,648	0,109	2306	4,64
-1	28	15	Heptan	100	0,933	12,5	23,303	0,8	0,511	0,145	2113	7,64
-1	28	30	Heptan	100	0,933	25	23,303	0,92	0,648	0,114	2242	7,27
-1	28	45	Heptan	100	0,933	37,5	23,303	0,96	0,682	0,109	2272	7,2
-1	28	15	Methan	200	0,736	18,7	34,959	0,66	0,391	0,247	1880	0,72
-1	28	30	Methan	200	0,736	37,5	34,959	0,85	0,722	0,135	2197	0,87
-1	28	45	Methan	200	0,736	56,2	34,959	1,1	0,907	0,135	2338	0,9
-1	28	15	Propan	200	0,736	18,7	34,959	0,69	0,537	0,168	1961	4,33
-1	28	30	Propan	200	0,736	37,5	34,959	0,83	0,796	0,113	2209	4,01
-1	28	45	Propan	200	0,736	56,2	34,959	0,95	0,973	0,092	2359	3,88
-1	28	15	Methan	275	0,635	24	44,751	0,65	0,544	0,206	1908	0,76
-1	28	30	Methan	275	0,635	47,9	44,751	0,82	0,922	0,122	2201	0,86
-1	28	45	Methan	275	0,635	71,9	44,751	1,1	1,326	0,122	2401	0,9
-1	28	15	Propan	275	0,635	24	44,751	0,68	0,718	0,146	1981	3,81
-1	28	30	Propan	275	0,635	47,9	44,751	0,81	1,018	0,103	2217	3,58
-1	28	45	Propan	275	0,635	71,9	44,751	0,92	1,229	0,085	2369	3,47

Tabelle A.8: Betriebsbedingungen an den Stabilitätsgrenzen der untersuchten Betriebspunkte für den Flammenrückschlag durch TBVA mit  $\bar{z}_{sp,0} \leq -1D$  und  $D = 28$  mm





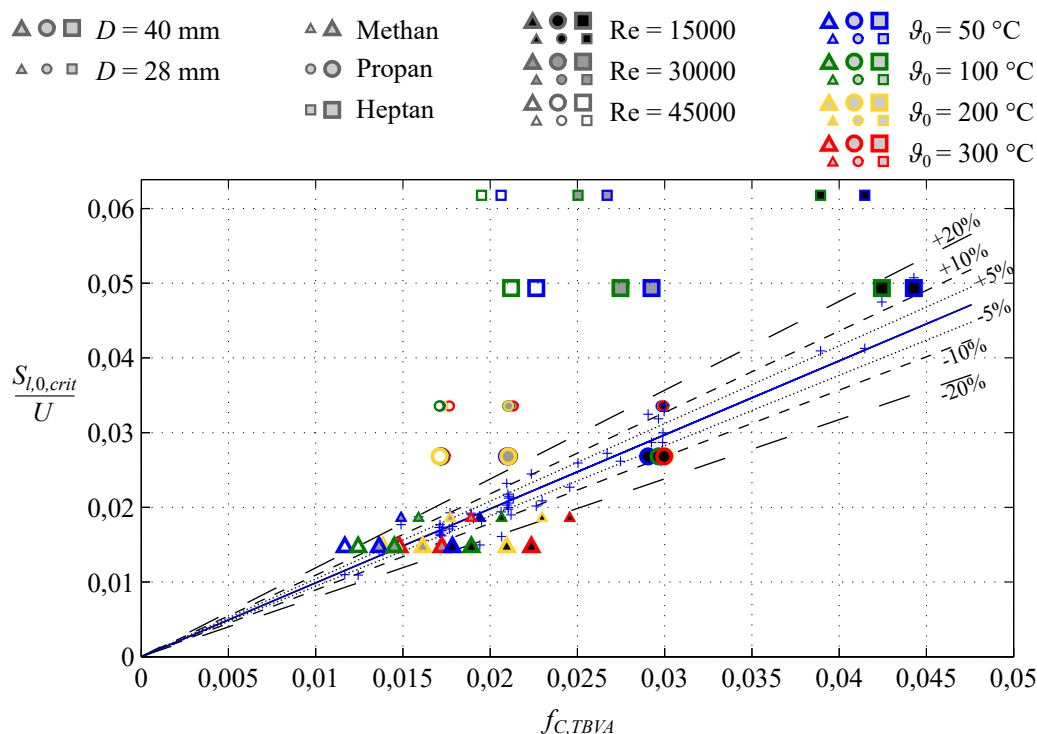


Abbildung A.28: Vergleich der Korrelation von Konle und Sattelmayer (2010) mit der Korrelation gemäß Gleichung (7.5); Entwicklungspunkt für  $D = 40$  mm und  $D = 28$  mm; Methan,  $Re = 30\,000$ ,  $\vartheta_0 = 100$  °C

### A.23 VK1 - Selbstähnlichkeit der untersuchten Strömung

In nachstehenden Abbildungen A.29 bis A.34 sind zur Überprüfung der erforderlichen Selbstähnlichkeit der Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  die räumlichen Verteilungen der Axialgeschwindigkeit  $\bar{u}_z$ , der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit  $u_{rms}$ , des turbulenten Längenmaßes  $L_t$  und der turbulenten Streckung  $K_t$  im Axialschnitt der untersuchten Strömung mit  $\bar{z}_{sp,0} = 0$  für beide Brennerdurchmesser  $D = 28$  mm und  $D = 40$  mm, die Reynolds-Zahlen 15 000, 30 000 und 45 000 und die Frischgastemperaturen von 50 °C und 100 °C, für  $D = 40$  mm auch für 200 °C und 300 °C, entdimensioniert mit dem Durchmesser  $D$  der Vormischzone und der mittleren Axialgeschwindigkeit  $U$  dargestellt. Der Mittelwert der axialen Position des Staupunktes der inneren Rezirkulationszone und die zugehörige Standardabweichung stromauf und stromab sind an der  $z$ -Koordinaten-Achse des Diagramms durch Fehlerbalken angezeigt. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass durch die in dieser Arbeit getroffenen Maßnahmen zum Ausgleich des Einflusses der Reynolds-Zahl auf die axiale Position des Wirbelaufplatzens der Strömung eine über den untersuchten Betriebsbereich in guter Näherung selbstähnliche Strömung dargestellt werden konnte. Variation der Temperatur bei gleicher Reynolds-Zahl führt erwartungsgemäß zu keiner Änderung der räumlichen Verteilung der entdimensionierten Größen. Es kann jedoch auch festgehalten werden, dass die axialen Positionen des Wirbelaufplatzens für die verschiedenen Reynolds-Zahlen nicht exakt gleich sind. Aufgrund der hohen Sensitivität der Stabilitätsgrenze gegenüber  $\bar{z}_{sp,0}$  konnten Verfälschungen der bestimmten Stabilitätsgrenzen somit nicht vollständig ausgeschlossen werden.

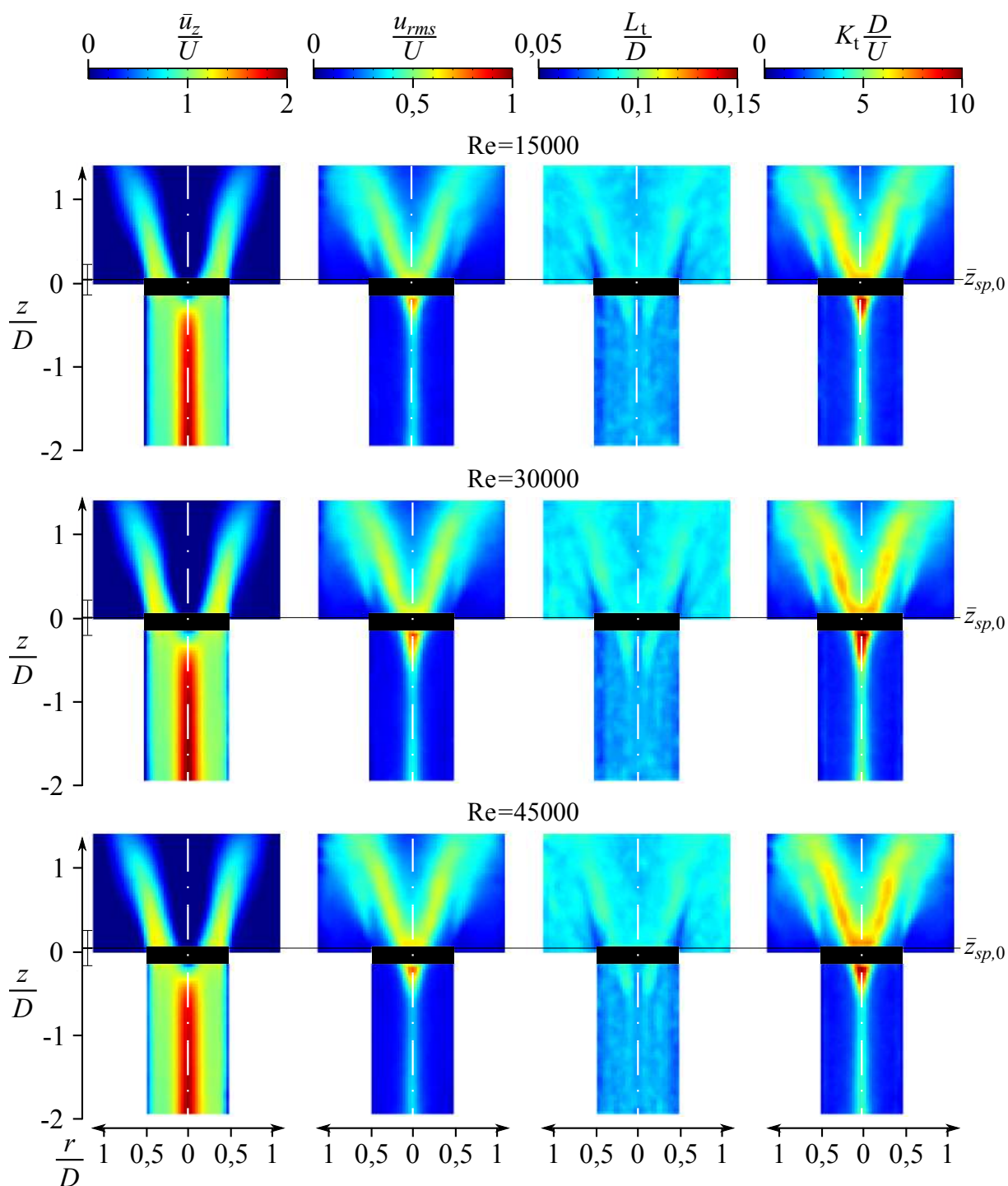


Abbildung A.29: Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwangungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 28 \text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50 \text{ }^\circ\text{C}$

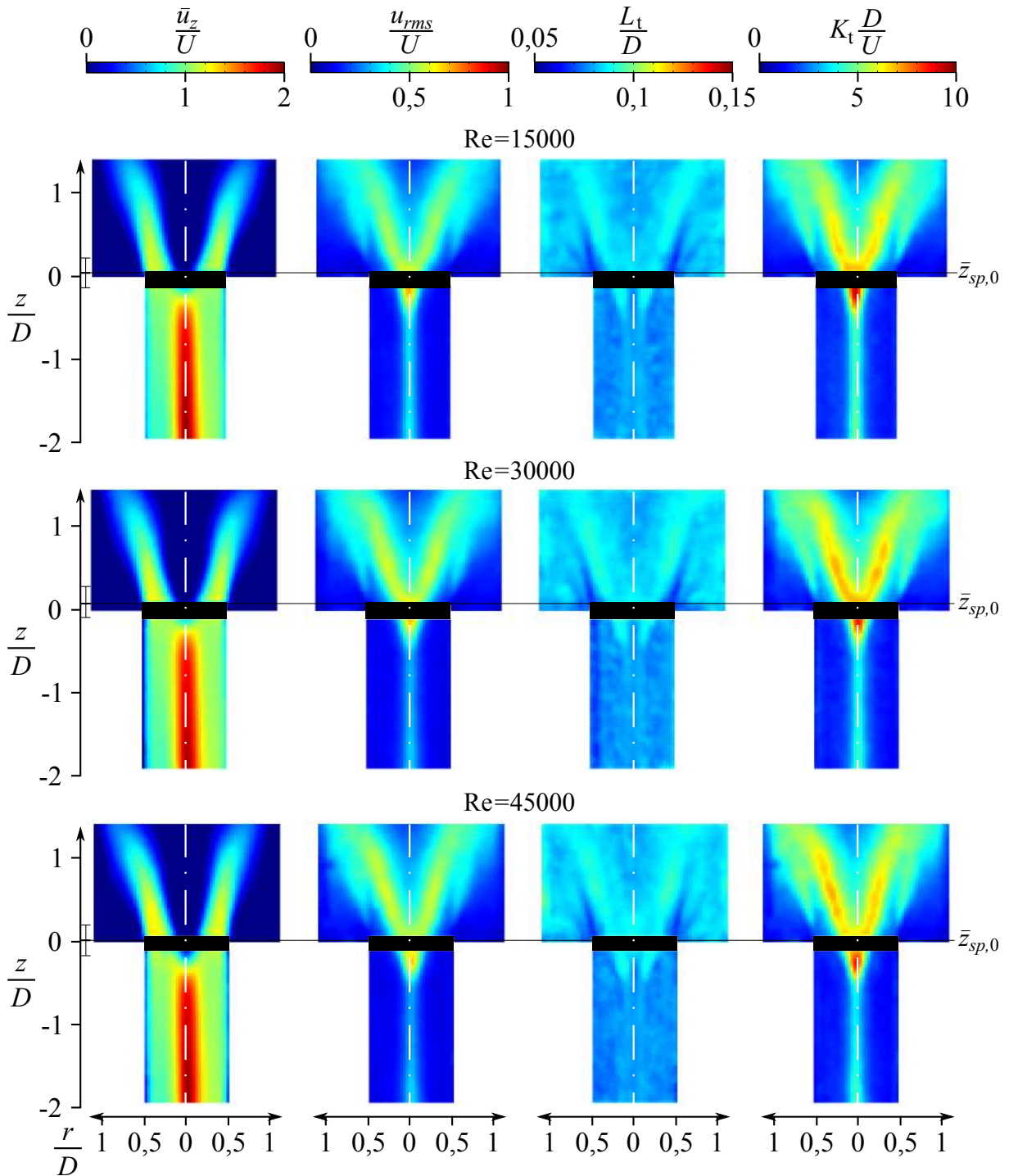


Abbildung A.30: Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 40$  mm,  $\vartheta_0 = 50$  °C

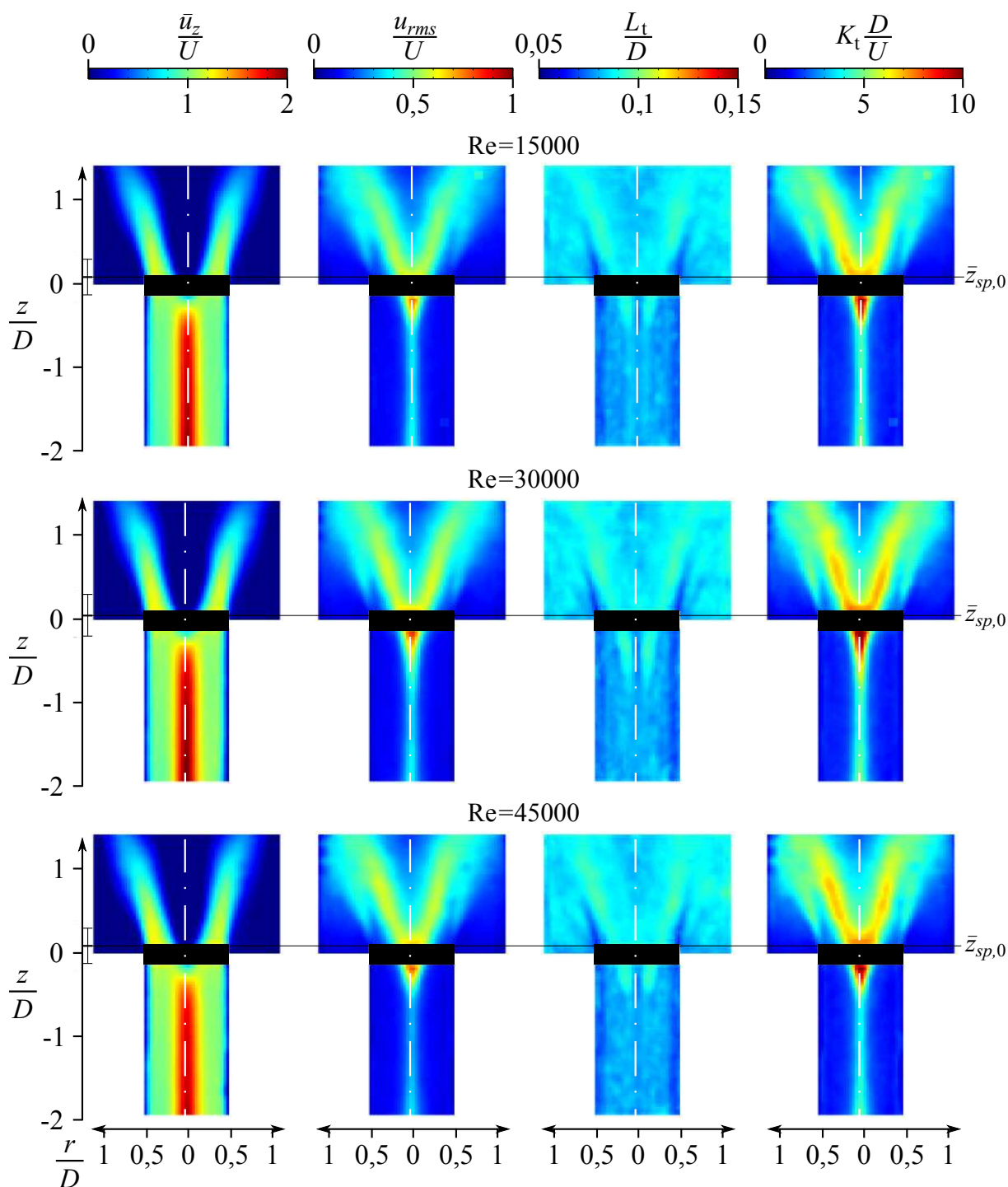


Abbildung A.31: Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwangungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 28$  mm,  $\vartheta_0 = 100$  °C

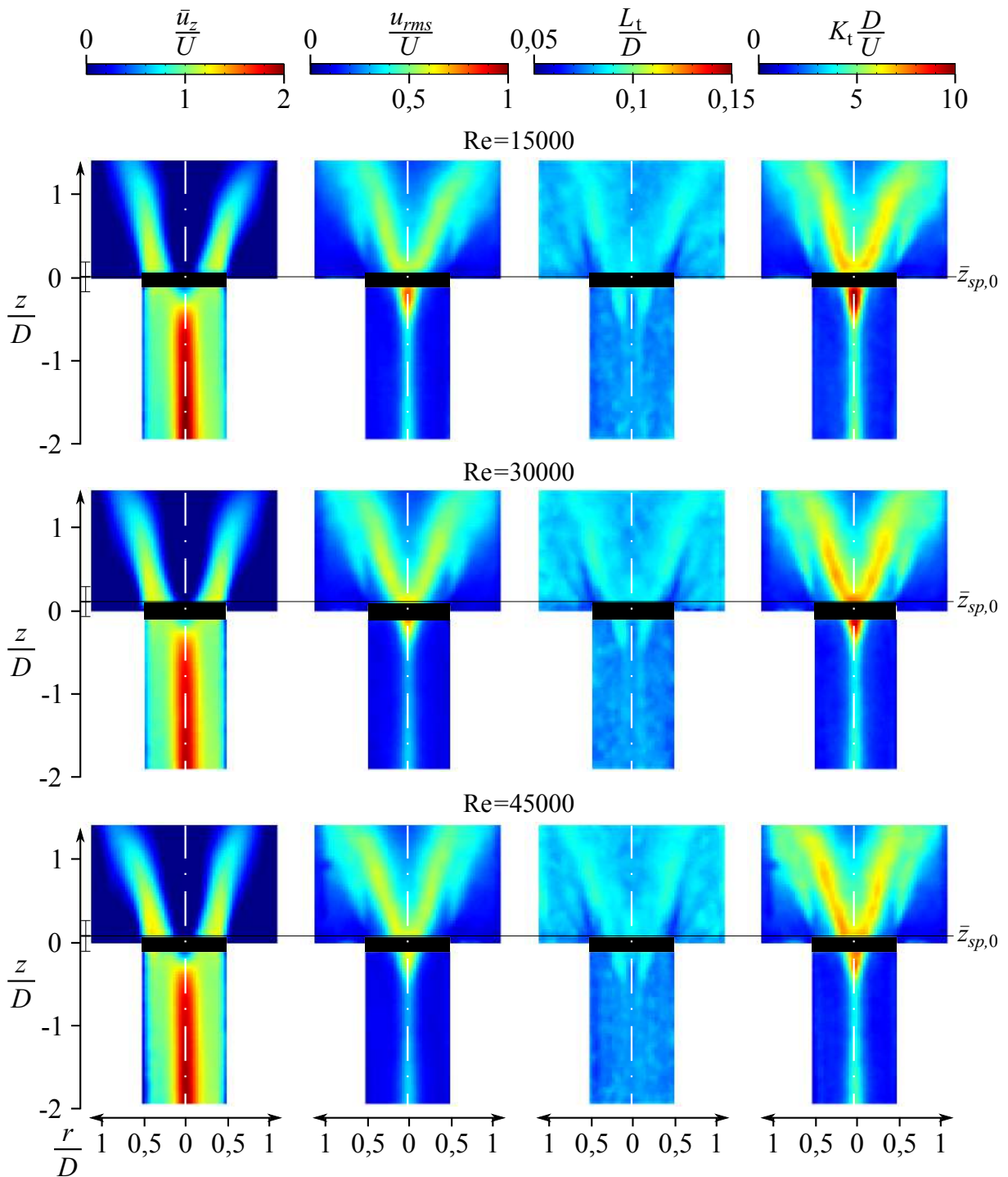


Abbildung A.32: Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 40$  mm,  $\vartheta_0 = 100$  °C



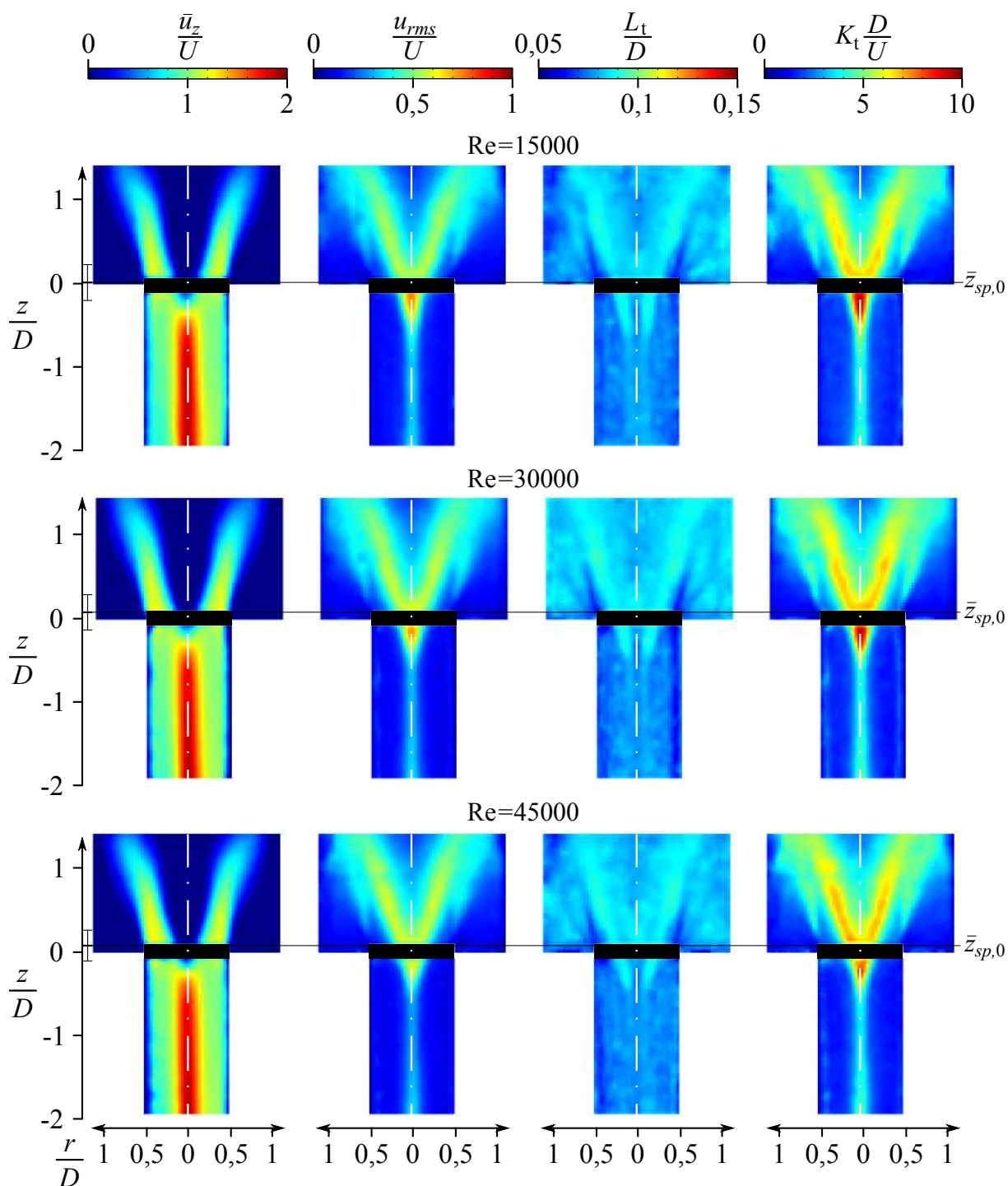


Abbildung A.33: Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwangungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 40$  mm,  $\vartheta_0 = 200$  °C

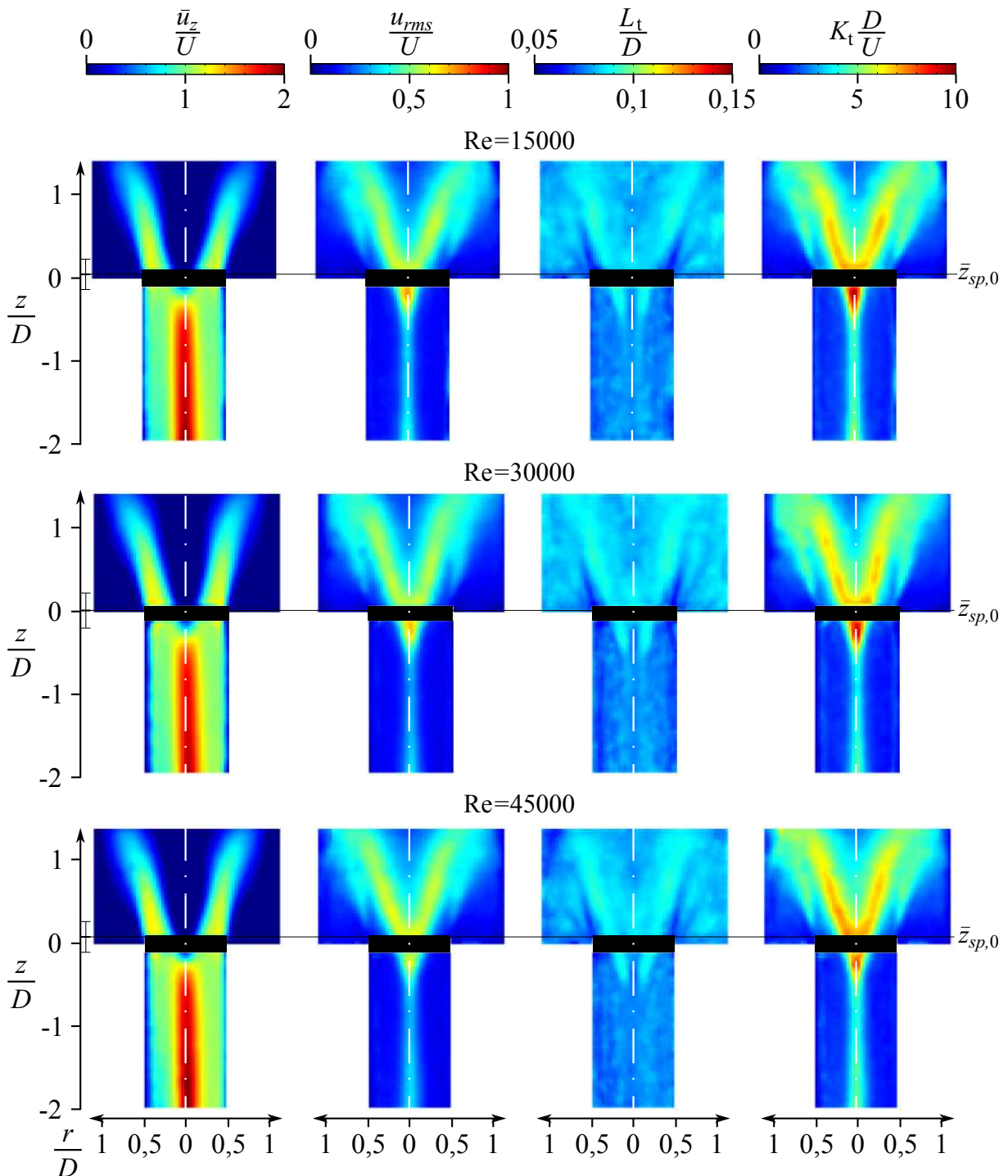


Abbildung A.34: Verteilung von Axialgeschwindigkeit, turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit, turbulentem Längenmaß und turbulenter Streckung in der  $r$ - $z$ -Ebene,  $D = 40$  mm,  $\vartheta_0 = 300$  °C

## A.24 Entwicklung des Strömungsfeldes bei Annäherung und Überschreiten der Stabilitätsgrenze für Flammenrückschlag durch CIVB

In diesem Abschnitt werden in Anlehnung an die in Abschnitt 5.3.2 gegebene exemplarische Darstellung der Entwicklung des Strömungsfeldes bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze des Flammenrückschlags durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen entsprechende Darstellungen für alle untersuchten Betriebsbedingungen gegeben. Für jeden Betriebspunkt ist zusätzlich unter der Darstellung der Entwicklung des Strömungsfeldes auch die Entwicklung der turbulenten Brenngeschwindigkeit bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze gegeben. Unterschieden wird die turbulente Brenngeschwindigkeit an der Spitze der Flamme  $S_{t,FS}$  und die turbulente Brenngeschwindigkeit an der Flanke der Flamme in der Scherzone  $S_{t,SZ}$ . Diese Brenngeschwindigkeiten wurden entsprechend der in Abschnitt 3.6.2 beschriebenen Methodik für jedes Messfeld bestimmt und anschließend die Messfelder, die sich jeweils in den in Abbildung 5.19 dargestellten Bereiche der Flammenfront befanden, gemittelt. Des Weiteren wurde die turbulente Brenngeschwindigkeit für jedes Messfeld auf Basis der gemessenen Turbulenzgrößen  $u_{rms}$  und  $L_t$  sowie der laminaren Brenngeschwindigkeit<sup>17</sup>  $S_{l,0}$  mit der Korrelation von Peters (1999) geschätzt. Die zugehörigen Mittelwerte über die Messfelder der Spitze und der Flanke der Flammenfront sind mit  $S_{t,est,FS}$  und mit  $S_{t,est,SZ}$  bezeichnet. Weitere Ausführungen zum Vergleich gemessener und geschätzter turbulenter Brenngeschwindigkeiten finden sich in Abschnitt A.19.

---

<sup>17</sup>diese wurde gemäß der Ausführungen in Abschnitt 3.6 bestimmt



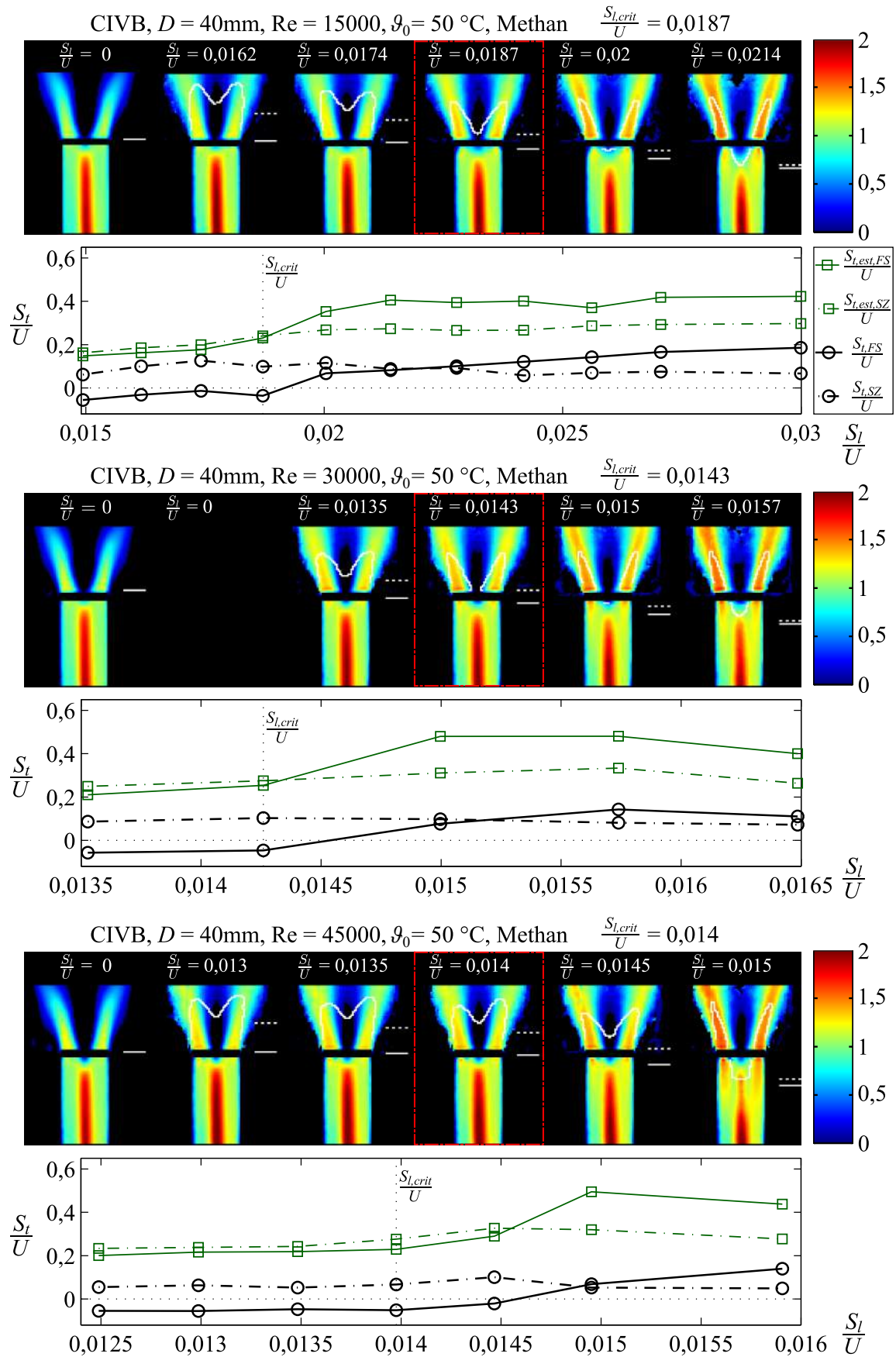


Abbildung A.35: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

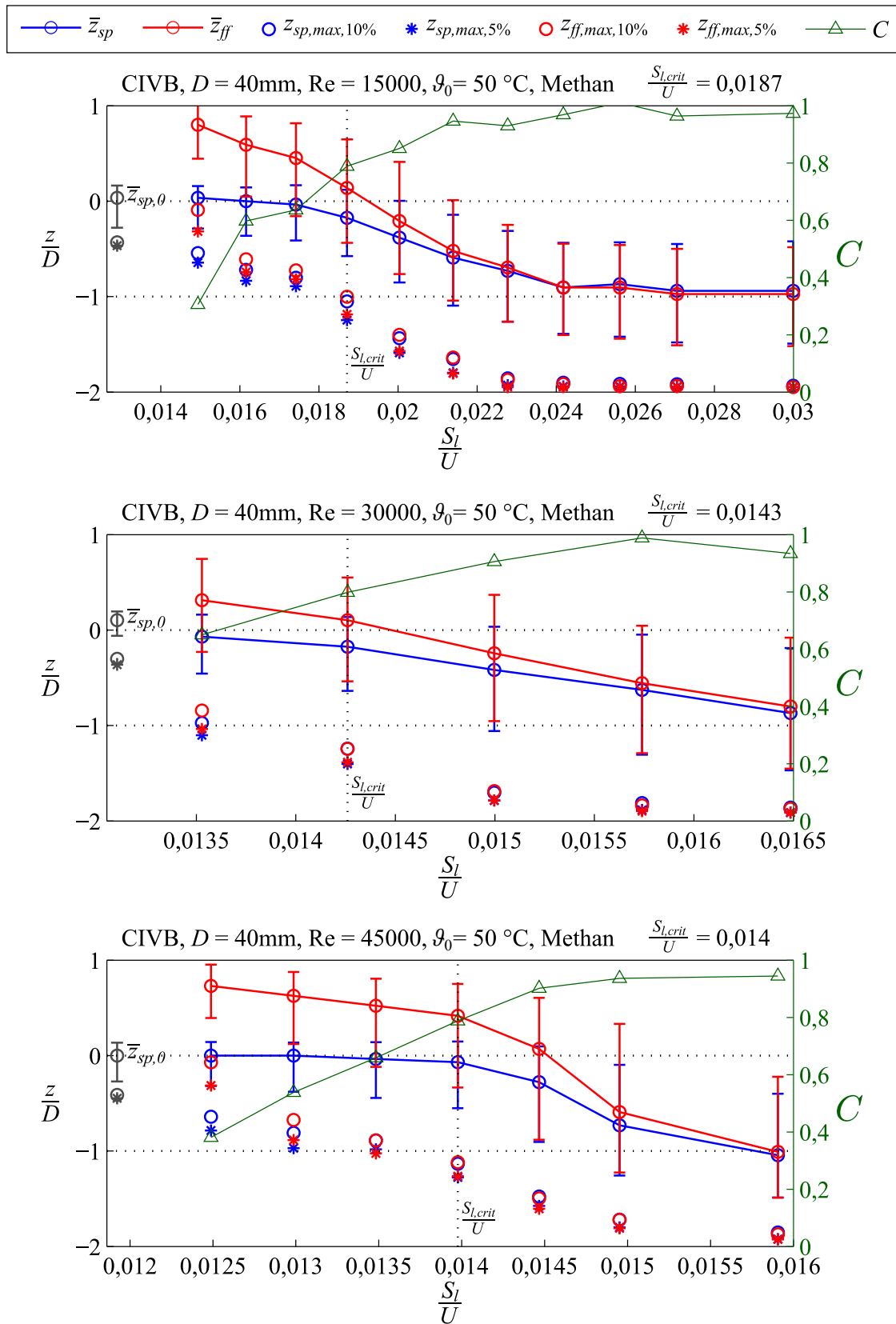


Abbildung A.36: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

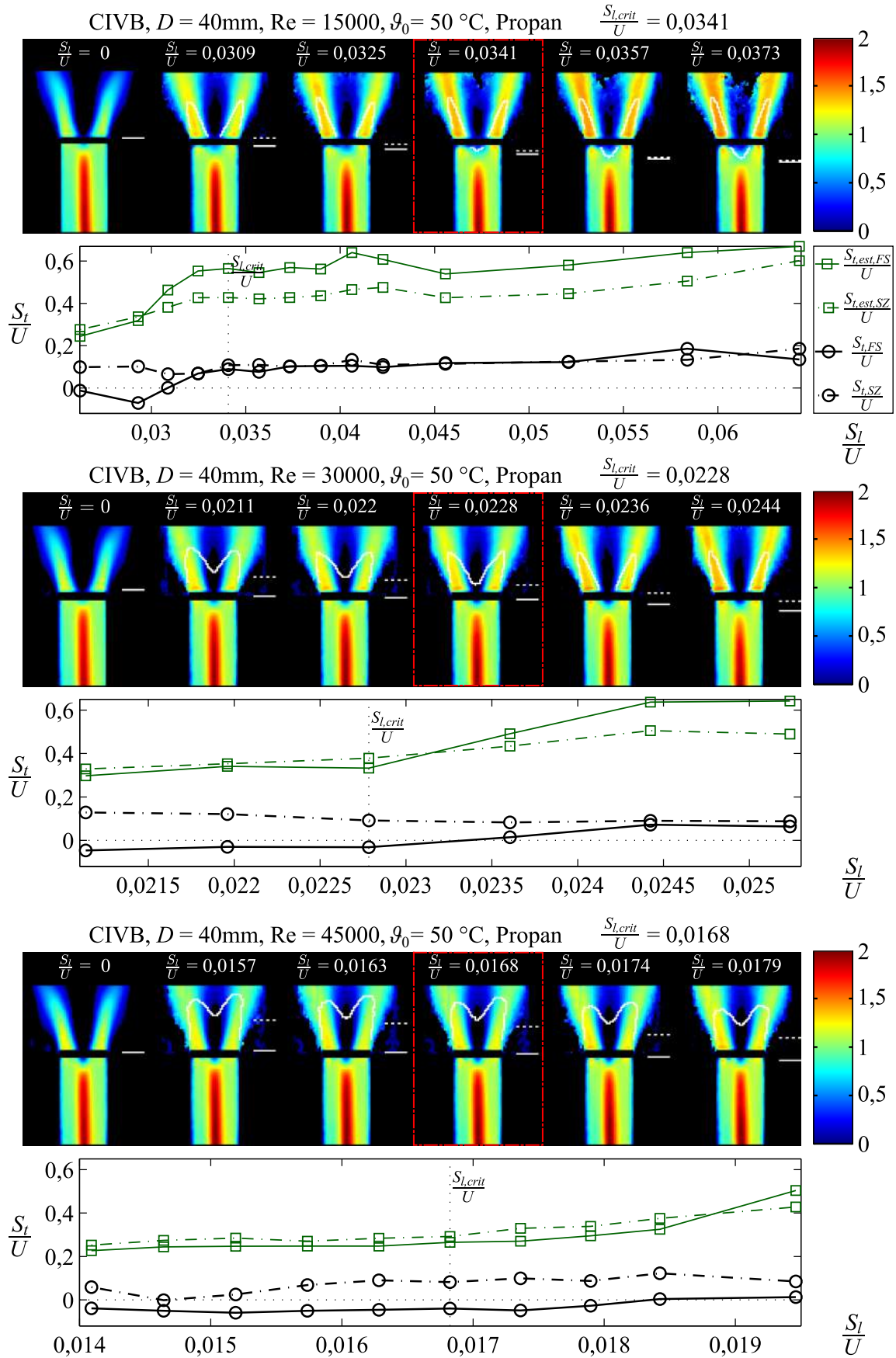


Abbildung A.37: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

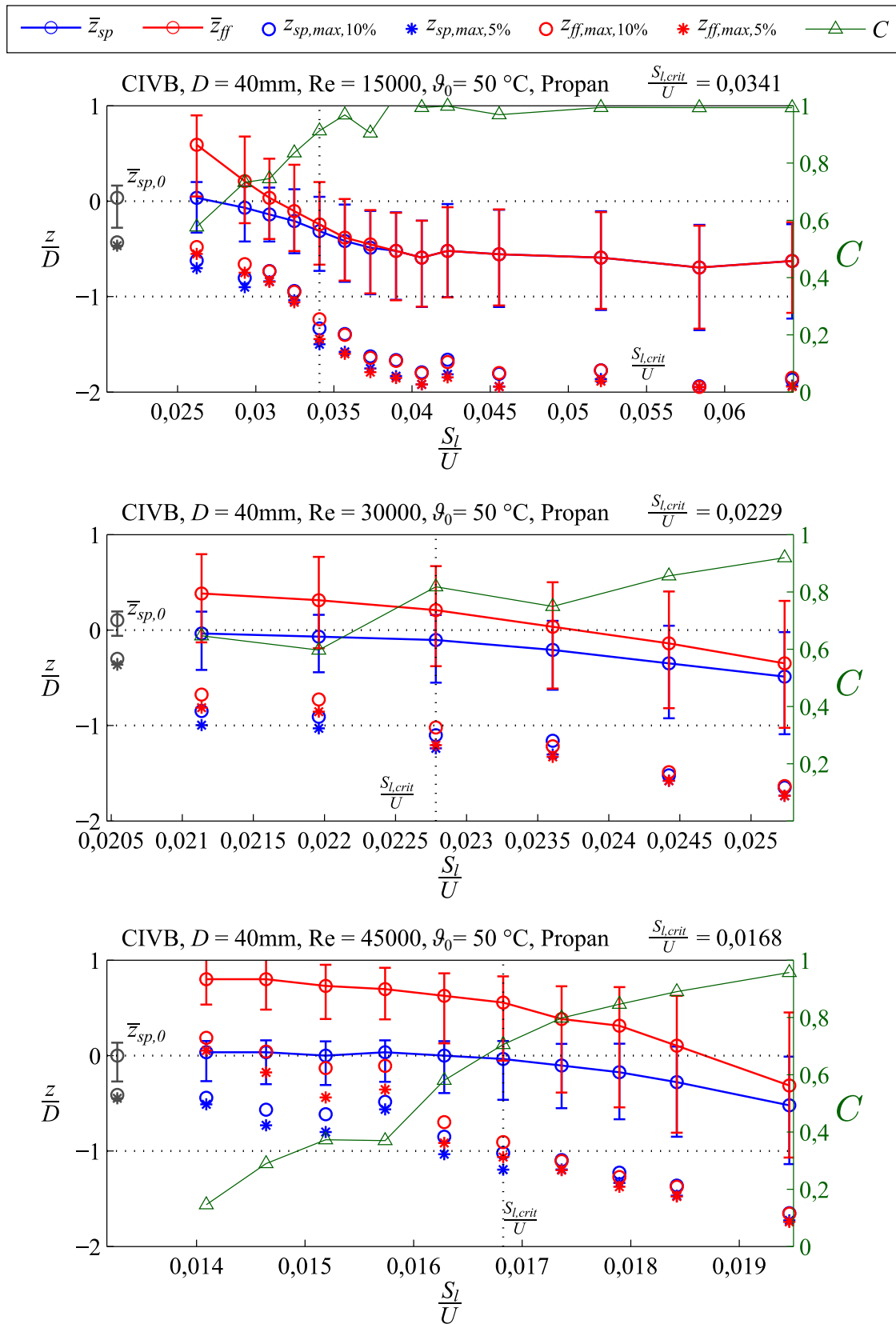


Abbildung A.38: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$

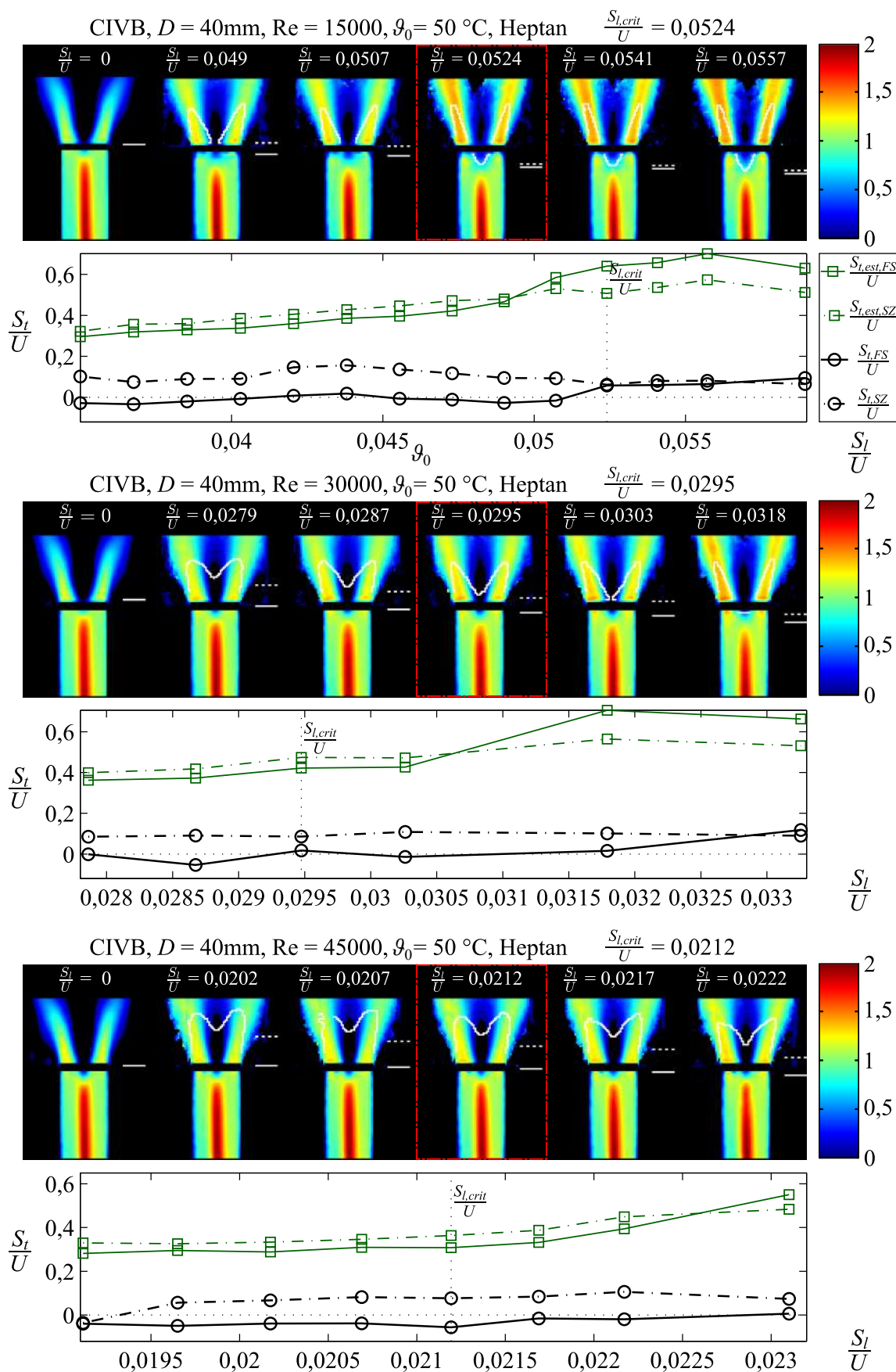


Abbildung A.39: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

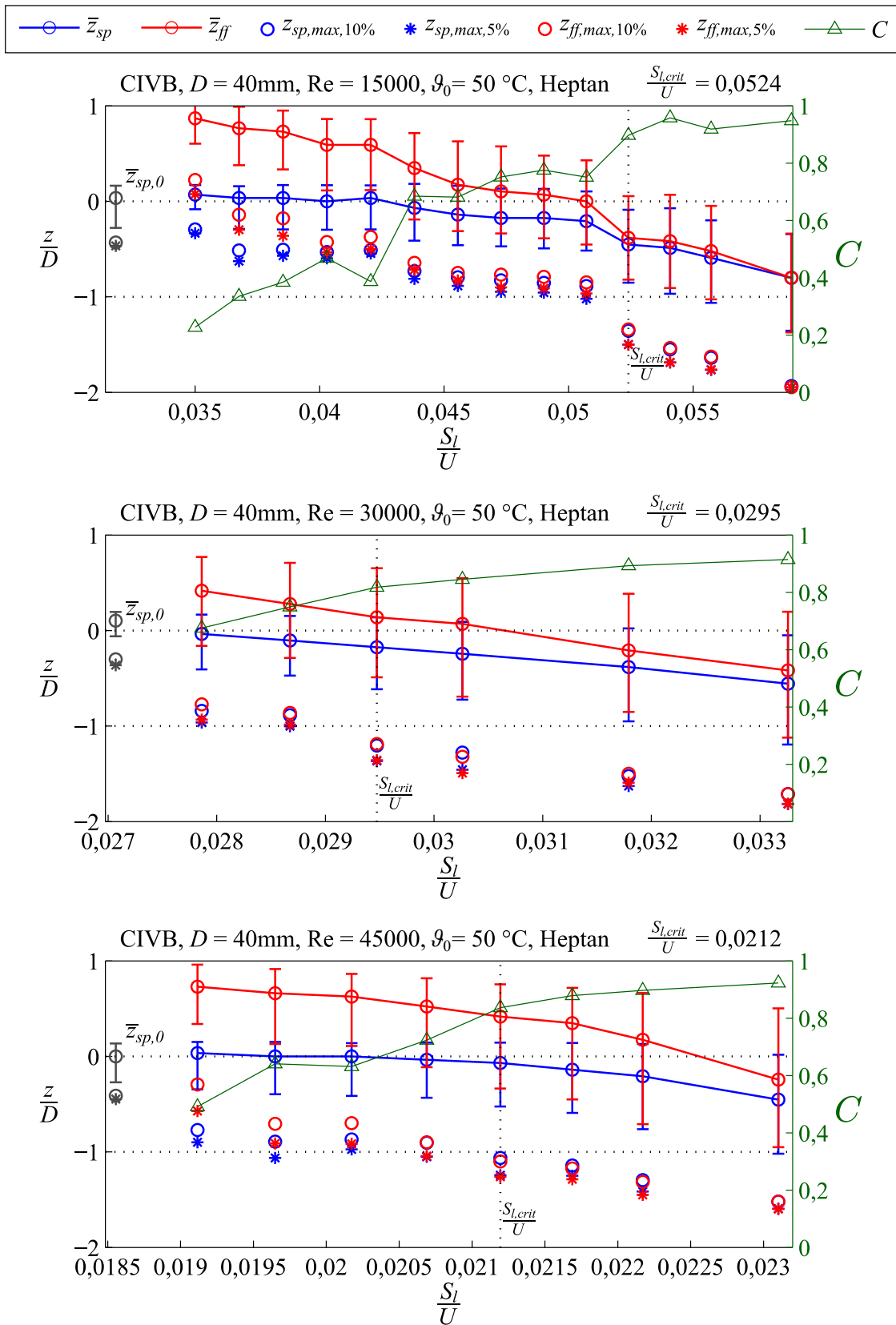


Abbildung A.40: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ °C}$



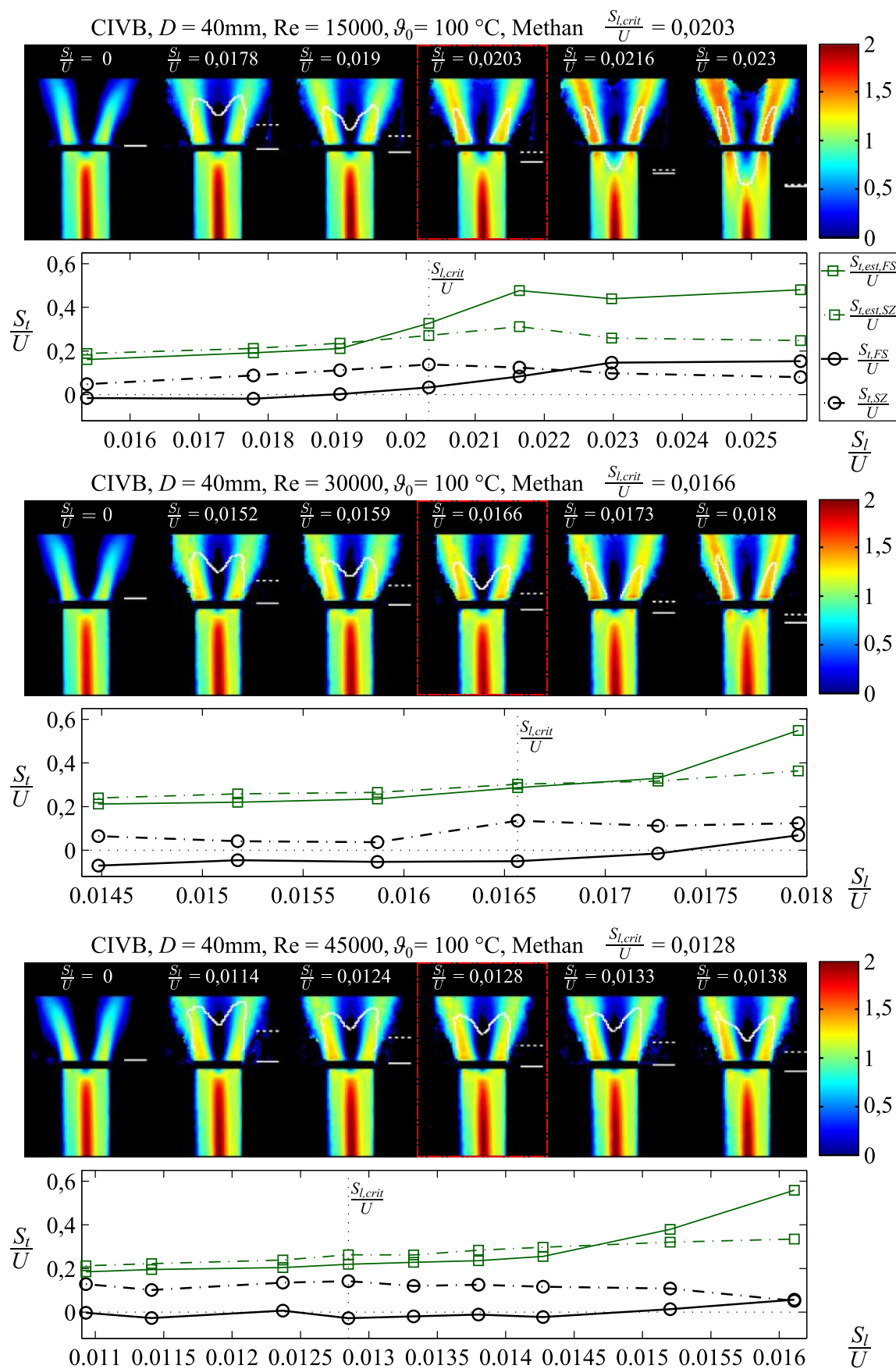


Abbildung A.41: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

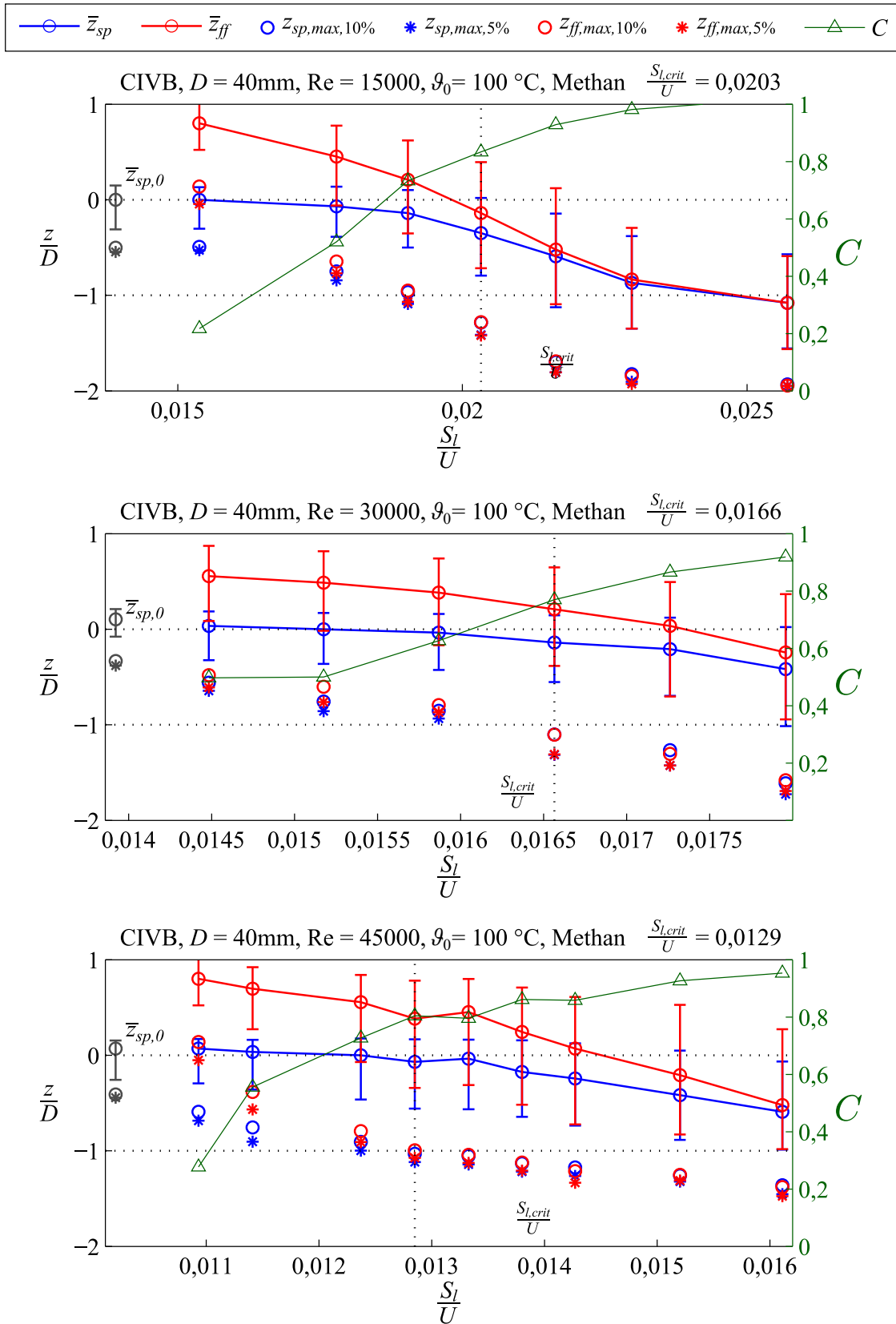


Abbildung A.42: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$



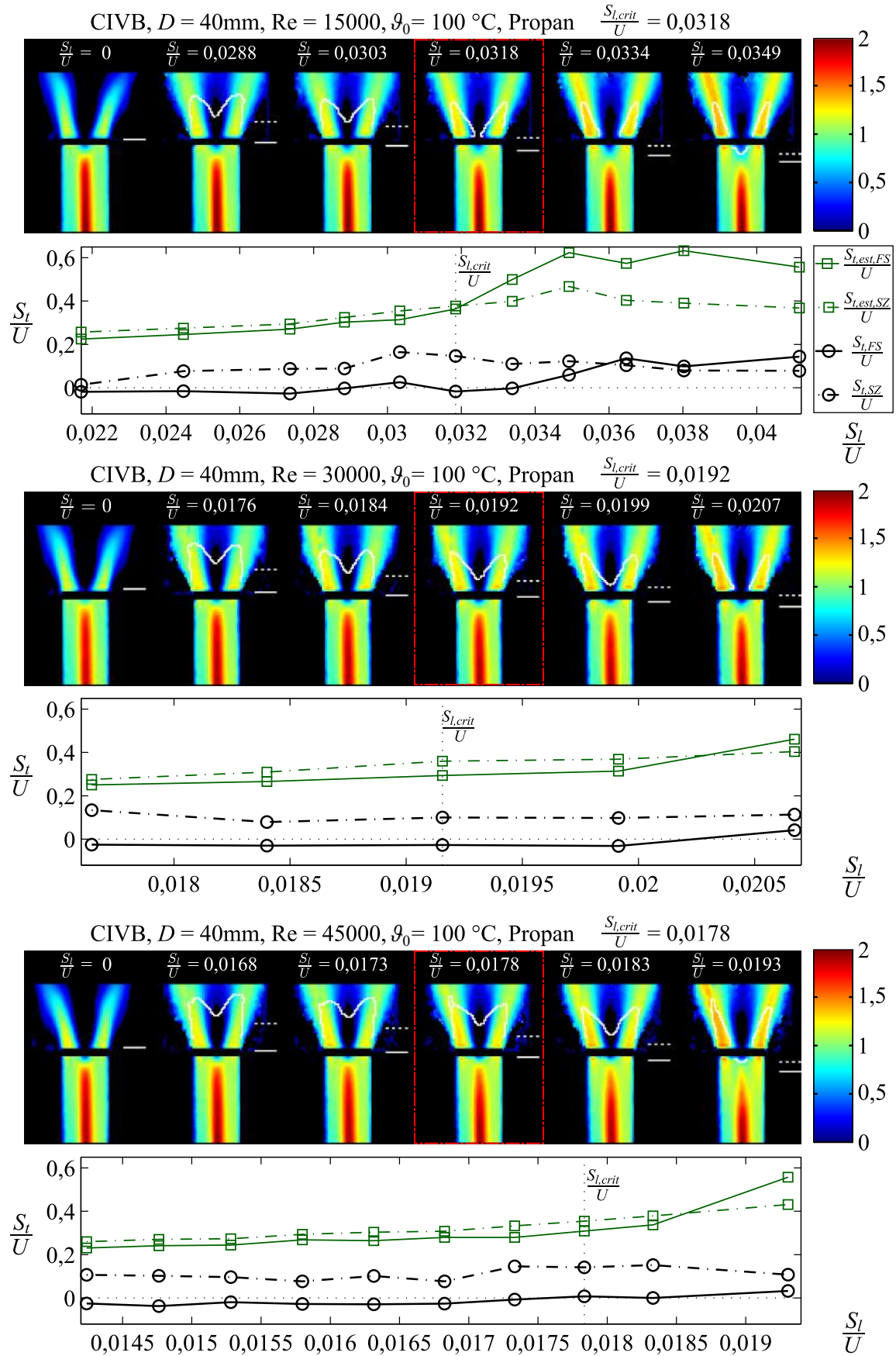


Abbildung A.43: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

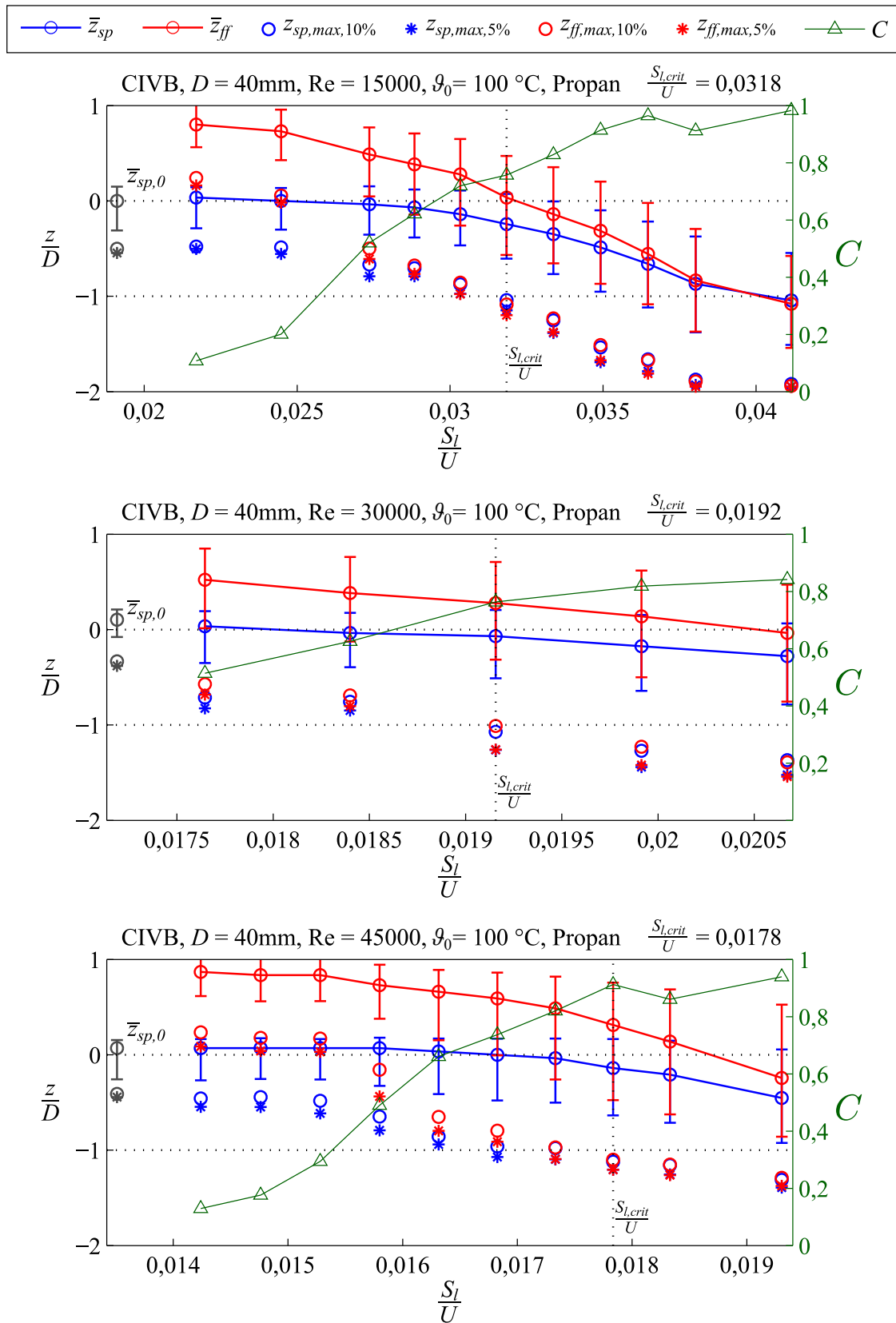


Abbildung A.44: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$

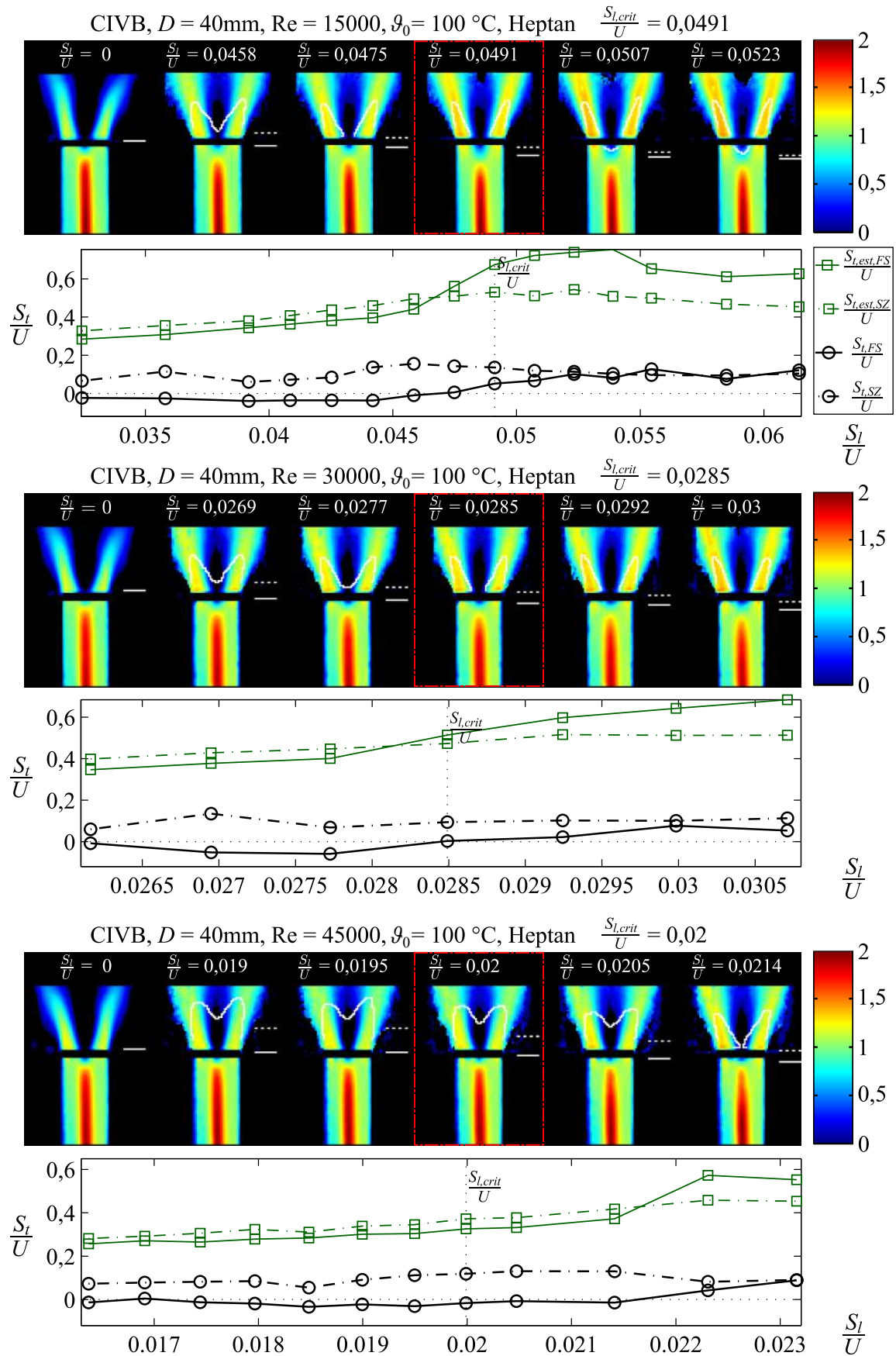


Abbildung A.45: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

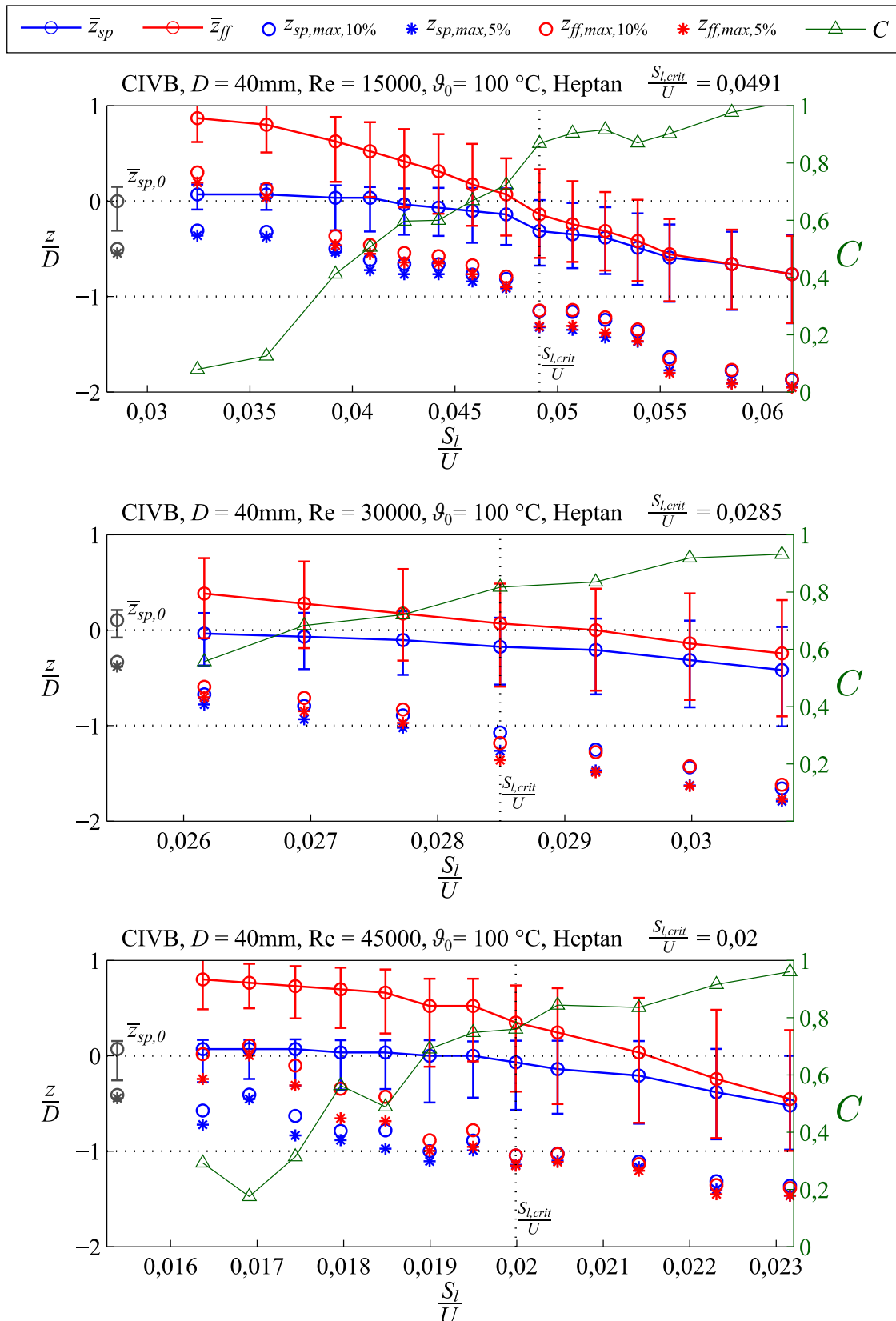


Abbildung A.46: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

$\vartheta_0 = U z_{\text{CfVB}}$ ,  $D = 40 \text{ mm}$ ,  $\text{Re} = 30000$ ,  $\vartheta_0 = 200 \text{ °C}$ , Methan  $\frac{S_{l,\text{crit}}}{U} = 0,0189$

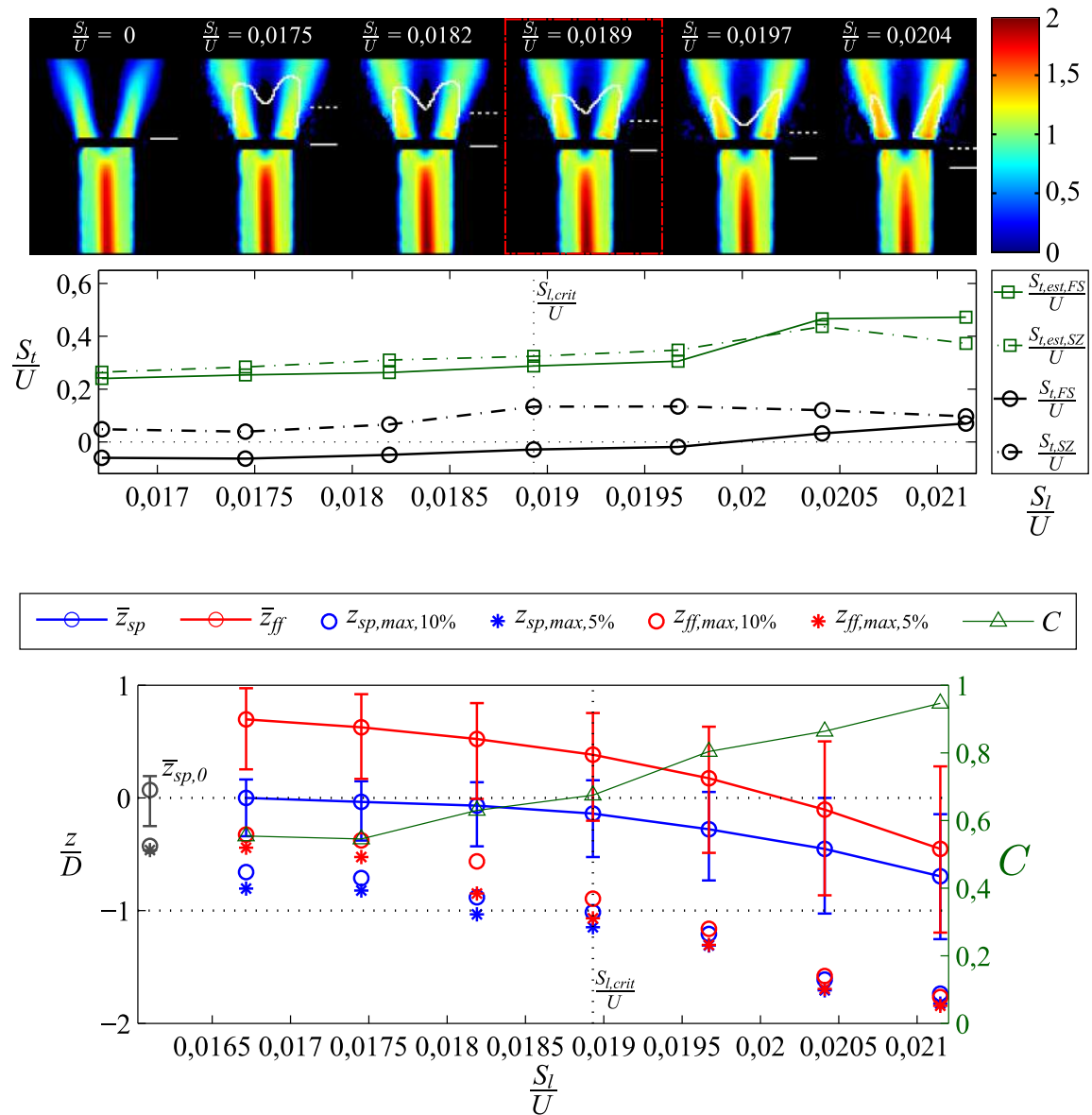


Abbildung A.47: Reagierendes Strömungsfeld, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 40 \text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 200 \text{ °C}$

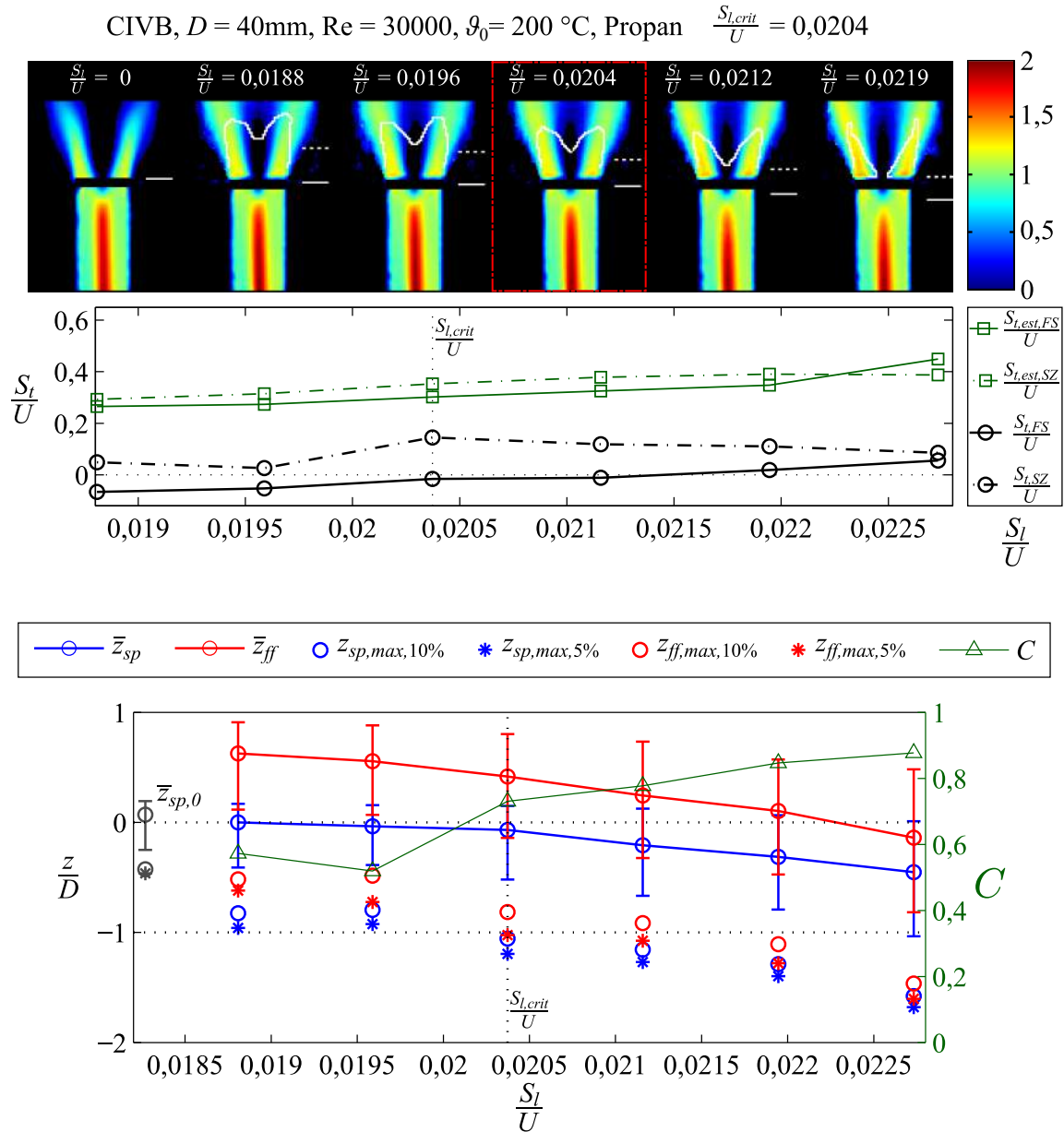


Abbildung A.48: Reagierendes Strömungsfeldes, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 200\text{ }^\circ\text{C}$

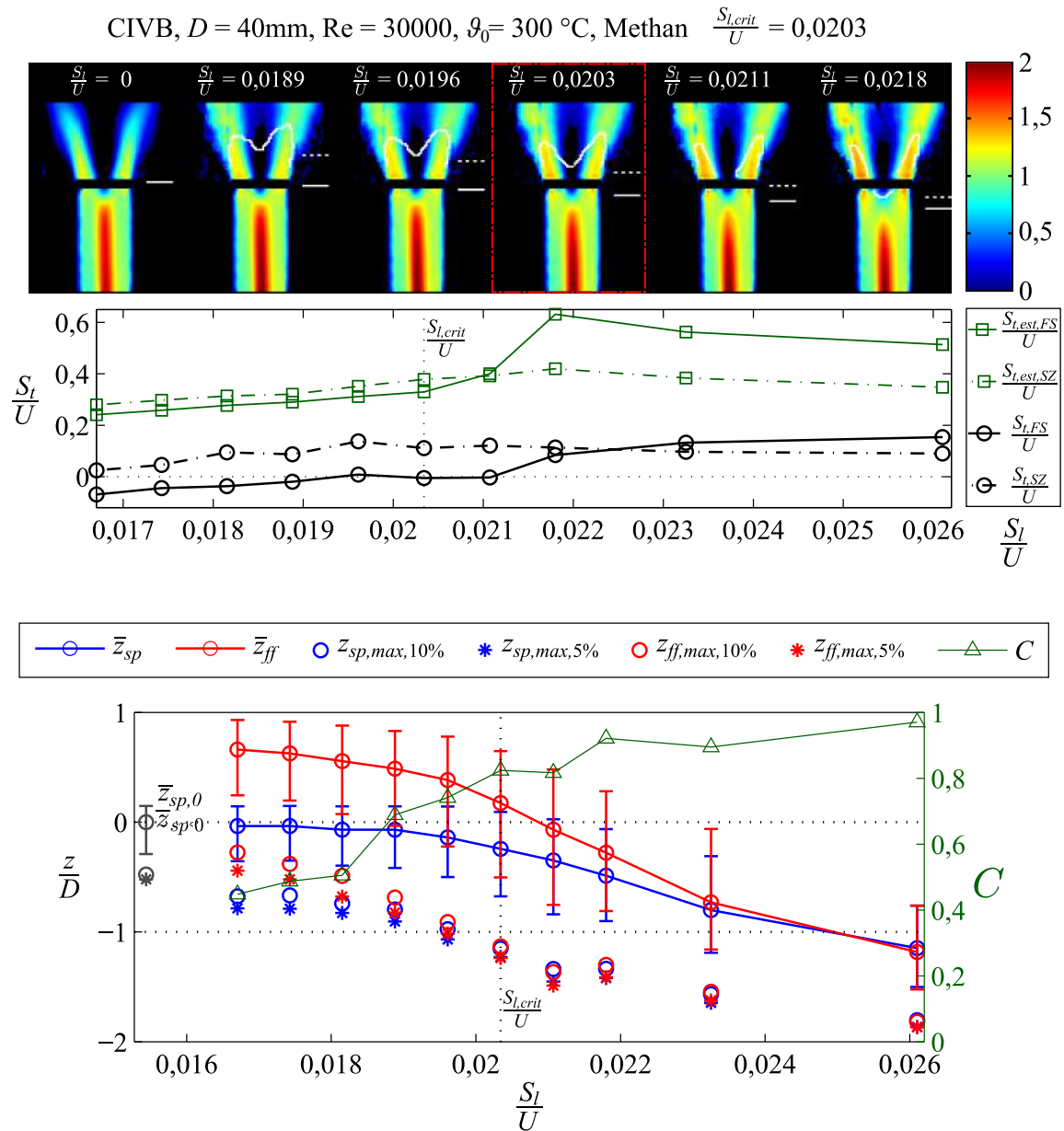


Abbildung A.49: Reagierendes Strömungsfeld, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 300\text{ °C}$



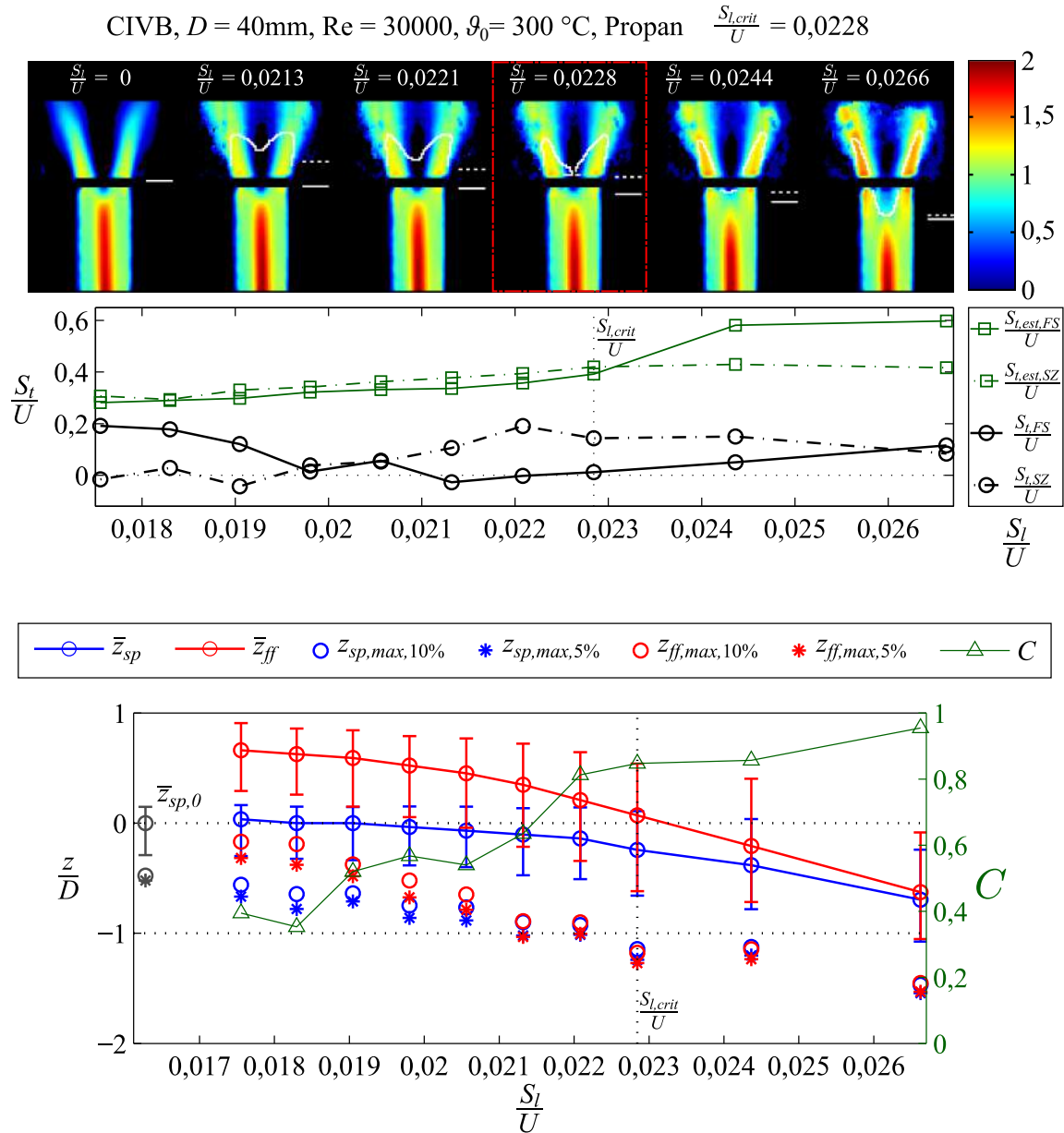


Abbildung A.50: Reagierendes Strömungsfeld, turbulente Brenngeschwindigkeit und Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 40\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 300\text{ }^\circ\text{C}$



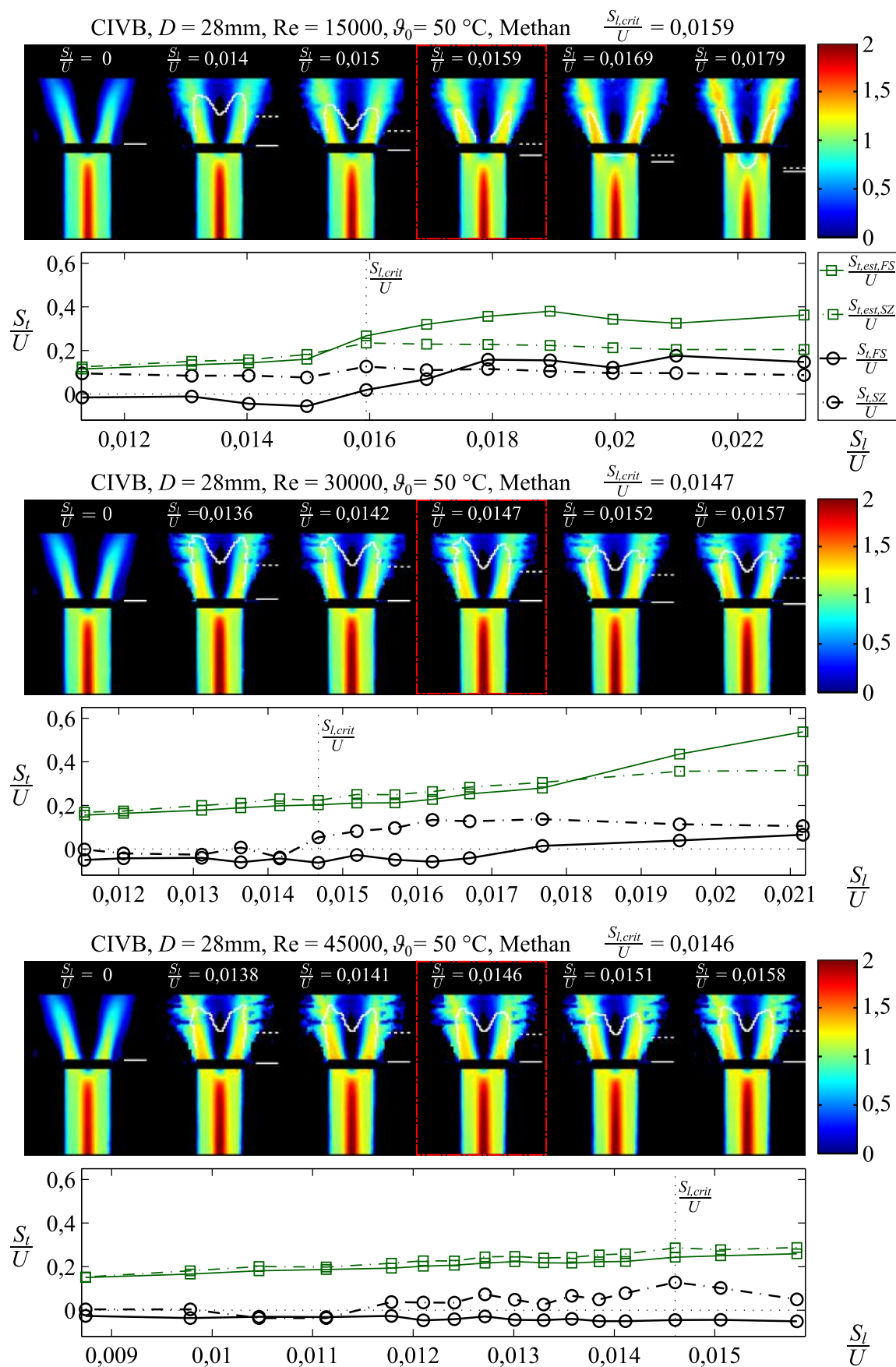


Abbildung A.51: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

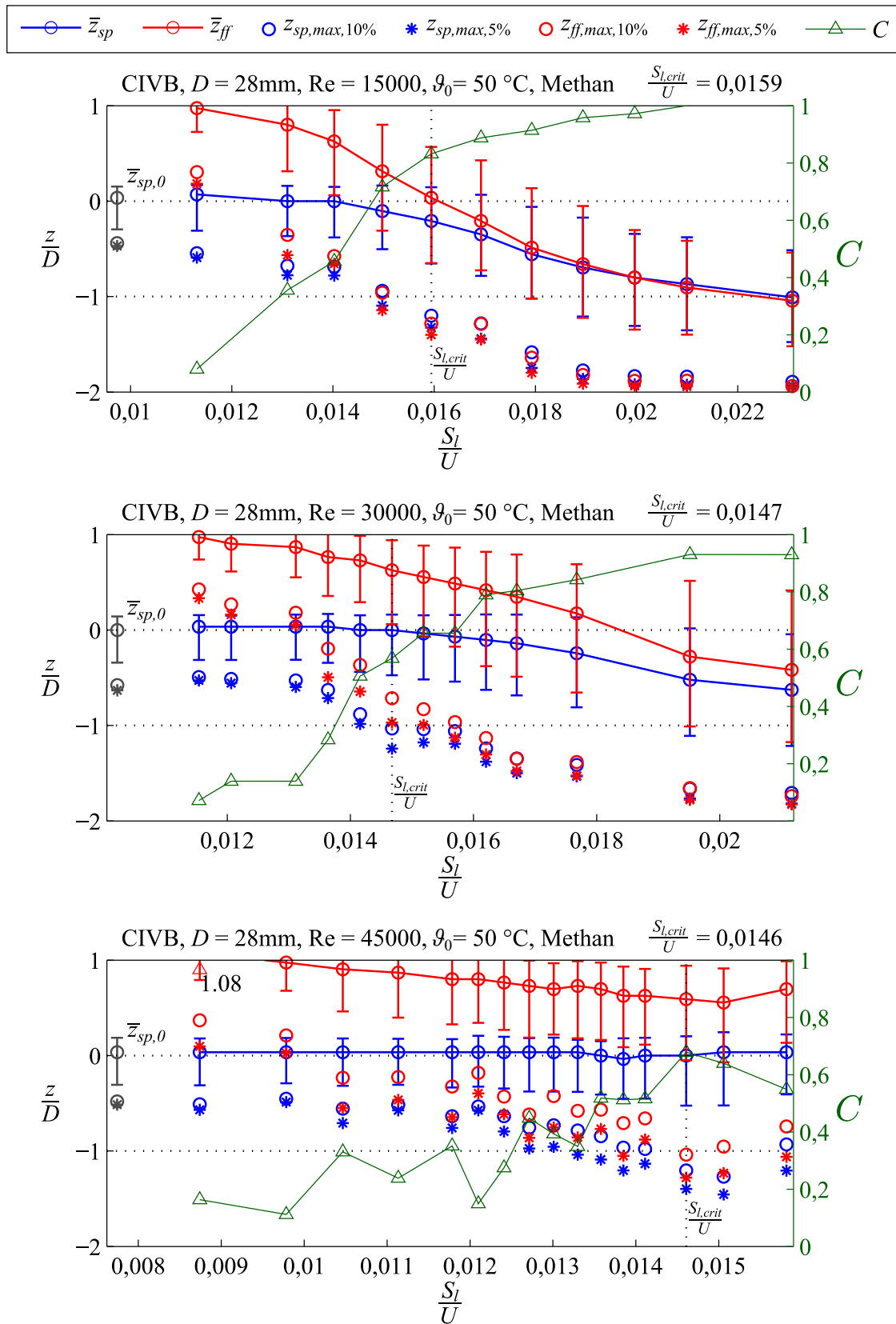


Abbildung A.52: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$

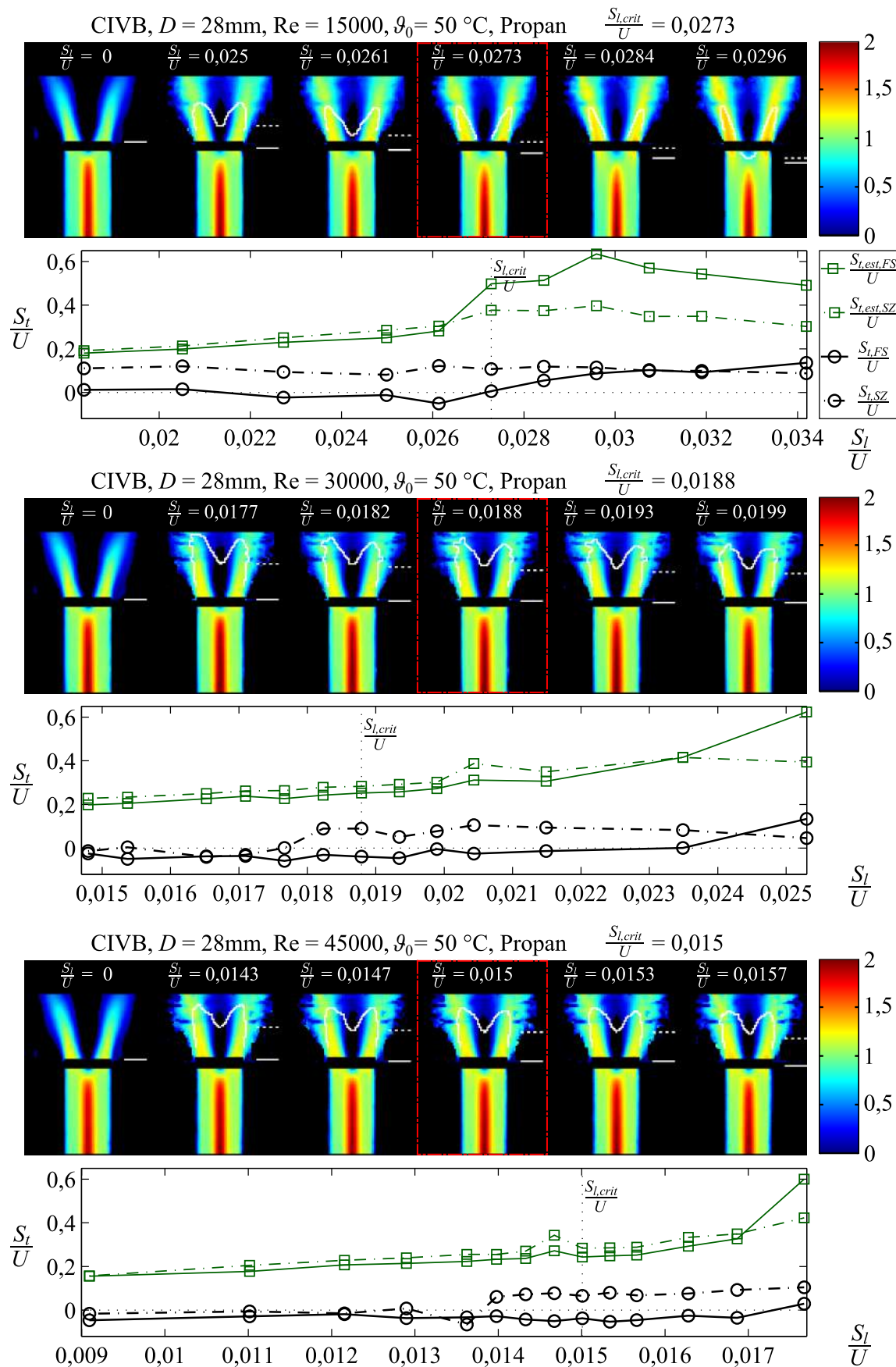


Abbildung A.53: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

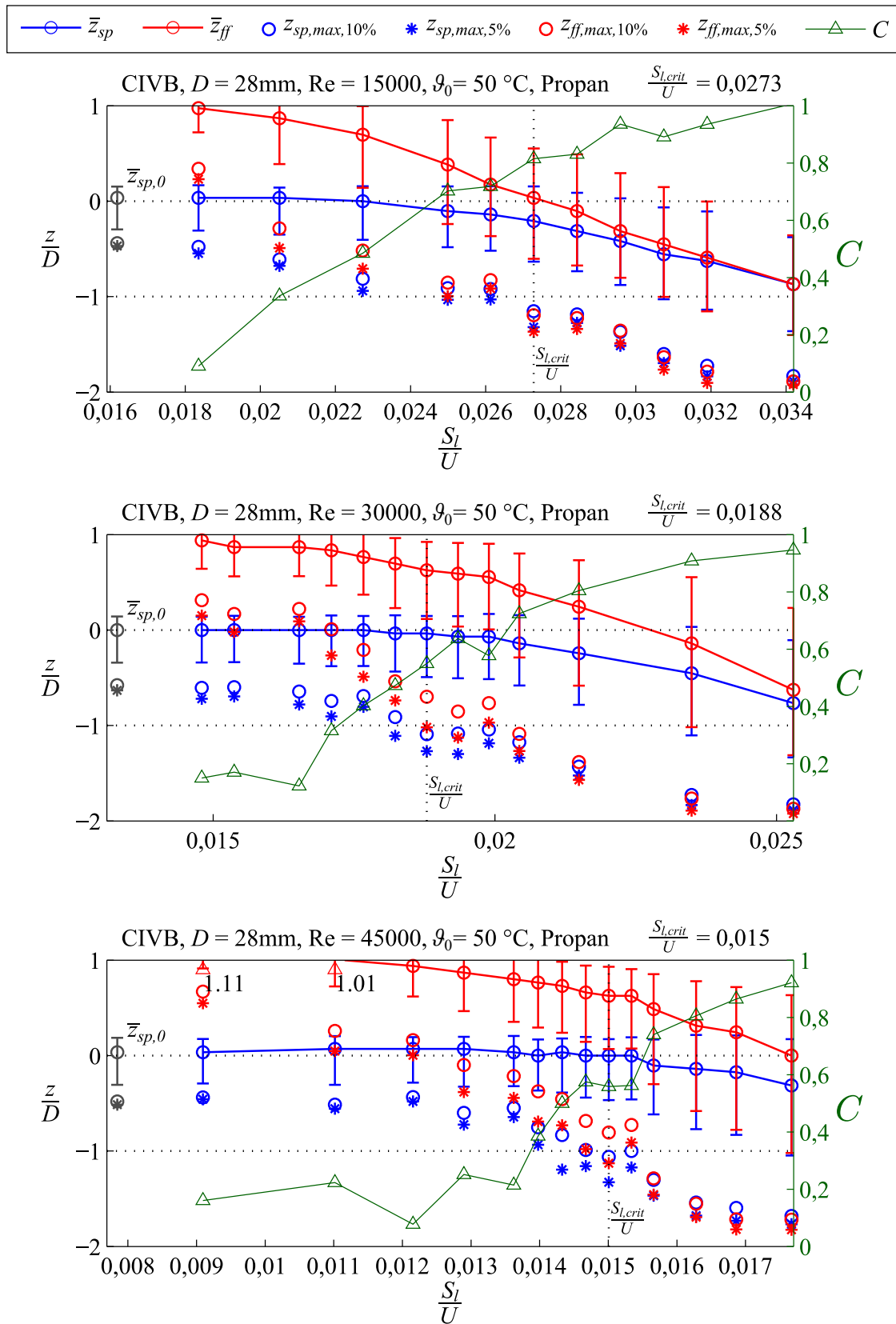


Abbildung A.54: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$

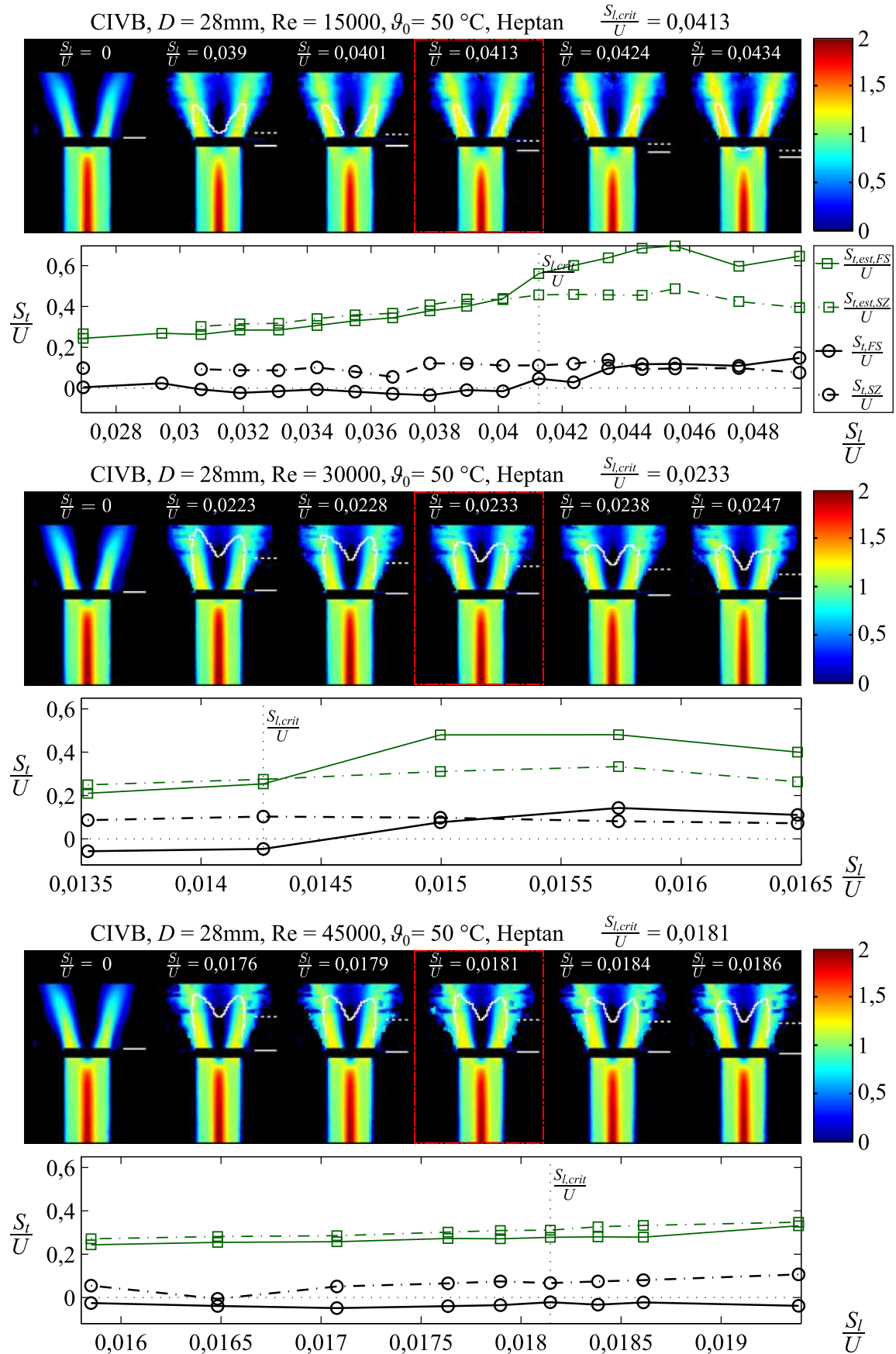


Abbildung A.55: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50\text{ }^\circ\text{C}$

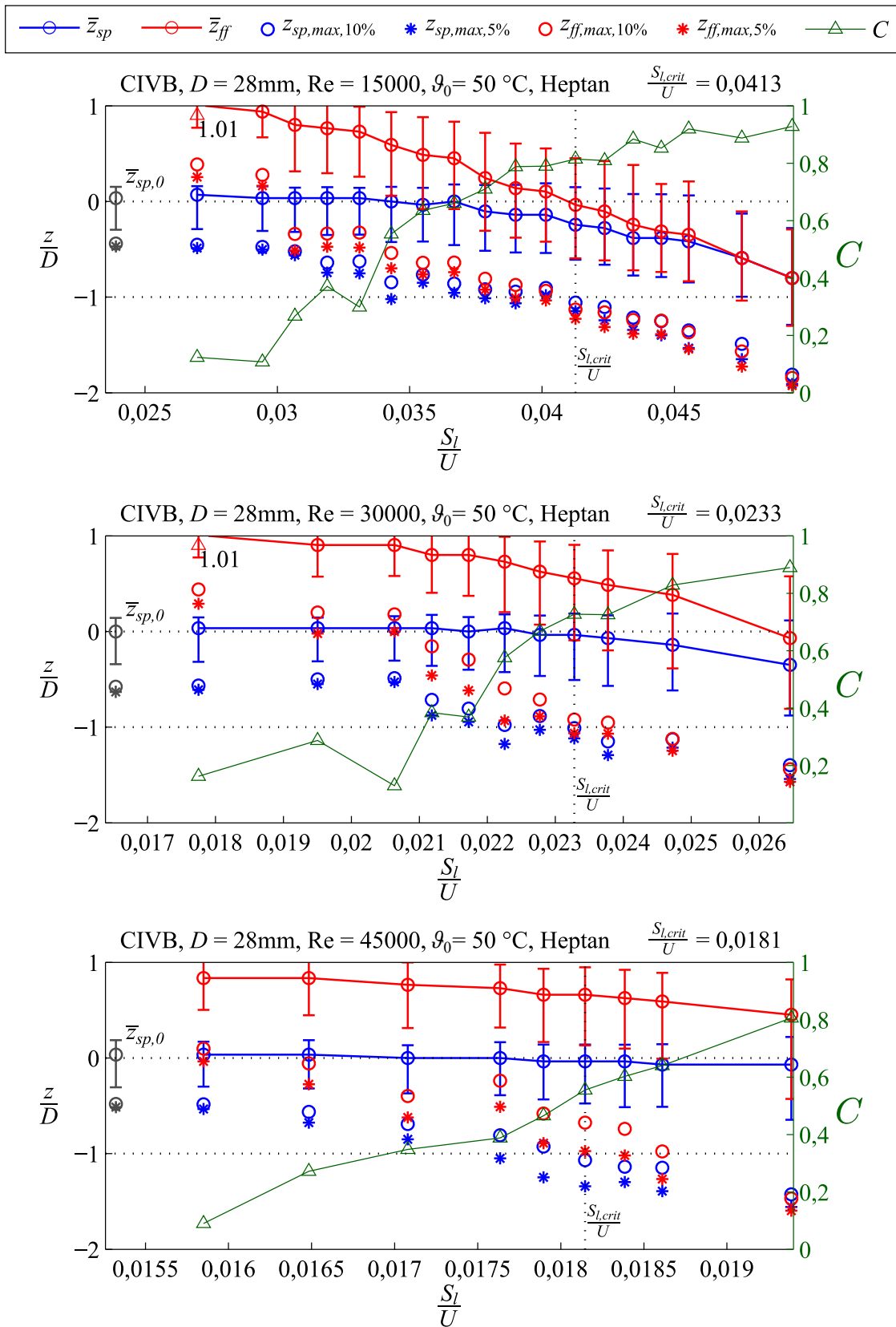


Abbildung A.56: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 50^\circ C$



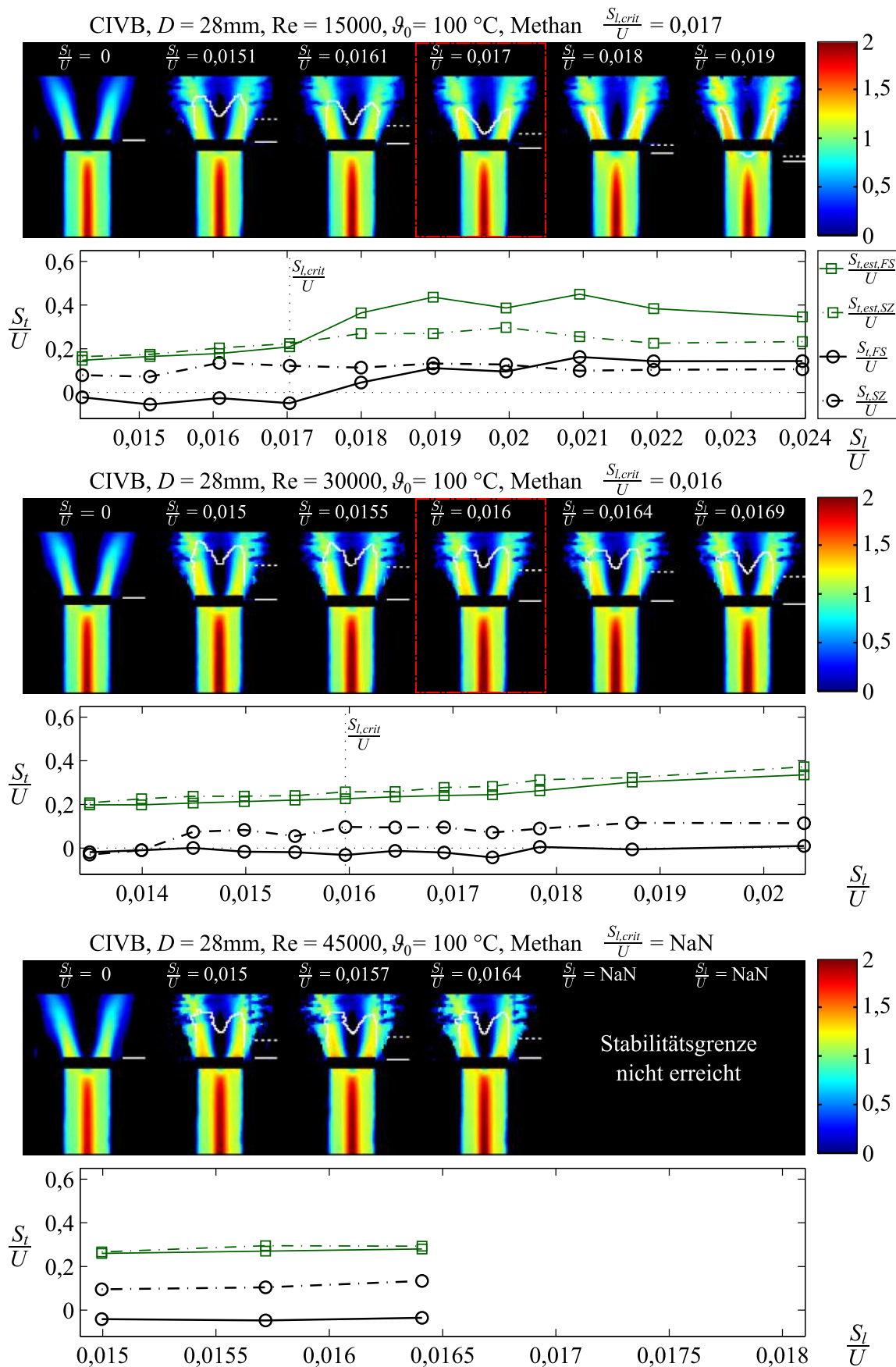


Abbildung A.57: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

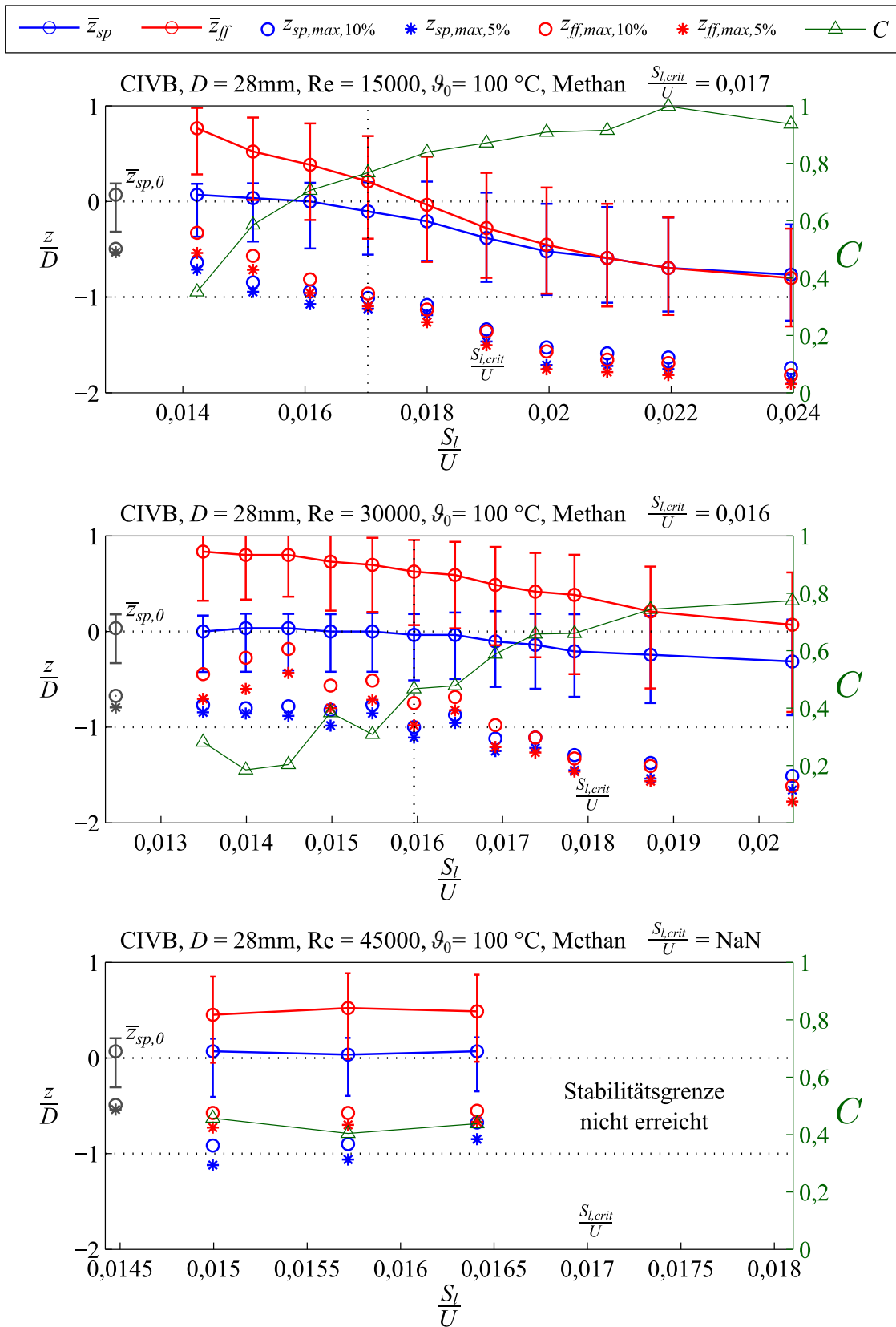


Abbildung A.58: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Methan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$



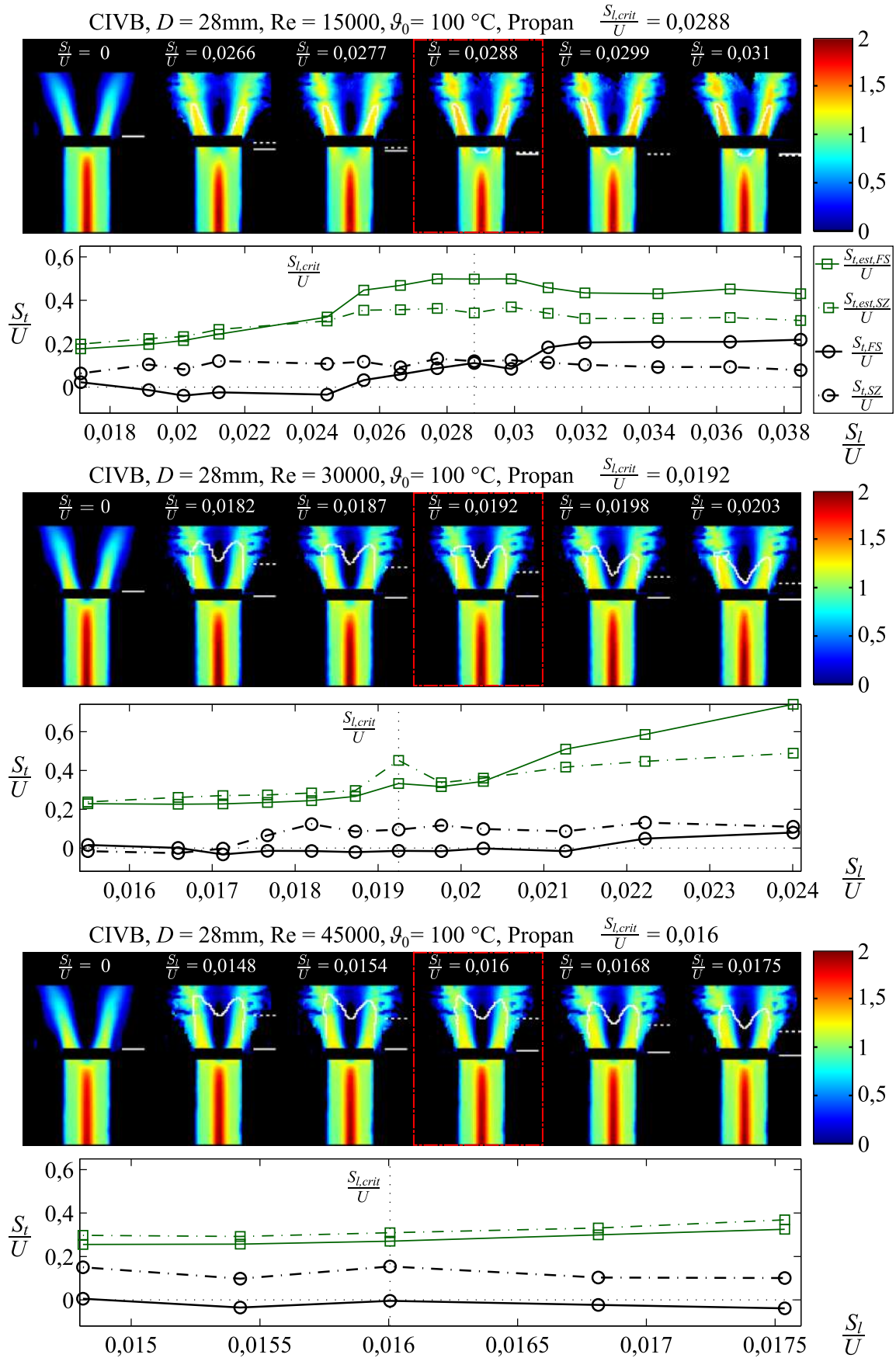


Abbildung A.59: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

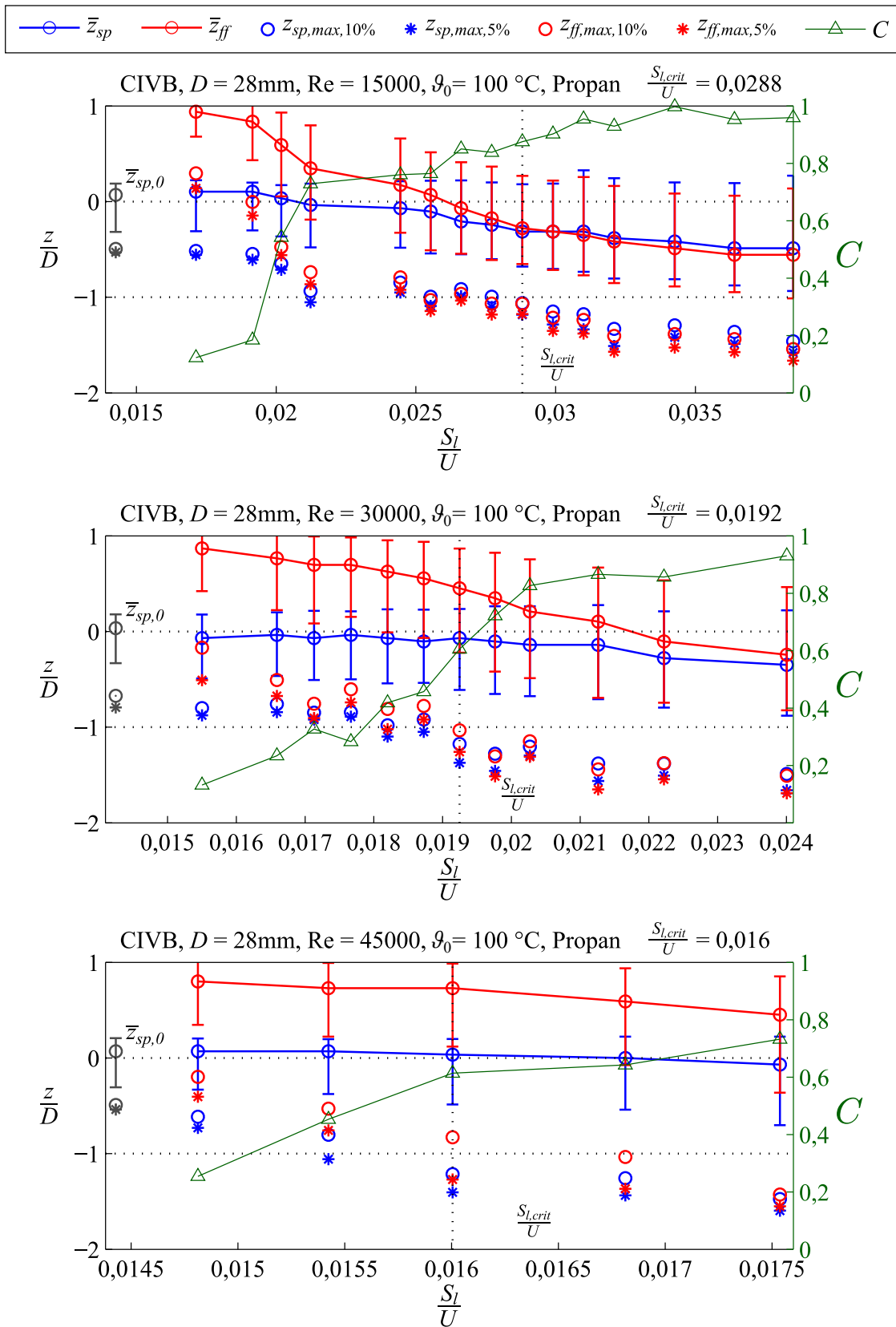


Abbildung A.60: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Propan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ °C}$

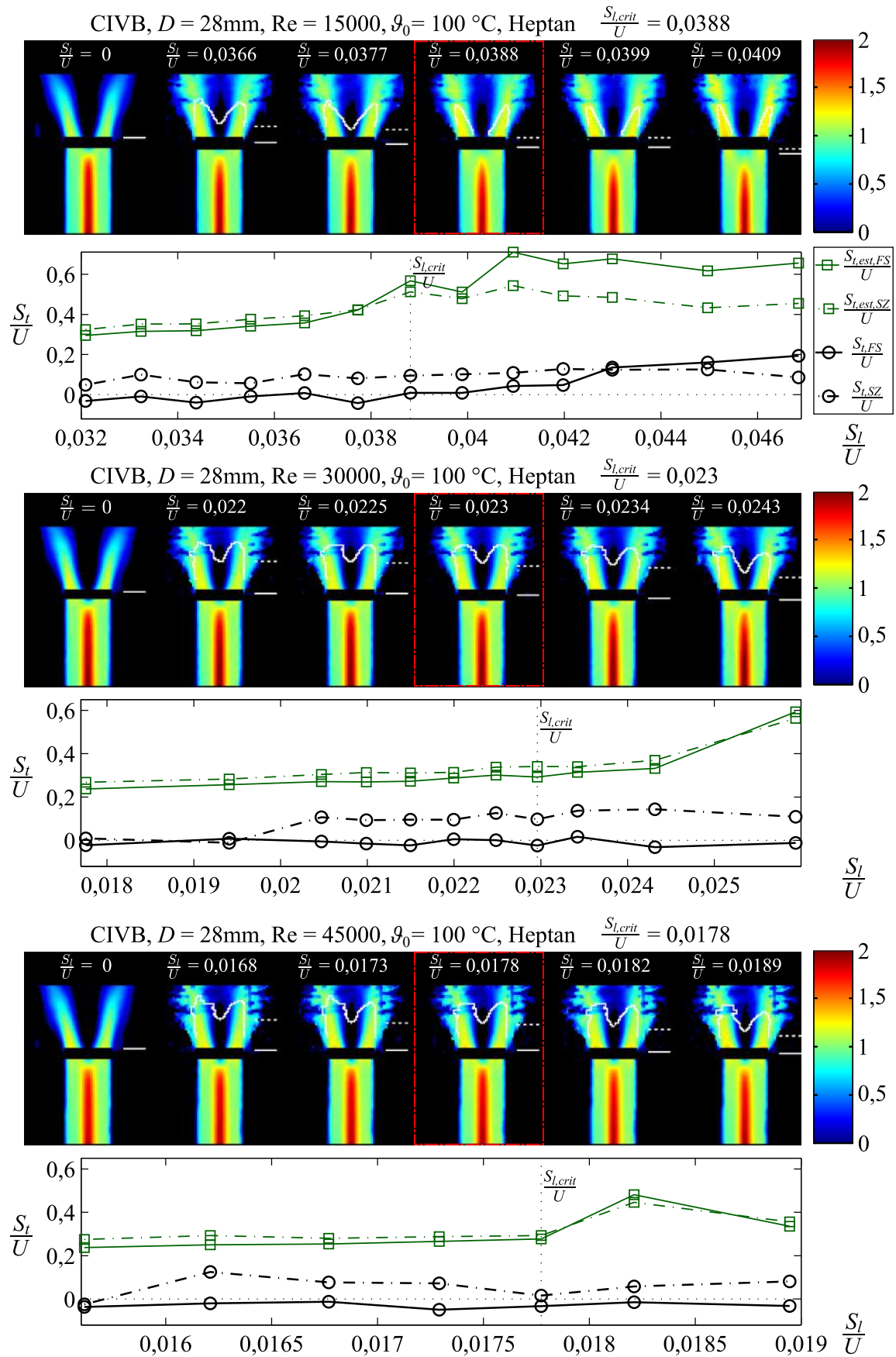


Abbildung A.61: Reagierendes Strömungsfeldes und turbulente Brenngeschwindigkeit an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$

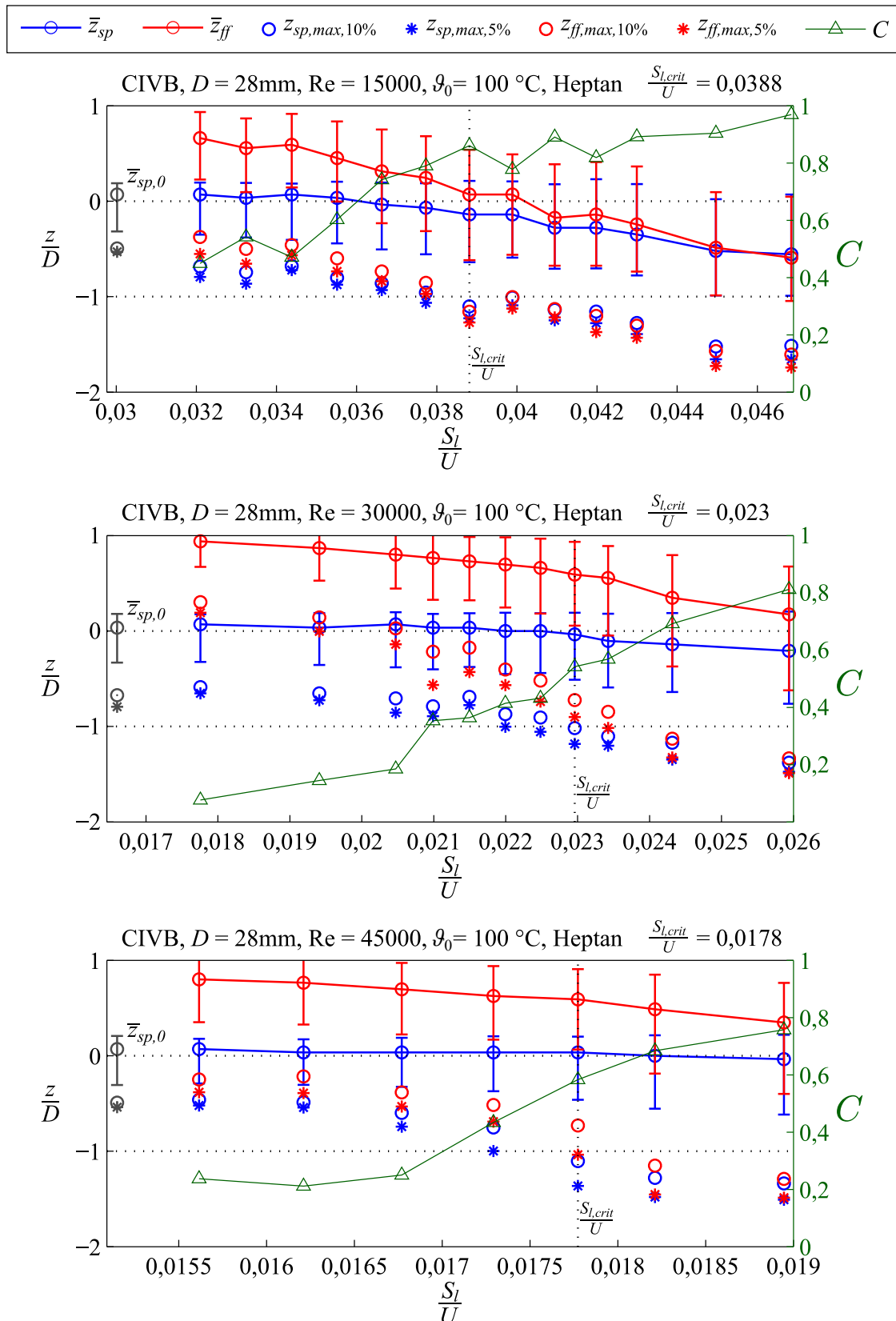


Abbildung A.62: Statistik der axialen Position des Staupunktes und der Flammenspitze an der Stabilitätsgrenze, Heptan,  $D = 28\text{ mm}$ ,  $\vartheta_0 = 100\text{ }^\circ\text{C}$



Drallströmungen sind faszinierend, weil darin so manches Phänomen auftritt, das sich mit einem konventionellen Verständnis für Fluidodynamik nicht erschließt. Wohingegen bei den meisten Strömungen Druckgradient und Geschwindigkeitsvektor nahezu gleich ausgerichtet sind, weist der Druckgradient bei Drallströmungen eine wesentliche radiale Komponente senkrecht zum Geschwindigkeitsvektor auf, was zu einer energetischen Schichtung der Strömung in radialer Richtung führt. Dies ermöglicht Strömungstransitionen wie das Wirbelaufplatzen, das häufig zur Stabilisierung der Verbrennung in Gasturbinen eingesetzt wird. In Verbrennungssystemen mit einer dem Wirbelaufplatzen unmittelbar vorangehenden Vormischzone kann sich auf Grund der durch die Verbrennung induzierten Dichte- und Druckgradienten das Wirbelaufplatzen und mit ihm die Flamme stromauf in die Vormischzone verlagern – es kommt zum Flammenrückschlag. In dieser Arbeit wird experimentell untersucht, warum und wie dieser Flammenrückschlag bei verschiedenen Betriebsbedingungen zustande kommt.

**Logos Verlag Berlin**

**ISBN 978-3-8325-5475-0**

**ISSN 1615-4983**